

УДК 53.082.79; 538.915

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ АЛЮМИНИЯ
В РЕШЕТКЕ КРЕМНИЯ μ^- SR-МЕТОДОМ

Т. Н. Мамедов, А. В. Стойков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. Н. Горелкин

Московский физико-технический институт, Москва

ВВЕДЕНИЕ	1005
МЕЛКИЕ АКЦЕПТОРНЫЕ ЦЕНТРЫ В КРЕМНИИ. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ	1006
μ^- SR-ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ Al в Si	1012
Физические основы μ^- SR-метода и методика экспери- мента	1012
Формирование акцепторного центра при имплантации от- рицательного мюона в кремний	1014
Условия проведения измерений и обработка эксперимен- тальных данных	1015
Обнаружение релаксации и сдвига частоты прецессии спина отрицательного мюона в кремнии	1017
Определение константы сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре, образованном атомом Al в Si	1022
Исследование механизмов релаксации магнитного мо- мента мелкого акцепторного центра в кремнии	1025
Определение коэффициента захвата электронов зоны проводимости нейтральным атомом алюминия в кремнии	1031
Поведение сдвига частоты прецессии спина мюона в сильнолегированном кремнии <i>p</i> -типа	1035
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1037
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1037

УДК 53.082.79; 538.915

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ АЛЮМИНИЯ В РЕШЕТКЕ КРЕМНИЯ μ^- SR-МЕТОДОМ

Т. Н. Мамедов, А. В. Стойков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. Н. Горелкин

Московский физико-технический институт, Москва

Представлен обзор работ, посвященных исследованию взаимодействий акцепторной примеси алюминия в решетке кремния с помощью отрицательных мюонов. Приводятся сведения о современном состоянии исследований мелких акцепторных центров в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза. Кратко изложены физические основы μ SR-метода исследования вещества с использованием поляризованных отрицательных мюонов.

В результате применения μ^- SR-метода впервые исследованы механизмы релаксации магнитного момента акцепторной примеси алюминия в кремнии в широком диапазоне концентраций примеси n - и p -типа (от 10^{12} до 10^{20} см^{-3}) и в диапазоне температур $4,2 \div 300$ К: экспериментально определен вид температурной зависимости скорости спин-решеточной релаксации; показано, что при концентрациях примеси выше критической, соответствующей переходу полупроводник — металл (переход Мотта), основным механизмом релаксации при $T \lesssim 30$ К является спин-обменное рассеяние носителей заряда на акцепторе.

Впервые получена оценка величины сверхтонкого взаимодействия для акцепторного центра Al в Si.

The review is devoted to investigation of interactions of the aluminum acceptor impurity in silicon lattice by means of negative muons. The modern status of investigations of the shallow acceptors in the semiconductors with diamond-like crystal structure is presented. The physical bases of the μ SR-method for studying matter by means of polarized negative muons are briefly given.

As a result of application of the μ^- SR-method the mechanisms for the relaxation of the magnetic moment of aluminum acceptor impurity in silicon are studied for the first time in a wide range of n - and p -type impurity concentrations (from 10^{12} up to 10^{20} cm^{-3}) and the temperature range 4.2–300 K: the form for the temperature dependence of the spin-lattice relaxation rate is experimentally determined; it is shown that at impurity concentrations above the critical concentration corresponding to the semiconductor–metal transition (the Mott transition) the dominant mechanism of relaxation at $T \lesssim 30$ K is the spin-exchange scattering of the charge carriers on the acceptor.

An estimate for the hyperfine interaction constant for the acceptor center Al in Si is obtained for the first time.

ВВЕДЕНИЕ

Важность исследования примесных состояний была понята еще на заре развития физики полупроводников. В основе достижений современной микро-

и оптоэлектроники лежат накопленный уровень знаний о структуре и свойствах примесных центров и возможности современной технологии, позволяющей выращивать полупроводниковые кристаллы с контролируемым содержанием примесей в широком диапазоне изменения их концентраций.

Несмотря на то, что за несколько десятков лет накоплено огромное количество экспериментальных данных о различных примесях и дефектах в полупроводниках, мелкие акцепторные центры в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза (кремний, германий, алмаз и т. д.) до сих пор недостаточно изучены, как экспериментально, так и теоретически [1–3].

Применение метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), сыгравшего ключевую роль в исследованиях различных парамагнитных примесей в полупроводниках, в случае мелких акцепторных центров в алмазоподобных полупроводниках ограничено вследствие высокой скорости релаксации магнитного момента акцептора и уширения ЭПР-линии из-за вырождения основного состояния акцепторной примеси и случайных остаточных деформаций в кристалле [4].

На возможность и перспективность применения отрицательных мюонов для исследования акцепторных центров в таких полупроводниках, как кремний, германий, алмаз, было обращено внимание в ряде работ (см., например, [5]). При захвате отрицательного мюона атомом полупроводника образуется мюонный атом, который моделирует поведение акцепторной примеси. Поведение остаточной поляризации отрицательного мюона в $1S$ -состоянии мюонного атома определяется состоянием электронной оболочки данного атома и его взаимодействием со средой. Эволюция поляризации спина μ^- может быть изучена с использованием методики μ SR-эксперимента [6] (μ SR — Muon Spin Rotation, Relaxation, Resonance).

1. МЕЛКИЕ АКЦЕПТОРНЫЕ ЦЕНТРЫ В КРЕМНИИ. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Атомы элементов III и V групп периодической таблицы, введенные в полупроводник, состоящий из атомов элемента IV группы (C, Si, Ge), обычно занимают узлы в его кристаллической решетке, замещая атомы полупроводника. Атом V группы, имея пять электронов сверх заполненной оболочки и все четыре ковалентные связи с ближайшими атомами полупроводника, пятый электрон отдает в зону проводимости, то есть является донором электронов. Примесный атом при этом становится положительно заряженным. Трехвалентный атом (элемент III группы) в полупроводнике также устанавливает четыре ковалентные связи, при этом недостающий для образования связей электрон он получает из валентной зоны, то есть является акцептором.

В валентной зоне полупроводника при этом образуется «дырка» — недостаток электрона, а примесный атом получает избыточный единичный отрицательный заряд. Электрон (дырка) испытывает притяжение положительно (отрицательно) заряженного примесного атома и может перейти в связанное состояние, образовав систему, подобную атому водорода. Отличие от атома водорода состоит, однако, в том, что потенциал примесного атома на больших расстояниях (порядка нескольких постоянных кристаллической решетки) сильно ослаблен за счет большой диэлектрической проницаемости среды, а эффективная масса носителей заряда в полупроводнике определяется параметрами зоны проводимости (для электронов) и валентной зоны (для дырок). Аналогия с атомом водорода подтверждается оптическими экспериментами [7]. Система энергетических уровней примесного атома подобна системе уровней атома водорода, но сдвинута в инфракрасную область:

$$E_n \sim -\frac{e^2}{2\varepsilon n^2 a^*}, \quad a^* = \frac{\hbar^2 \varepsilon}{m^* e^2}, \quad (1)$$

где a^* — эффективный борковский радиус электрона (дырки); m^* — эффективная масса носителей заряда; ε — диэлектрическая постоянная. Для кремния $\varepsilon \approx 12$, $m_e^* \sim m_h^* \sim m_e$ (m_e^* , m_h^* , m_e — эффективная масса электрона, дырки и масса свободного электрона). Соответственно, характерная величина энергии ионизации мелкого примесного центра в кремнии составляет $E_i = E_1 \sim 50$ мэВ, а эффективный борковский радиус ($a^* \sim 30$ Å) охватывает около пяти постоянных кристаллической решетки ($a = 5,5$ Å).

«Водородоподобная» модель позволяет получить качественное представление о мелких примесных центрах в полупроводниках. Более удовлетворительное согласие с экспериментом достигается в расчетах по методу «эффективной массы» [8–10].

Одной из центральных в методе «эффективной массы» является проблема правильного вычисления энергии ионизации в зависимости от типа примесного атома. В пределах центральной ячейки представление об экранированном кулоновском потенциале примесного атома неприменимо, и необходимо знать точный вид потенциала. Вычисление потенциалов различных примесных атомов в кремнии выполнено в работе [11], где было показано, что если атом примеси имеет полностью заполненную электронную оболочку, аналогичную заполненной оболочке атомов полупроводника (изохорическая примесь), то его потенциал в области центральной ячейки лишь незначительно отличается от потенциала точечного заряда (e^2/r); чем больше различие в заполненных электронных оболочках, тем сильнее отличие от потенциала точечного заряда. Изохорическим донором в кремнии является фосфор, акцептором — алюминий. Для этих примесей, согласно [11], расчеты по методу «эффективной массы» должны давать наилучшее согласие с экспериментом.

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические значения энергии ионизации и плотности волновой функции электрона на ядре атома донорной примеси в кремнии. Приведены также экспериментальные значения константы сверхтонкого взаимодействия (A)

Примесь	E_i , мэВ		$ \Psi(0) ^2$, 10^{24} см $^{-3}$		A/h , МГц
	Эксперимент [12]	Теория [11]	Эксперимент [13]	Теория [14]	Эксперимент [13]
^{31}P	45	44,3	0,43	0,40	118
^{76}As	54	53,7	1,73	1,58	198
^{121}Sb	43	42,7	1,18	0,85	187
^{123}Sb	43	42,7	1,18	0,85	102

В табл. 1 приведены экспериментальные и теоретические значения энергии ионизации и плотности волновой функции электрона на ядре примесного атома ($|\Psi(0)|^2$) для некоторых доноров в кремнии. Как следует из таблицы, результаты расчетов энергии ионизации практически совпадают с экспериментальными значениями для всех приведенных доноров, в то время как для неизохорических примесей имеет место несовпадение теоретических и экспериментальных значений $|\Psi(0)|^2$. Из таблицы также видно, что величина $|\Psi(0)|^2$ более «чувствительна» к типу примесного атома по сравнению с E_i .

Необходимо отметить, что решающую роль в построении волновой функции мелких доноров в кремнии сыграло наличие обширного экспериментального материала (см., например, [15, 16]), где методами ЭПР и ДЭПР (двойной электрон-ядерный парамагнитный резонанс) была определена плотность волновой функции донорного электрона в различных узлах кристаллической решетки.

В случае мелких акцепторов в кремнии имеет место (см., например, [17–19]) существенное расхождение в результатах теоретических расчетов величины энергии ионизации (разброс теоретических значений составляет $44 \div 74$ мэВ; экспериментальное значение для алюминия составляет $E_i = 68$ мэВ [12]). Теоретические расчеты величины $|\Psi(0)|^2$ для мелких акцепторов нам неизвестны.

Рассмотрим возможности экспериментальных методов — ЭПР, ДЭПР и ЯМР (ядерный магнитный резонанс) применительно к изучению электронной структуры мелких акцепторов в кремнии.

Парамагнитная электронная оболочка примесного атома создает сверхтонкое магнитное поле (\mathbf{B}_{hf}) на ядре атома примеси. Изучение сверхтонкого взаимодействия парамагнитного центра с ядерными магнитными моментами позволяет получить информацию о распределении волновой функции неспаренных электронов данного центра.

Рассмотрим простейший случай, когда взаимодействие изотропно и отличным от нуля спином обладает только ядро примесного атома. Во внешнем магнитном поле \mathbf{B} спиновый гамильтониан системы (электронная оболочка + ядро) имеет вид

$$\mathcal{H} = g\mu_B \mathbf{J}\mathbf{B} - (\mu_N/I)\mathbf{I}\mathbf{B} + A\mathbf{I}\mathbf{J}, \quad (2)$$

где g и \mathbf{J} — g -фактор и полный момент количества движения электронной оболочки; μ_B — магнетон Бора; μ_N и \mathbf{I} — магнитный момент и спин ядра; A — константа сверхтонкого взаимодействия.

Для мелких акцепторных центров в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза взаимодействие магнитного момента акцептора с внешним магнитным полем принято представлять в виде [20]:

$$\mathcal{H} = g_1\mu_B \mathbf{J}\mathbf{B} + g_2\mu_B \sum_i J_i^3 B_i, \quad i = x, y, z. \quad (3)$$

Для мелких акцепторов в кремнии $J = 3/2$, $|g_2| \ll |g_1|$ [20]. В формуле (2) величина g соответствует g_1 в (3), а величина g_2 принята равной нулю.

Сверхтонкое поле \mathbf{B}_{hf} на ядре примесного атома обусловлено как спином \mathbf{S} , так и орбитальным моментом \mathbf{L} электронной оболочки атома (см., например, [21, 22]):

$$\mathbf{B}_{hf}^S = -\frac{16\pi}{3}\mu_B \mathbf{S}|\Psi(0)|^2, \quad \mathbf{B}_{hf}^L = -2\mu_B \mathbf{L} \frac{1}{\langle r^3 \rangle}, \quad (4)$$

где \mathbf{B}_{hf}^S , \mathbf{B}_{hf}^L — контактное и орбитальное сверхтонкие поля; $|\Psi(0)|^2$ — плотность волновой функции электрона на ядре.

В приближении сильного поля, т.е. когда $g\mu_B B$ значительно больше остальных членов гамильтониана (2), рассматриваемая система имеет следующие уровни энергии:

$$E = g\mu_B m_J B - \frac{\mu_N}{I} m_I B + A m_J m_I, \quad (5)$$

где m_J , m_I — магнитные квантовые числа электронной оболочки и ядра.

В экспериментах по электронному парамагнитному резонансу внешним электромагнитным полем индуцируются переходы с $\Delta m_J = \pm 1$, $\Delta m_I = 0$, что приводит к резонансному поглощению электромагнитной СВЧ-энергии ($hf_0 = g\mu_B B + Am_I$; f_0 — резонансная частота). При ядерном магнитном резонансе $\Delta m_J = 0$, $\Delta m_I = \pm 1$ и резонансные переходы $hf_0 = (\mu_N/I)B + Am_J$ регистрируются в радиочастотном диапазоне. В методе двойного электрон-ядерного парамагнитного резонанса переходы с $\Delta m_J = 0$, $\Delta m_I = \pm 1$ обнаруживаются по их влиянию на сигнал парамагнитного резонанса на частоте, соответствующей одному из переходов с $\Delta m_J = \pm 1$.

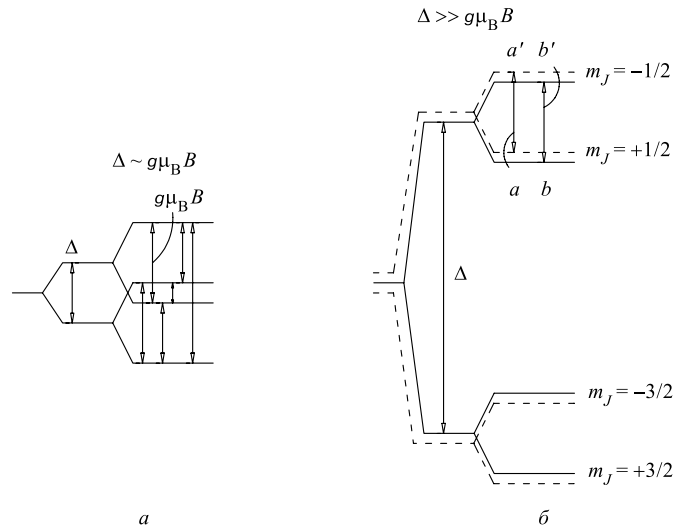


Рис. 1. Расщепление основного состояния мелкого акцепторного центра в кремнии при одноосной деформации кристалла (Δ — энергия деформации) в магнитном поле B . Штриховыми линиями на рис. б показано расщепление, возникающее в результате случайных внутренних напряжений

Основное состояние акцепторной примеси четырехкратно вырождено ($J = 3/2$). В напряженном кристалле вырождение частично снимается, основное состояние расщепляется на два двукратно вырожденных состояния со значениями квантового числа $|m_J| = 1/2$ и $3/2$ (см. рис. 1). В кристалле всегда присутствуют случайные внутренние напряжения, обусловленные несовершенством его структуры (точечные дефекты, дислокации). Средняя энергия (Δ) расщепления основного состояния акцептора при различного рода деформациях в кремнии по порядку величины составляет [23]:

$$\begin{aligned}
 \text{примесные атомы: } \Delta &\sim 2 \cdot 10^{-23} N_{\text{imp}}, \\
 \text{дислокации: } \Delta &\sim 3 \cdot 10^{-7} N_{\text{disl}}^{1/2}, \\
 \text{одноосное сжатие: } \Delta &\sim 2 \cdot 10^{-12} X,
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

где энергия расщепления Δ выражена в эВ; N_{imp} — концентрация примесных атомов в см^{-3} ; N_{disl} — плотность дислокаций в см^{-2} ; X — сжимающее напряжение в $\text{дин}/\text{см}^2$.

Во внешнем магнитном поле B снимается также спиновое вырождение, в результате чего каждое из состояний с $|m_J| = 1/2$ и $3/2$ расщепляется на величину зеемановской энергии $2|m_J|g\mu_B B$. Как следует из (6), энергии

$g\mu_B B \sim 6 \cdot 10^{-5}$ эВ расщепления в магнитном поле 10^4 Гс соответствует расщепление, возникающее при концентрации примесных атомов $N_{\text{имп}} \sim 3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ или при одноосном сжатии кристалла усилием $X \sim 3 \cdot 10^7$ дин/см $^2 \approx 30$ кгс/см 2 .

При $g\mu_B B \sim \Delta$ разрешены переходы между любыми расщепленными уровнями акцептора (см. рис. 1, *a*). В этом случае ЭПР-линия «неоднородно» уширена*, что сильно затрудняет наблюдение сигнала резонанса. Подвергая образец одноосному сжатию, можно легко удовлетворить условию $\Delta \gg g\mu_B B$. В этом случае разрешенными являются переходы с $\Delta m_J = \pm 1$, и ширина ЭПР-линии не зависит от случайных напряжений в кристалле (рис. 1, *b*).

До настоящего времени проведено лишь несколько ЭПР-исследований мелких акцепторных центров в кремнии [23–27]. В большинстве случаев эксперимент проводился в условиях сильного одноосного сжатия ($X \sim 10^9$ дин/см 2) исследуемых кристаллов. Лишь в одной работе [27] ЭПР-сигнал атомов бора был обнаружен в недеформированном кремнии, что стало возможным благодаря использованию кристалла с малой плотностью внутренних напряжений. Ни в одной из перечисленных экспериментальных работ расщепление резонансных линий, обусловленное сверхтонким взаимодействием, не наблюдалось.

В случае неоднородно уширенной линии, разрешение ЭПР-метода может быть существенно (на несколько порядков) улучшено при использовании метода двойного электрон-ядерного парамагнитного резонанса. Однако в случае мелких акцепторов в кремнии имеет место также значительное «однородное» уширение резонансных (ЭПР и ДЭПР) линий, обусловленное высокой скоростью спин-решеточной релаксации электронного магнитного момента. По этой причине ДЭПР-данные об исследовании мелких акцепторов в кремнии отсутствуют.

Информация о величине сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре может быть получена из экспериментов по ядерному магнитному резонансу. Так, в работе [28] на основе данных по сдвигу частоты ядерного магнитного резонанса в кремнии с концентрацией примеси бора ($3,4 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) была получена оценка величины $B_{hf}/(|g|J)$, которая составила ~ 450 Гс.

Однако возможности метода ЯМР по исследованию мелких акцепторов (и доноров) в кремнии ограничены, поскольку для наблюдения ЯМР-сигнала требуется высокая ($> 10^{18}$ см $^{-3}$) концентрация примесей в образце. При столь высоких концентрациях примесных атомов имеет место сильное межпримесное взаимодействие (см., например, [29]), что затрудняет интерпретацию экспериментальных данных.

*Принято говорить, что линия ЭПР уширена однородно (неоднородно), если насыщение части линии приводит (не приводит) к насыщению всей линии.

Таким образом, как следует из приведенного выше рассмотрения, мелкие акцепторные центры в кремнии (и в других алмазоподобных полупроводниках) изучены недостаточно, как теоретически, так и экспериментально.

2. μ^- -SR-ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ Al В Si

2.1. Физические основы μ^- -SR-метода и методика эксперимента. Отрицательный мюон (μ^-) — это слабодействующая нестабильная частица. Спину мюона $S_\mu = 1/2$ соответствует магнитный момент $\mu_\mu \approx (m_e/m_\mu) \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора, m_e, m_μ — массы электрона и мюона соответственно. Среднее время жизни свободного μ^- составляет $\simeq 2,2$ мкс.

Вследствие нарушения пространственной четности при распаде $\pi^+(\pi^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ пучки мюонов, получаемые на ускорителях, поляризованы. Степень поляризации пучков мюонов близка к 90 %.

При попадании в среду отрицательный мюон замедляется (в основном, из-за ионизационных потерь энергии) и захватывается на один из возбужденных уровней атома среды. За время менее 10^{-10} с мюон, совершая оже- и радиационные переходы, достигает $1S$ -уровня. Радиус орбиты мюона на K -оболочке мюонного атома примерно в $m_\mu/m_e \approx 207$ раз меньше радиуса орбиты $1S$ -электрона. Отрицательный мюон экранирует единицу заряда ядра, и электронная оболочка такого атома аналогична электронной оболочке атома с зарядом ядра $(Z-1)$, где Z — заряд исходного ядра N_Z , а система $(N_Z + \mu^-)$ может рассматриваться как псевдоядро мюонного атома. В случае бесспинового ядра N_Z остаточная поляризация отрицательного мюона на $1S$ -уровне мюонного атома составляет $\lesssim 1/6$ от начальной величины [30]: деполаризация μ^- происходит вследствие взаимодействия спина мюона с его орбитальным моментом в процессе каскадных переходов в $1S$ -состояние.

Далее, величина поляризации мюона на $1S$ -уровне зависит от взаимодействия магнитных моментов мюона и электронной оболочки мюонного атома (сверхтонкое взаимодействие) и от взаимодействия этих моментов с окружающей средой. Таким образом, поляризация мюонов на $1S$ -уровне P оказывается функцией времени, и зависимость $P(t)$ содержит информацию о взаимодействиях магнитного момента мюона в среде и, соответственно, о свойствах среды.

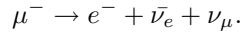
Время жизни μ^- на $1S$ -уровне мюонного атома (τ_μ) определяется двумя процессами — распадом мюона и ядерным захватом:

$$\tau_\mu = 1/\Lambda_d + 1/\Lambda_c, \quad (7)$$

где Λ_d и Λ_c — скорость распада мюона и скорость его захвата ядром соответственно.

Скорость ядерного захвата отрицательных мюонов измерена практически для всех элементов. Экспериментальные данные по скорости захвата приведены, например, в [31].

Распад отрицательного мюона происходит по схеме



Кинетическая энергия электронов от распада остановившихся мюонов изменяется в интервале от 0 до $E_{\max} \approx (1/2) m_\mu c^2 \approx 52,3$ МэВ. Вследствие несохранения четности при распаде поляризованных μ^- пространственное распределение электронов распада является асимметричным [32]:

$$dW(E, \theta) = \frac{1}{\tau_\mu} \left[1 - \frac{2\varepsilon - 1}{3 - 2\varepsilon} \cos \theta \right] (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon d \cos \theta, \quad (8)$$

где dW — вероятность вылета электрона распада в пределах азимутального угла $\theta \div (\theta + d\theta)$ в единицу времени; θ — угол между направлениями спина мюона и импульса электрона; $\varepsilon = E/E_{\max}$ — энергия электрона распада, выраженная в относительных единицах. Коэффициент асимметрии пространственного распределения электронов распада $\alpha = (2\varepsilon - 1)/(3 - 2\varepsilon)$ зависит от энергии: при $\varepsilon = 1$ $\alpha = 1$; усредненное по всему энергетическому спектру значение $\alpha = 1/3$.

Асимметрия пространственного распределения электронов распада является физической основой метода исследования вещества с помощью поляризованных мюонов (μ SR-метод). В μ SR-эксперименте изучается поведение поляризации $P(t)$ ансамбля мюонов, имплантированных в исследуемый образец. Начальная поляризация ансамбля задается значением поляризации используемого пучка мюонов. Измерение $P(t)$ осуществляется (в большинстве случаев) путем регистрации электронов распада в фиксированном направлении в пределах небольшого телесного угла (см. рис. 2). Момент остановки мюона в образце М фиксируется по совпадению сигналов сцинтилляционных счетчиков С1 и С2 в антисовпадении с сигналом счетчика С3. По этой комбинации сигналов триггер вырабатывает сигнал «Ворота» длительностью ~ 10 мкс, в течение которого

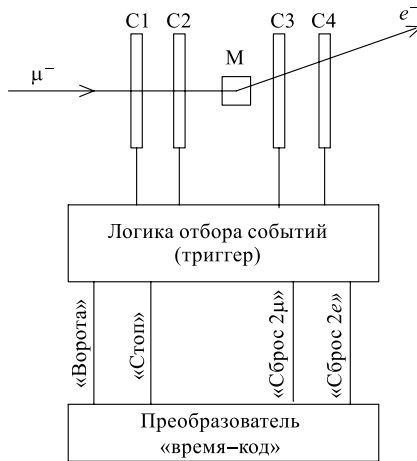


Рис. 2. Упрощенная схема μ^- SR-эксперимента

ождается событие распада мюона. Регистрация электрона распада происходит при одновременном появлении сигналов со счетчиков С3 и С4 при отсутствии сигнала со счетчика С2 и в течение интервала «ворот» приводит к выработке триггером сигнала «Стоп». Преобразователь «время–код» измеряет интервал времени t между событиями остановки мюона в образце и регистрации электрона распада. События электронов распада накапливаются в виде гистограммы как функция времени t (μ SR-спектр).

Во избежание искажений μ SR-спектров, обусловленных неоднозначностью в определении принадлежности зарегистрированного электрона к распаду конкретного мюона, необходимо, чтобы в течение времени «ворот» не был зарегистрирован второй мюон и был зарегистрирован не более чем один электрон (условие $1\mu \rightarrow 1e$). Выполнение условия $1\mu \rightarrow 1e$ обеспечивается вырабатываемыми триггером сигналами «Сброс 2μ » и «Сброс $2e$ ».

Полученный таким образом μ SR-спектр представляет собой временное распределение электронов от распада мюонов, остановившихся в образце:

$$N(t) = N(0) e^{-t/\tau_\mu} (1 + \alpha P(t)) + B, \quad (9)$$

где $N(t)$ — количество электронов распада $\mu \rightarrow e$, зарегистрированных в интервале времени $t \div (t + dt)$ (dt задается шириной канала гистограммы); $N(0)$ — счет в нулевом канале гистограммы; τ_μ — время жизни отрицательного мюона в $1S$ -состоянии мюонного атома; α — коэффициент асимметрии; $P(t)$ — проекция вектора поляризации мюонов, остановившихся в образце, на направление наблюдения; B — фон, т. е. события, не связанные с распадом мюонов.

Из экспериментальных данных определяется величина $a(t) = \alpha P(t)$. Здесь значение α отличается от $1/3$ (см. выше), поскольку счетчики, используемые для регистрации электронов от распада $\mu^- \rightarrow e^-$, обладают ненулевым порогом и часть электронов с малыми энергиями не регистрируется. Кроме того, регистрация электронов происходит в конечном интервале углов (счетчики имеют конечные размеры), то есть имеет место усреднение по углу θ в конечном интервале $\Delta\theta$ в формуле (8).

2.2. Формирование акцепторного центра при имплантации отрицательного мюона в кремний. Из рассуждений, приведенных в предыдущем пункте, следует, что при захвате отрицательного мюона в кремнии образовавшийся мюонный атом является химическим аналогом атома алюминия. Далее мы его обозначим как μ Al. Как известно, алюминий является акцепторной примесью в кремнии. Следовательно, временная зависимость поляризации отрицательных мюонов на $1S$ -уровне атома μ Al содержит информацию о взаимодействиях акцепторного центра Al в Si.

Кинетика формирования μ Al-акцепторного центра при имплантации μ^- в кремний рассмотрена в [33]. При движении в среде отрицательный мюон

создает вдоль своей траектории трек, состоящий из ионизованных атомов и электронов. Ионизованная область вокруг мюонного атома создается энергичными оже-электронами, испускаемыми при каскадных переходах мюона в $1S$ -состояние. Процессы термализации «горячих» носителей заряда заканчиваются за время $\lesssim 10^{-10}$ с. К этому моменту времени атом ${}^{\mu}\text{Al}$, восстановив все четыре ковалентные связи с ближайшими атомами Si, находится в ионизованном (диамагнитном) состоянии — ${}^{\mu}\text{Al}^{-}$. Плотность термализованных дырок вблизи мюонного атома составляет $n_h \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Скорость захвата дырок ионизованным акцепторным центром при $T > 10 \text{ К}$

$$\Lambda_c^h \approx 2,1 \cdot 10^{-8} \left(\frac{300}{T} \right)^{5/2} n_h. \quad (10)$$

Таким образом, при $T \lesssim 30 \text{ К}$ ионизованный акцептор захватывает дырку за время менее чем 10 нс и переходит в нейтральное (парамагнитное) состояние ${}^{\mu}\text{Al}^0$. Время жизни μ^{-} на K -оболочке атома Si составляет $\tau_{\text{Si}} = 760 \text{ нс}$ [31]. Это означает, что поведение поляризации μ^{-} в основном будет обусловлено взаимодействиями парамагнитного акцепторного центра.

Отметим, что смещение мюонного атома ${}^{\mu}\text{Al}$ из узла кристаллической решетки в процессе его формирования, например, за счет энергии отдачи, получаемой при радиационных переходах мюона в $1S$ -состояние, маловероятно (подробности см. в [34]).

2.3. Условия проведения измерений и обработка экспериментальных данных. Целью исследования [35–42] являлось изучение взаимодействий ${}^{\mu}\text{Al}$ -акцепторного центра, образующегося при имплантации μ^{-} в Si, в зависимости от температуры, типа и концентрации примесей в кремнии.

μ^{-} -SR-измерения были выполнены для более чем 20 образцов кристаллического кремния, легированных примесью различного типа (диапазон концентраций примесных атомов от $\sim 10^{12}$ до $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$).

Измерения проводились во внешнем, поперечном направлении спина мюона магнитном поле величиной до 0,2 Тл. Долговременная стабильность магнитного поля и его однородность в объеме образца были не хуже чем 10^{-4} . Температура образцов стабилизировалась с точностью 0,1 К в диапазоне $4,2 \div 300 \text{ К}$.

Рассмотрим особенности обработки экспериментальных μ^{-} -SR-спектров.

В реальных условиях проведения эксперимента часть мюонов, помимо образца, останавливается в материалах криостата и в сцинтилляционных счетчиках и также дает вклад в μ -SR-спектр. Поскольку время жизни μ^{-} зависит от заряда атомного ядра, то дифференциальный по времени спектр электронов распада $\mu^{-} \rightarrow e^{-}$ представляет собой сумму нескольких распадных

экспонент:

$$N(t) = \sum_X N_X(0) e^{-t/\tau_X} (1 + \alpha_X P_X(t)) + B(t), \quad (11)$$

где $N_X(0)$, τ_X , α_X и $P_X(t)$ — соответственно, счет в нулевом канале гистогаммы, время жизни, коэффициент асимметрии электронов распада и проекция вектора поляризации на ось наблюдения для мюонов, захваченных атомом X ; $B(t)$ — фон.

Сцинтилляционные счетчики состоят из углеводов, криостаты изготавливаются из немагнитных материалов (медь, латунь). Соответственно в μ^- -SR-спектре присутствуют компоненты, обусловленные захватом мюонов углеродом и медью (см. рис. 3).

Фон в спектре имеет временную структуру, обусловленную структурой протонного пучка. Для описания структуры фона использовалась сумма нескольких первых гармоник ($n_{\max} \leq 3$) ускорительной частоты (ω_{ac}):

$$B(t) = B_0 + \sum_{n=1}^{n_{\max}} B_n \cos(n\omega_{ac}t + \phi_n), \quad (12)$$

где B_0 — не зависящий от времени фон случайных совпадений; ϕ_n — фаза.

Вид функций поляризации $P_{Cu}(t)$ и $P_C(t)$ во внешнем, поперечном спину мюона магнитном поле определялся в независимых экспериментах с мишенью из меди.

В связи с тем, что атомы меди обладают отличным от нуля спином ядра, имеет место дополнительная деполяризация μ^- , обусловленная сверхтонким взаимодействием спинов ядра (I) и мюона (S_μ) [43,44]. Согласно экспериментальным данным [38,45,46], амплитуды $a_\pm = \alpha P_\pm$ прецессии спина мюона на частотах $\omega_\pm = \gamma_\pm B$, соответствующие состояниям с полным моментом $F_\pm = I \pm S_\mu$, близки к нулю (например, согласно [38], $a_\pm = (0,2 \pm 0,3) \%$).

Поляризация отрицательных мюонов, остановившихся в сцинтилляционных счетчиках, не равна нулю, и в поперечном магнитном поле имеет место незатухающая прецессия вектора поляризации на частоте, близкой к частоте прецессии спина свободного мюона:

$$P_C(t) = P_C(0) \cos(\omega_C t + \phi_C), \quad (13)$$

где $P_C(0)$ — поляризация в нулевой момент времени; ω_C и ϕ_C — частота и начальная фаза прецессии спина мюона.

Для кремния (здесь и далее индекс Si опущен) функция поляризации

$$P(t) = P_0 e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \phi) \quad (14)$$

или

$$P(t) = P_0 \left(A_1 e^{-\tilde{\lambda}t} \cos(\omega t + \phi) + A_2 \cos(\omega_0 t + \phi_0) \right), \quad (15)$$

где P_0 — поляризация в нулевой момент времени (остаточная поляризация μ^- при достижении $1S$ -уровня в мюонном атоме); A_1 и A_2 — относительные амплитуды релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации: $A_1 = \lambda/(\lambda + \nu_{tr})$, $A_2 = \nu_{tr}/(\lambda + \nu_{tr})$; $\tilde{\lambda} = \lambda + \nu_{tr}$, λ — скорость релаксации спина мюона в парамагнитном состоянии акцепторного центра; ν_{tr} — скорость ионизации акцепторного центра; ω , ϕ (ω_0 , ϕ_0) — частота и начальная фаза прецессии для релаксирующего (нерелаксирующего) компонента поляризации. Двухкомпонентная функция поляризации (15) использовалась при обработке экспериментальных данных для сильно легированных образцов n -типа кремния (см. п. 2.7), в остальных случаях использовалась однокомпонентная функция поляризации (14).

Параметры функций (14) или (15), описывающих поведение поляризации отрицательных мюонов в кремнии, определялись фитированием (по методу наименьших квадратов) полученных μ^- -SR-гистограмм функцией (11), при этом время жизни μ^- в Si, Cu и C фиксировалось по среднему значению экспериментальных данных [31] (760, 167 и 2030 нс соответственно), параметры функции $P_C(t)$ фиксировались их ранее определенными значениями в эксперименте с образцом из меди, а поляризация в меди принималась равной нулю ($P_{Cu}(t) = 0$).

2.4. Обнаружение релаксации и сдвига частоты прецессии спина отрицательного мюона в кремнии. В первой экспериментальной работе [47], где изучалось поведение остаточной поляризации μ^- в кремнии при температурах 77 и 300 К во внешнем магнитном поле, перпендикулярном спину мюона, наблюдалась незатухающая прецессия спина μ^- , и зависимость $P(t)$ имела следующий вид:

$$P(t) = P_0 \cos(\omega t + \phi),$$

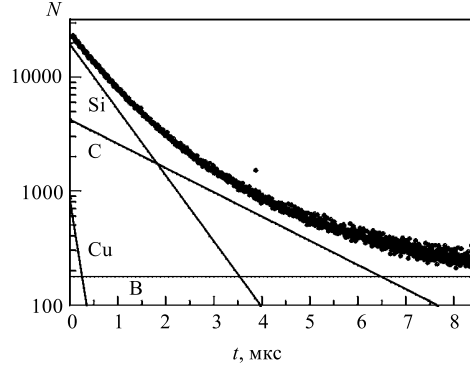


Рис. 3. μ^- -SR-спектр для образца кремния с примесью фосфора ($1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) в поперечном магнитном поле 800 Гс при температуре 300 К (прямыми линиями показаны вклады в спектр различных компонентов)

где амплитуда прецессии $a_0 = \alpha P_0$ была близка к максимально возможной, предсказываемой каскадной теорией деполяризации, а частота ω соответствовала частоте прецессии спина свободного мюона. Для объяснения полученных результатов было предположено, что мюонный атом ${}_{\mu}\text{Al}$, образовавшийся при захвате отрицательного мюона атомом кремния, занимает акцепторный уровень и обладает диамагнитной электронной оболочкой, т. е. находится в ионизованном состоянии ${}_{\mu}\text{Al}^-$.

Впервые экспериментальное доказательство существования парамагнитного состояния ${}_{\mu}\text{Al}$ -акцептора в кремнии было получено в работе [35], выполненной на фазотроне ЛЯП ОИЯИ. В [35] изучалось поведение поляризации μ^- в кристаллическом кремнии p -типа (концентрация примеси бора $[B] = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) в поперечном магнитном поле 800 Гс в диапазоне температур $4,2 \div 300 \text{ К}$. Во всем температурном диапазоне наблюдалась прецессия спина мюона на частоте, близкой к частоте свободного спина. Амплитуда прецессии в начальный момент времени αP_0 не зависела от температуры и примерно соответствовала максимально возможной (исходя из каскадной теории деполяризации) поляризации μ^- на K -оболочке атома Si. При температурах ниже $\sim 30 \text{ К}$ была обнаружена релаксация спина мюона (затухание амплитуды прецессии), при этом временная зависимость поляризации хорошо описывалась функцией (14), и скорость релаксации λ возрастала с понижением температуры примерно как $\lambda \sim T^{-3}$. Факт релаксации спина мюона при низких температурах в кремнии был также подтвержден в опубликованной вслед за [35] работе [48], выполненной в PSI, Швейцария.

Поскольку кремний является диамагнитным веществом, в случае образования акцепторного центра ${}_{\mu}\text{Al}$ в ионизованном (диамагнитном) состоянии ${}_{\mu}\text{Al}^-$ во внешнем магнитном поле должна наблюдаться прецессия на частоте спина свободного мюона. При этом релаксация спина мюона может быть обусловлена лишь присутствием (в количестве $\sim 5\%$) изотопов ${}^{29}\text{Si}$ с отличным от нуля спином (магнитным моментом) ядра. Однако влияние магнитных полей, создаваемых магнитными моментами ядер ${}^{29}\text{Si}$, не может приводить к деполяризации мюонов, захваченных изотопами ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{30}\text{Si}$, со скоростью более чем $\gamma_{\mu}\mu_N({}^{29}\text{Si})/a^3 \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$, где $\gamma_{\mu} = 13,55 \text{ кГц/Гс}$ — гиромагнитное отношение для мюона; $|\mu_N({}^{29}\text{Si})| = 0,56\mu_B^N$ [12], μ_B^N — ядерный магнетон Бора; $a = 5,5 \text{ \AA}$ — постоянная кристаллической решетки кремния. Вкладом мюонов, непосредственно захваченных атомами ${}^{29}\text{Si}$, в измеряемую в эксперименте поляризацию $P(t)$ можно пренебречь.

В случае образования ${}_{\mu}\text{Al}$ -акцептора в неионизованном состоянии ${}_{\mu}\text{Al}^0$ (в данном случае электронная оболочка мюонного атома обладает отличным от нуля магнитным моментом) поведение поляризации спина мюона будет определяться сверхтонким взаимодействием магнитного момента мюона и электронной оболочки атома ${}_{\mu}\text{Al}^0$, и взаимодействием электронной оболочки ${}_{\mu}\text{Al}^0$ с окружающей средой, так как последнее может приводить к изменению

состояния электронной оболочки. Как следует из ЭПР-данных [25], даже при температурах ~ 4 К в кремнии имеет место быстрая релаксация магнитного момента электронной оболочки акцепторного центра. Причиной релаксации может быть рассеяние носителей заряда на акцепторе и взаимодействие акцепторного центра с кристаллической решеткой (фононный механизм релаксации). Допустим, что магнитный момент акцепторного центра релаксирует со скоростью ν . При этом поведение поляризации спина мюона зависит от соотношения ν и частоты сверхтонкого взаимодействия A/\hbar в мюонном атоме ${}^{\mu}\text{Al}^0$ и сравнительно легко обозримо в двух предельных случаях: 1) $\nu \ll A/\hbar$, 2) $\nu \gg A/\hbar$.

При $\nu \ll A/\hbar$ в поперечном спину мюона внешнем магнитном поле будет прецессировать полный момент системы (мюон + электронная оболочка), равный $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{S}$, где \mathbf{J} — момент электронной оболочки атома ${}^{\mu}\text{Al}^0$, \mathbf{S} — спин мюона. Поскольку магнитный момент системы (мюон + электронная оболочка) примерно в 100 раз больше магнитного момента мюона, прецессия полного момента \mathbf{F} во внешнем поле будет происходить на частоте, в ~ 100 раз превосходящей частоту прецессии спина свободного мюона в данном поле. Отметим, что случай $\nu = 0$ подробно проанализирован в теоретической работе [5], где получены аналитические выражения, описывающие временную зависимость поляризации мюона на $1S$ -уровне в различных атомах.

Очевидно, что вышеприведенные экспериментальные данные [35] о поведении поляризации отрицательных мюонов в кремнии не представляется возможным объяснить в предположении образования акцепторного центра ${}^{\mu}\text{Al}$ как в ионизованном (диамагнитном), так и в неионизованном (парамагнитном) состояниях, если в последнем случае $\nu \ll A/\hbar$.

Условие $\nu \gg A/\hbar$ физически означает, что сверхтонкая связь между магнитными моментами мюона и электронной оболочки ${}^{\mu}\text{Al}^0$ практически «разорвана» из-за высокой скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра. Соответственно сверхтонкое поле, создаваемое электронной оболочкой на мюоне, флуктуирует с частотой ν , что приводит к релаксации спина мюона на $1S$ -уровне. При этом во внешнем магнитном поле прецессия спина мюона будет происходить на частоте, близкой к частоте спина свободного мюона, так как связь $\mathbf{J}-\mathbf{S}$ отсутствует. Однако поляризация электронной оболочки ${}^{\mu}\text{Al}^0$ во внешнем магнитном поле приведет к тому, что среднее значение сверхтонкого поля, создаваемого электронной оболочкой на мюоне, будет отличаться от нуля, и, соответственно, должен наблюдаться небольшой парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина мюона $\Delta\omega$ ($\Delta\omega = \omega - \omega_0$, где ω_0 — частота прецессии спина мюона в диамагнитном состоянии мюонного атома).

Таким образом, обнаруженная в [35] релаксация спина мюона может свидетельствовать о том, что, по крайней мере, при $T \lesssim 30$ К акцепторный центр ${}^{\mu}\text{Al}$ в кремнии находится в парамагнитном состоянии ${}^{\mu}\text{Al}^0$. Однако в [35] в

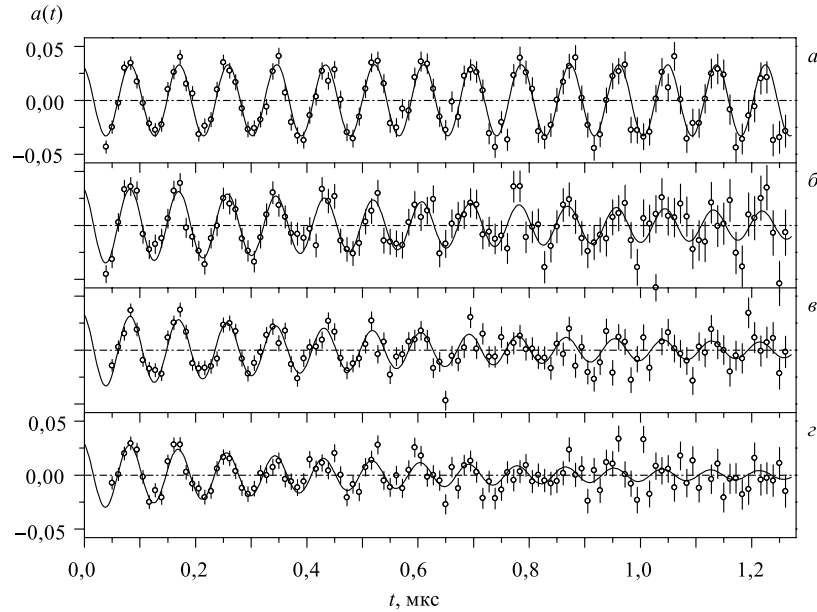


Рис. 4. Временное распределение электронов распада $\mu^- \rightarrow e^-$ в кремнии с концентрацией примеси фосфора $1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при различных температурах: а) 300 К; б) 25 К; в) 17,5 К; г) 15 К. Экспериментальные данные поправлены на экспоненту распада и вычтены вклады компонентов, не относящихся к Si. Сплошные линии — результат фитирования по методу наименьших квадратов

пределах точности измерения $\Delta\omega/\omega_0 \sim 4 \cdot 10^{-3}$ сдвиг частоты прецессии спина мюона обнаружен не был. В работе [48] данные по $\Delta\omega/\omega_0$ не приводятся.

Впервые парамагнитный сдвиг частоты прецессии μ^- в кремнии был обнаружен в работе [36], также выполненной на фазотроне ЛЯП ОИЯИ. Был исследован образец кристаллического кремния n -типа проводимости (концентрация примеси фосфора $[P] = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), условия проведения эксперимента были аналогичны [35]. Точность определения λ и $\Delta\omega/\omega_0$ в работе [36] по сравнению с [35] была улучшена за счет увеличения статистики при измерениях. Результаты [36] представлены на рис. 4 и 5. На рис. 4 приведены экспериментальные данные по временной зависимости поляризации μ^- в поперечном магнитном поле. Из рисунка ясно видно затухание амплитуды прецессии (релаксация) спина мюона при низких температурах. Также видно, что скорость релаксации спина мюона с понижением температуры возрастает.

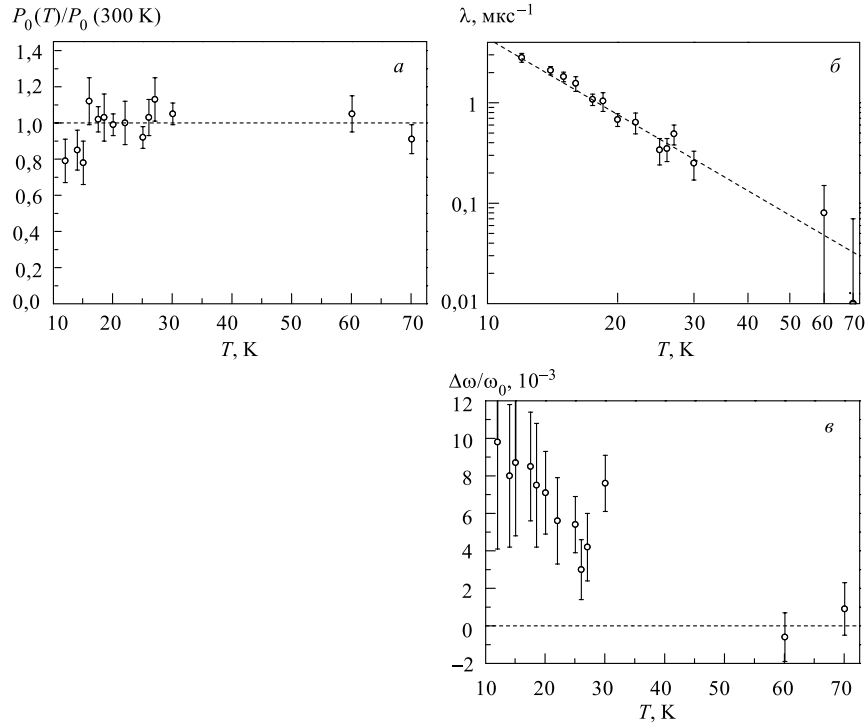


Рис. 5. Температурные зависимости остаточной поляризации (а), скорости релаксации (б) и сдвига частоты прецессии (в) спина μ^- в образце кремния с примесью фосфора ($[P] = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Штриховые линии проведены для наглядности

Температурные зависимости параметров поляризации спина мюона P_0 , λ и ω , полученные в результате обработки (см. п. 2.3) экспериментальных данных [36], представлены на рис. 5. Сдвиг частоты $\Delta\omega/\omega_0$ определялся путем сравнения частоты прецессии ω при температуре T с ее значением ω_0 при $T = 300 \text{ K}$. При этом предполагалось, что при $T = 300 \text{ K}$ акцепторный центр ионизован и, соответственно, парамагнитный сдвиг частоты отсутствует. Из рисунков видно, что: а) величина P_0 , т.е. остаточная поляризация μ^- на K -оболочке атома Si, практически не зависит от температуры; б) скорость релаксации спина мюона зависит от температуры степенным образом (об этом свидетельствует линейный вид зависимости $\lambda(T)$, представленной на рис. 5, б в логарифмической шкале); в) частота прецессии спина μ^- при $T \lesssim 30 \text{ K}$ несколько выше частоты прецессии при комнатной температуре и относительный сдвиг частоты прецессии $\Delta\omega/\omega_0$ составляет порядка $7 \cdot 10^{-3}$ при $T = 20 \text{ K}$.

Таким образом, экспериментальные данные [35, 36] позволяют сделать следующие важные выводы: 1) при низких температурах в кремнии акцепторный центр μAl находится в неионизованном (парамагнитном) состоянии μAl^0 ; 2) скорость релаксации магнитного момента μAl -акцептора значительно выше частоты, соответствующей сверхтонкому взаимодействию в данном центре ($\nu \gg A/\hbar$).

В теоретических работах [49, 50] были получены аналитические выражения, устанавливающие связь между измеряемыми в эксперименте величинами λ и $\Delta\omega$ (скорость релаксации и парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина мюона) и теми, которые характеризуют взаимодействия парамагнитного акцепторного центра μAl^0 в Si (A — константа сверхтонкого взаимодействия; ν — скорость релаксации магнитного момента акцептора). Согласно [49, 50] при $\nu \gg A/\hbar$ в предположении изотропного сверхтонкого взаимодействия $\Delta\omega$ и λ зависят от A и ν как

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{g\mu_B}{2\mu_B^\mu} \frac{J(J+1)A}{3k_B T}, \quad (16)$$

$$\lambda = \frac{J(J+1)}{3} \left(\frac{(A/\hbar)^2}{\nu} + \frac{(A/\hbar)^2 \nu}{\nu^2 + \omega_e^2} \right), \quad (17)$$

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.

2.5. Определение константы сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре, образованном атомом Al в Si. Как следует из (16), сдвиг частоты прецессии спина мюона пропорционален величине константы сверхтонкого взаимодействия (A) магнитных моментов мюона и электронной оболочки атома μAl . Следовательно, экспериментальные данные по сдвигу частоты прецессии спина мюона могут быть использованы для определения A .

Экспериментальные результаты по температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина μ^- для образцов кремния с примесью алюминия ($2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), галлия ($1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), фосфора ($2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) представлены на рис. 6. (В качестве ω_0 принималась частота прецессии при комнатной температуре.) Для всех исследованных в [35–42] образцов n - и p -типа с концентрациями примесей до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и в случае образца кремния с примесью германия величина сдвига частоты прецессии спина мюона составляет $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ при $T = 20 \text{ К}$, а его температурная зависимость не противоречит $1/T$ -закону Кюри.

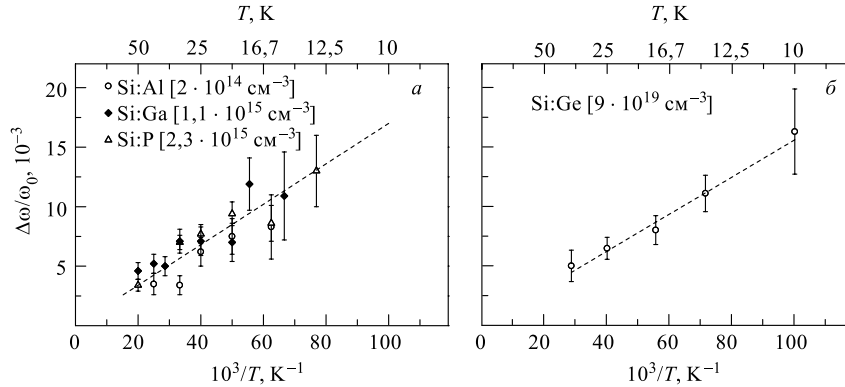


Рис. 6. Температурные зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона: а) для образцов кремния с примесью алюминия ($2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), галлия ($1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и фосфора ($2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$); б) для образца кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Штриховые прямые соответствуют зависимостям вида $\Delta\omega/\omega_0 = C/T$: на рис. а — усредненная температурная зависимость сдвига частоты прецессии для образцов кремния n - и p -типа с концентрациями примеси до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Константа сверхтонкого взаимодействия для мюонного атома алюминия в кремнии была определена в результате фитирования экспериментальных данных $\Delta\omega/\omega_0(T)$ зависимостью (16). Среднее значение константы сверхтонкого взаимодействия для представленных в табл. 2 образцов n - и p -типа кремния с концентрацией примеси менее $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ составило $A/h = (26,5 \pm 2,3) \text{ МГц}$ [42] (в качестве ошибки приведено средневзвешенное квадратичное отклонение значений A/h относительно их среднего значения). В образце кремния с примесью германия $A/h = (23,6 \pm 1,5) \text{ МГц}$ [42].

Для образцов вырожденного кремния p -типа проводимости наблюдалось [42] отклонение температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона от $1/T$ -закона Кюри (обсуждение см. в п. 2.8). В вырожденном кремнии n -типа [38, 39, 42], вследствие появления нерелаксирующего компонента в поляризации спина мюона (см. п. 2.7), точность определения частоты прецессии спина мюона оказалась недостаточной для установления вида температурной зависимости $\Delta\omega/\omega_0$.

Величина константы сверхтонкого взаимодействия для μAl -акцептора в кремнии $A(\mu\text{Al})/h = (26,5 \pm 2,3) \text{ МГц}$ позволяет для акцепторного центра, образованного «обычным» атомом Al в Si, определить: а) константу сверхтонкого взаимодействия $A(\text{Al})$; б) сверхтонкое поле дырки на ядре атома Al — $B_{hf}(\text{Al})$; в) в предположении, что основной вклад в сверхтонкое поле обусловлен контактным взаимодействием (см. формулу (4)), оценить плотность

Таблица 2. Значения константы сверхтонкого взаимодействия для акцепторного центра μAl в Si, полученные на основе экспериментальных данных по температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина μ^- в образцах кремния с концентрацией акцепторной (донорной) примеси $\lesssim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (n — концентрация примеси)

Примесь	$n, \text{ см}^{-3}$	$A/h, \text{ МГц}$
P	$3,2 \cdot 10^{12}$	$27,9 \pm 1,6$
P	$1,6 \cdot 10^{13}$	$25,5 \pm 1,7$
	—	$25,2 \pm 1,1$
P	$2,3 \cdot 10^{15}$	$27,7 \pm 1,4$
As	$8 \cdot 10^{15}$	$27,0 \pm 1,8$
As	$2 \cdot 10^{17}$	$23,9 \pm 2,3$
B	$8,7 \cdot 10^{13}$	$29,1 \pm 2,3$
B	$5,5 \cdot 10^{16}$	$28,7 \pm 2,1$
Al	$2 \cdot 10^{14}$	$19,9 \pm 2,1$
Ga	$1,1 \cdot 10^{15}$	$28,6 \pm 1,8$
Int.*	—	$28,5 \pm 2,0$

*Образец собственной проводимости с удельным сопротивлением 20 кОм·см.

волновой функции дырки на ядре примесного атома $|\Psi(0)|^2$ (Al):

$$A(\text{Al})/h = \left(\frac{A(\mu\text{Al})}{h} \right) \frac{\mu_N S_\mu}{\mu_\mu I_N} = (-2,2 \pm 0,2) \text{ МГц},$$

$$B_{\text{hf}}(\text{Al}) = -\frac{A(\mu\text{Al})S_\mu J}{\mu_\mu} = (2940 \pm 270) \text{ Гс}, \quad (18)$$

$$|\Psi(0)|^2(\text{Al}) \sim \frac{3|B_{\text{hf}}(\text{Al})|}{8\pi\mu_B} = 3,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3},$$

где μ_N и I_N — магнитный момент и спин ядра атома ^{27}Al ($\mu_N = +3,64\mu_B^N$, $I_N = 5/2$ [12], μ_B^N — ядерный магнетон Бора); μ_μ и S_μ — магнитный момент и спин мюона.

Из сравнения полученных значений $A(\text{Al})$ и $|\Psi(0)|^2(\text{Al})$ с аналогичными параметрами для изохорического донора ^{31}P в Si (см. табл. 1) следует, что сверхтонкое взаимодействие для мелкого акцептора в Si значительно (более чем на порядок) слабее, чем для мелкого донора. Настоящий вывод подтверждается также результатами работы [28], где для мелкого акцептора ^{11}B в Si была получена оценка $B_{\text{hf}}(^{11}\text{B})/(|g|J) \approx 450 \text{ Гс}$. Значительно более слабое

сверхтонкое взаимодействие для мелких акцепторов по сравнению с мелкими донорами в кремнии, по-видимому, свидетельствует о существенном вкладе p -волны в волновую функцию основного состояния акцепторной примеси.

2.6. Исследование механизмов релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра в кремнии. Высокая скорость релаксации магнитного момента мелких акцепторов в кремнии является одной из причин, затрудняющих исследование данных центров традиционными методами. В то же время выполнение условия $\nu \gg A/\hbar$ позволяет в поперечном магнитном поле наблюдать затухающую прецессию спина отрицательного мюона на частоте, близкой к частоте свободного спина. Скорость релаксации магнитного момента акцептора ν , согласно (17), может быть определена на основании экспериментальных данных по скорости релаксации спина мюона λ . В настоящем разделе на основе экспериментальных значений λ восстанавливается вид температурной зависимости ν и делается заключение о механизмах релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра в кремнии.

На рис. 7 представлены экспериментальные данные [39–42] по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона в образцах кремния с примесью алюминия ($2 \cdot 10^{14}$, $2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и бора ($5,5 \cdot 10^{16}$, $4,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Из рисунка видно, что скорость релаксации спина мюона при понижении температуры увеличивается. В образцах с концентрацией примеси выше $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеет место ослабление температурной зависимости λ .

Релаксация спина мюона обусловлена релаксацией магнитного момента мюонного атома (акцепторного центра). Релаксация магнитного момента акцептора может быть вызвана его взаимодействием с кристаллической решеткой (спин-решеточная релаксация) и со свободными носителями заряда (спин-обменное рассеяние свободных носителей заряда на акцепторе).

Характерной для спин-решеточного взаимодействия является степенная температурная зависимость скорости релаксации магнитного момента парамагнитного центра: $\nu \sim T^q, 1 \leq q \leq 9$ (см., например, [51]). Согласно теоретической работе [52], где изучалась температурная зависимость скорости спин-решеточной релаксации магнитного момента акцепторного центра в идеальном кристалле кремния, в диапазоне температур $10 \div 100 \text{ К}$ основной

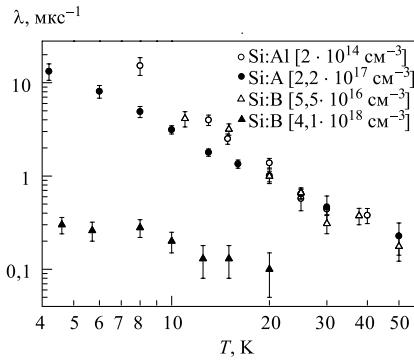


Рис. 7. Температурные зависимости скорости релаксации спина мюона для образцов кремния с примесью алюминия ($2 \cdot 10^{14}$, $2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и бора ($5,5 \cdot 10^{16}$, $4,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

Таблица 3. Параметры температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра $\nu(T) = C\tilde{T}^q$, полученные в результате фитирования температурной зависимости скорости релаксации спина мюона (n — концентрация примеси)

Примесь	$n, \text{см}^{-3}$	$C, 10^6 \text{с}^{-1}$	q	$\nu(T = 10 \text{ К}), 10^9 \text{с}^{-1}$
Int.	—	7 ± 5	$3,06 \pm 0,26$	8
P	$3,2 \cdot 10^{12}$	$4,3 \pm 1,6$	$3,11 \pm 0,13$	5
P	$1,6 \cdot 10^{13}$	8 ± 4	$2,96 \pm 0,17$	7
P	$2,3 \cdot 10^{15}$	12 ± 5	$2,78 \pm 0,14$	7
P	$4,5 \cdot 10^{18}$	430 ± 170	$1,77 \pm 0,14$	25
As	$8 \cdot 10^{15}$	6 ± 5	$3,08 \pm 0,24$	7
As	$2 \cdot 10^{17}$	14 ± 11	$2,83 \pm 0,27$	9
Sb	$2 \cdot 10^{18}$	260 ± 88	$2,17 \pm 0,15$	38
B	$8,7 \cdot 10^{13}$	90 ± 60	$2,24 \pm 0,22$	16
B	$1,3 \cdot 10^{14}$	50 ± 50	$2,50 \pm 0,30$	16
B	$5,5 \cdot 10^{16}$	34 ± 23	$2,50 \pm 0,22$	11
B	$1,1 \cdot 10^{18}$	$(19 \pm 5) \cdot 10^3$	$0,81 \pm 0,12$	123
B	$4,1 \cdot 10^{18}$	$(70 \pm 30) \cdot 10^3$	$0,71 \pm 0,22$	360
Al	$2 \cdot 10^{14}$	$4,3 \pm 2,2$	$3,08 \pm 0,18$	5
Al	$2,2 \cdot 10^{17}$	120 ± 33	$2,14 \pm 0,10$	17
Ga	$1,1 \cdot 10^{15}$	13 ± 10	$2,89 \pm 0,24$	10
Ga	$1,1 \cdot 10^{18}$	$(16 \pm 4) \cdot 10^3$	$0,90 \pm 0,10$	127

вклад в спин-решеточную релаксацию дает рамановское рассеяние фононов и скорость релаксации зависит от температуры как T^5 .

Экспериментальные данные [35–42] по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона описывались зависимостью (17) в предположении, что скорость релаксации магнитного момента акцепторного центра зависит от температуры:

$$\nu(T) = C\tilde{T}^q, \quad \tilde{T} = T/T_0, \quad T_0 = 1 \text{ К}. \quad (19)$$

При фитировании экспериментальных данных значение константы сверхтонкого взаимодействия принималось равным $A/h = 26,5 \text{ МГц}$ — среднему значению данного параметра для образцов кремния с концентрациями примеси до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (см. п. 2.5). Полученные значения параметров C и q для

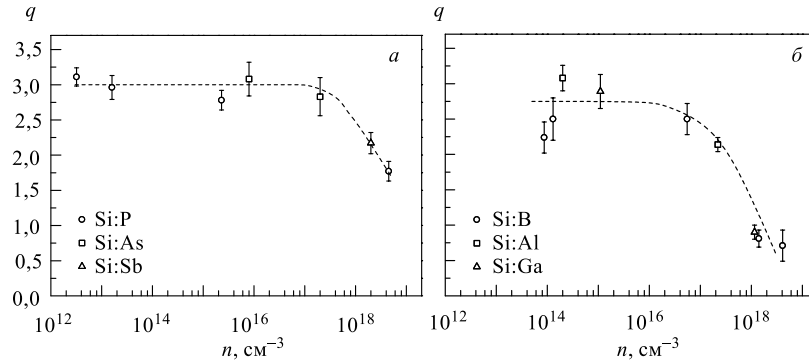


Рис. 8. Зависимость показателя степени q в функции $\nu = C\tilde{T}^q$ от концентрации примеси (n) в кремнии n -типа (a) и p -типа (b). Штриховые линии проведены для наглядности

образцов кремния с концентрациями примесей до $4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ приведены в табл. 3. Следует отметить, что в отличие от значений параметра C величина q практически не зависит от A . Зависимость q от концентрации примеси представлена на рис. 8.

Как можно видеть из табл. 3 и рис. 8, в области концентраций до $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ скорость релаксации магнитного момента акцептора практически не зависит от концентрации: показатель степени $q \simeq 3$ и скорость релаксации при фиксированной температуре (например, при $T = 10 \text{ К}$, см. табл. 3) также примерно постоянна. Очевидно, что влияние спин-обменного рассеяния, скорость которого пропорциональна концентрации свободных носителей заряда, в данном диапазоне концентраций пренебрежимо мало. Отличие температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра от зависимости вида T^5 [52] может быть обусловлено тем фактом, что в [52] при рассмотрении идеального кристалла кремния не учитывалось время жизни фононов, которое при температурах ниже температуры Дебая меняется как T^{-2} , а в ряде случаев даже сильнее [53].

При увеличении концентрации примеси выше $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ наблюдается существенное ослабление температурной зависимости скорости релаксации (уменьшение параметра q), одновременно скорость релаксации при фиксированной температуре ($T = 10 \text{ К}$) возрастает более чем на порядок в узком диапазоне изменения концентраций. Известно [54], что введение примесей приводит к изменению фононного спектра кристалла, что может привести к изменению скорости спин-решеточной релаксации в области высоких концентраций. С другой стороны, в данной области концентраций примеси в кремнии n - и p -типа происходит переход к металлическому типу проводи-

мости [55], и доминирующим механизмом в релаксации магнитного момента акцептора может стать спин-обменное рассеяние свободных носителей заряда на акцепторе.

С целью выяснения причин изменения в поведении скорости релаксации магнитного момента акцептора при концентрации акцепторной (донорной) примеси $n_a(n_d) > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ были проведены измерения [42] в образце кремния с высокой ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) концентрацией примеси германия. Германий,

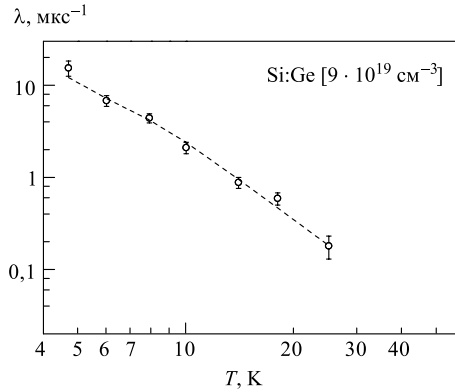


Рис. 9. Температурная зависимость скорости релаксации спина мюона λ для образца кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Штриховая линия — результат фитирования настоящих данных зависимостью (17) при $\nu = C\tilde{T}^q$ ($\tilde{T} = T/1 \text{ К}$)

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 полупроводник–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 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 $\sim 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [55].

Экспериментальные данные по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона λ для образца кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) (рис. 9) были аппроксимированы зависимостью (17) при $A/h = 26,5 \text{ МГц}$ и $\nu = C\tilde{T}^q$. Значения C и q оказались равными $(37 \pm 14) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $2,87 \pm 0,16$ соответственно. Величина показателя степенной зависимости q для данного образца, несмотря на очень высокую концентрацию Ge, в пределах ошибки совпадает со значениями $q \approx 3$, полученными ранее для более

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 полупроводник–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 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 $\sim 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [55].

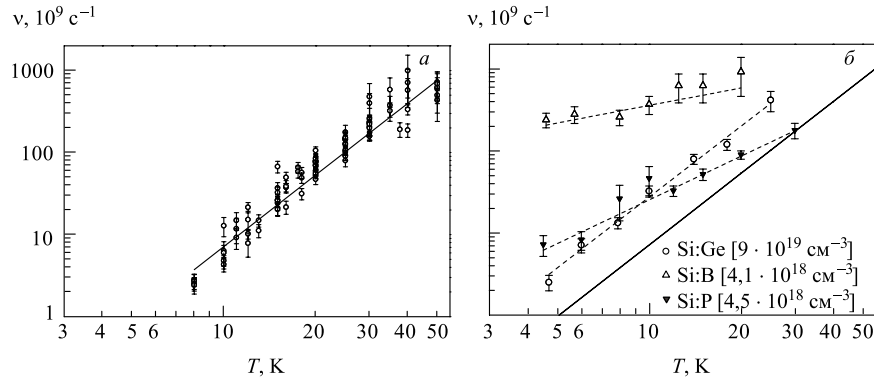


Рис. 10. Температурные зависимости скорости релаксации ν магнитного момента акцепторного центра: *a*) для образцов кремния с $n_a(n_d) \lesssim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; *б*) для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), бора ($4,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и фосфора ($4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Прямые линии — зависимости вида $\nu = CT^q$; сплошная — усредненная зависимость $\nu(T)$ для образцов n - и p -типа кремния с концентрациями примесей до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

десяток образцов кремния с разными примесями (P, B, As, Al, Ga), концентрация которых составляла не более $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (см. табл. 3).

Для наглядности на рис. 10, *a* для образцов кремния с $n_a(n_d) \lesssim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и на рис. 10, *б* для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), бора ($4,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и фосфора ($4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) 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 (17) при $A/h = 26,5 \text{ МГц}$. Прямые линии на рисунках соответствуют зависимостям вида $\nu = CT^q$; сплошная линия — усредненная 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 ошибки 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 втором — 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:

$$\nu = \beta \hbar^{-1} n^{2/3} \sigma k_B T, \quad (20)$$

где σ — эффективное сечение спин-обменного рассеяния; n — концентрация примеси; β — численный коэффициент (для кремния $\beta \approx 1$ [56]).

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

$$\nu(T) = C_1 \tilde{T} + C_2 \tilde{T}^3, \quad \tilde{T} = T/T_0, \quad T_0 = 1 \text{ К}. \quad (21)$$

Значения параметров C_1 и C_2 , полученные при описании зависимостью (21) экспериментальных данных для образцов вырожденного кремния, представленных на рис. 10, б, приведены в табл. 4. Там же представлены эффективные сечения спин-обменного рассеяния дырок (σ_h) и электронов (σ_e) на акцепторном центре Al в Si, вычисленные из соотношения (20) по значениям C_1 .

Таблица 4. 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 [42]

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 [$4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$]	$2,4 \pm 0,4$	$4,9 \pm 1,2$	—	$\sim 8 \cdot 10^{-15}$

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

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 [57] 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 [42] эффективные сечения $\sigma_h(\text{Al})$ и $\sigma_e(\text{Al})$ не противоречат данным [57] 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 результате применения отрицательных мюонов впервые исследована температурная зависимость скорости релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра в недеформированном кремнии в диапазоне концентраций примесных атомов от $\sim 5 \cdot 10^{12}$ до 10^{20} см^{-3} и температур $4,2 \div 50$ К. Установлено, что в случае низкой концентрации свободных носителей заряда (невыврожденный полупроводник, изоэлектронная примесь) релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в кремнии при $T \lesssim 50$ К обусловлена спин-решеточным взаимодействием и скорость релаксации зависит от температуры как $\nu \sim T^q, q \approx 3$. В вырожденном кремнии при $T \lesssim 30$ К релаксация магнитного момента акцептора практически определяется спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда. Получены оценки для эффективных сечений спин-обменного рассеяния дырок и электронов на акцепторном центре Al в Si.

2.7. Определение коэффициента захвата электронов зоны проводимости нейтральным атомом алюминия в кремнии. Поведение поляризации μ^- в образцах кремния с концентрациями примесей *p*-типа до $4,1 \cdot 10^{18}$ см^{-3} , *n*-типа до $\sim 10^{17}$ см^{-3} и в образце кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19}$ см^{-3}) свидетельствует о том, что при температурах ниже ~ 50 К в течение интервала времени наблюдения за поляризацией спина мюона ($10^{-8} \div 3 \cdot 10^{-6}$ с) акцепторный центр находится в парамагнитном состоянии μAl^0 , что проявляется в релаксации и парамагнитном сдвиге частоты прецессии спина мюона.

В отличие от перечисленных образцов кремния, где функция, описывающая поляризацию μ^- , состоит только из релаксирующего компонента, свидетельствующего о парамагнитном состоянии электронной оболочки акцептора, в случае образцов кремния с высокой концентрацией примеси *n*-типа ($[\text{Sb}] = 2 \cdot 10^{18}$ см^{-3} , $[\text{P}] = 4,5 \cdot 10^{18}$ см^{-3} и $[\text{P}] = 1,14 \cdot 10^{19}$ см^{-3}) оказалось [38, 39, 42], что однокомпонентной функции вида (14) недостаточно для описания поведения поляризации спина мюона в области температур ниже ~ 30 К. На примере экспериментальных данных [38], полученных для образца кремния с примесью сурьмы ($2 \cdot 10^{18}$ см^{-3}), видно (см. рис. 11), что после поправки на экспоненту распада и вычитания фона в μ^- -SR-спектре присутствует незатухающий компонент поляризации.

В результате обработки экспериментальных данных для образца кремния с примесью сурьмы было обнаружено [38], что суммарная амплитуда релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации в начальный момент времени (т.е. величина P_0 в формуле (15)) в пределах экспериментальных ошибок не зависит от температуры и соответствует величине остаточной поляризации при комнатной температуре, при которой в спектре

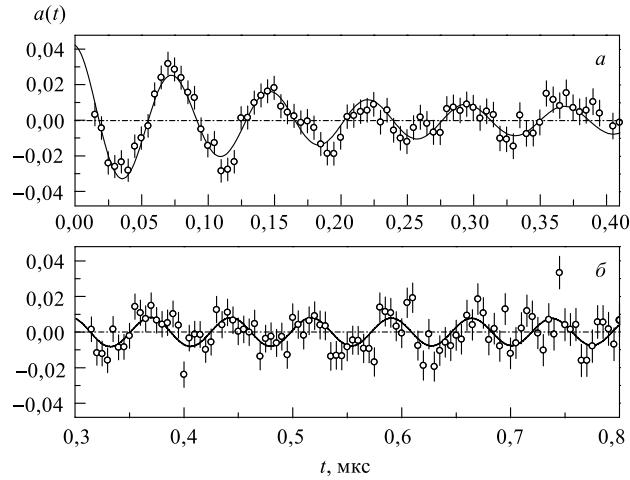


Рис. 11. μ^- -SR-спектр (после поправки на экспоненту распада), полученный для образца кремния с примесью сурьмы $[Sb] = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T = 6 \text{ К}$. Спектр показан в различных временных интервалах. Сплошная линия соответствует наилучшему описанию настоящих экспериментальных данных двухкомпонентной функцией поляризации (15)

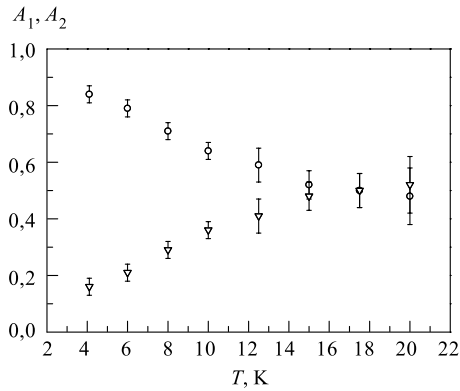


Рис. 12. Температурная зависимость относительных амплитуд релаксирующего (A_1 , кружки) и нерелаксирующего (A_2 , треугольники) компонентов остаточной поляризации отрицательных мюонов в образце кремния с примесью сурьмы ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

присутствует лишь незатухающий компонент поляризации. Температурная зависимость относительных амплитуд релаксирующего (A_1) и нерелаксирующего (A_2) компонентов поляризации для данного образца представлена на рис. 12. Как видно из рисунка, относительная амплитуда релаксирующего компонента составляет порядка 85% при $T = 4,2 \text{ К}$ и уменьшается с ростом температуры. При $T = 17 \text{ К}$ $A_1 \approx A_2$. Выше $T \approx 20 \text{ К}$ разделение вкладов релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации не представляется возможным. Частоты прецессии спина мюона для релаксирующего и нерелаксирующего компонентов различны. В случае нерелаксирующего компонента поляризации частота прецессии соответствует диамагнитному состоя-

нию электронной оболочки акцепторного центра, в то время как для релаксирующего компонента поляризации имеет место парамагнитный сдвиг частоты прецессии. Среднее значение сдвига частоты прецессии в диапазоне температур $8 \div 20$ К составило [38] $\Delta\omega/\omega_0 = (8,0 \pm 2,2) \cdot 10^{-3}$.

Наблюдение релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации означает, что в течение времени наблюдения за поляризацией μ^- акцепторный центр может находиться как в нейтральном μAl^0 , так и в ионизованном μAl^- состояниях. Таким образом, необходимо предположить, что либо мюонный атом изначально (за время менее $(A/h)^{-1}$) формируется с определенной вероятностью в каждом из состояний, либо имеют место переходы между данными состояниями со скоростью порядка $1/\tau_{\text{Si}}$.

Как следует из рассмотрения, приведенного в п. 2.2, μAl -акцептор при низких температурах формируется в неионизованном состоянии μAl^0 . Однако данное состояние

μAl -акцептора в кремнии не всегда является термодинамически равновесным, что определяется температурой, типом и концентрацией примеси.

Численные расчеты на основе известных выражений (см., например, [58]) показывают, что при $T \leq 50$ К парамагнитное состояние акцепторного центра (μAl^0) является термодинамически равновесным лишь в кремнии p -типа (см. рис. 13). В кремнии n -типа и в кремнии собственной проводимости при $T \lesssim 300$ К термодинамически равновесным является ионизованное (диамагнитное) состояние μAl^- , вследствие этого возможна ионизация μAl^0 -акцептора за время жизни мюона на $1S$ -уровне атома.

Влияние ионизации акцептора со скоростью ν_{tr} (переход $\mu\text{Al}^0 \rightarrow \mu\text{Al}^-$) на поведение поляризации спина мюона рассмотрено в [38], где показано, что в этом случае функция поляризации имеет вид (15), т. е. представляет собой сумму релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации.

Результаты обработки экспериментальных данных [38, 39] для образцов кремния с примесью сурьмы ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и фосфора ($4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с использованием функции поляризации (15) представлены на рис. 14. Как видно из рисунка, скорость ионизации акцепторного центра для данных образцов примерно одинакова и составляет $\sim 1 \text{ мкс}^{-1}$ при $T = 4,2 \div 10$ К.

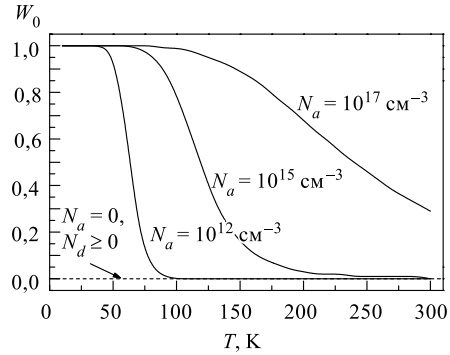


Рис. 13. Температурные зависимости вероятности W_0 нахождения акцепторного центра μAl в неионизованном (парамагнитном) состоянии при различных концентрациях донорной (N_d) и акцепторной (N_a) примесей в кремнии

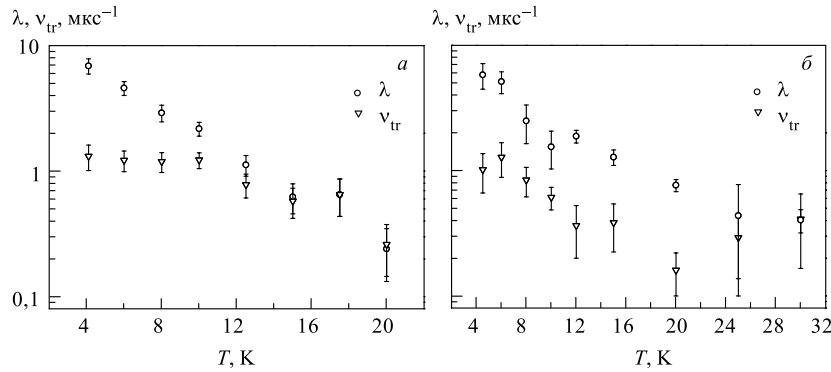


Рис. 14. Температурные зависимости скорости релаксации λ спина мюона в парамагнитном состоянии акцепторного центра и скорости ν_{tr} перехода акцепторного центра из парамагнитного в диамагнитное состояние для образцов кремния: а) с примесью сурьмы ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [38]; б) фосфора ($4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [39]

Для образца кремния с концентрацией примеси фосфора $1,14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $\nu_{tr} \approx (3,5 \pm 1,0) \text{ мкс}^{-1}$ при $T = 5,1 \div 9 \text{ К}$ [42].

Ионизация акцептора в полупроводнике n -типа может быть обусловлена захватом электрона из зоны проводимости или взаимодействием акцептора с ближайшей донорной примесью с образованием акцепторно-донорной пары (см., например, [59]), в результате чего оба примесных центра переходят из нейтрального в ионизованное состояние ($A^0 D^0 \rightarrow A^- D^+$). Однако известно, что при приближении концентрации примеси в полупроводнике к n_c — критической концентрации, соответствующей переходу полупроводник–металл, доля локализованных состояний электронов (дырок) быстро уменьшается. Об этом свидетельствуют: а) уменьшение парамагнитной восприимчивости на атом примеси [60]; б) уменьшение энергии ионизации примесных атомов [61]; в) ЭПР-данные для вырожденных образцов n -типа (см., например, [13, 29]), согласно которым в ЭПР-спектрах при $n \approx n_c$ наблюдается одна линия, обусловленная электронами проводимости. Для кремния с примесью сурьмы и фосфора критическая концентрация $n_c(\text{Sb}) = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_c(\text{P}) = 3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [55]. Таким образом, при концентрации донорной примеси в полупроводнике выше n_c (в данном случае это образец кремния с концентрацией примеси фосфора $4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) ионизация акцептора может быть рассмотрена как захват акцептором электрона из зоны проводимости. Скорость захвата электрона нейтральным акцептором определяется (см., например, [62]) как $\nu_{tr} = \beta n_e$, где β — коэффициент захвата; n_e — концентрация свободных электронов. Принимая $n_e = [\text{P}] = 4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$,

по значениям ν_{tr} , приведенным на рис. 14, б, находим, что величина $\beta(\text{Al}^0) \simeq 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне температур $4,5 \leq T \leq 10 \text{ К}$ [39]. Нам известна лишь одна работа [63], где определенная методом фотовозбуждения величина $\beta(\text{Al}^0) = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Однако необходимо отметить (см., например, [64]), что имеет место значительный (до пяти порядков) разброс экспериментальных данных по коэффициенту захвата электронов нейтральными акцепторами (В, In, Ga) в кремнии, причем значения β , полученные в [63], систематически превышают данные измерений другими методами. Полученная в [39] оценка $\beta(\text{Al}^0)$ при $T = 30 \text{ К}$ находится в пределах значений $\beta(\text{In}^0) = 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\beta(\text{In}^0) = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, определенных методом релаксации фотопроводимости в работах [62] и [65] соответственно.

Таким образом, из [38,39,42] следует, что в сильнолегированном кремнии n -типа ($n_d > n_c$) при $T \lesssim 30 \text{ К}$ имеет место ионизация μAl^0 -акцептора со скоростью $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$, обусловленная захватом электронов проводимости.

2.8. Поведение сдвига частоты прецессии спина мюона в сильнолегированном кремнии p -типа. Температурная зависимость сдвига частоты прецессии спина μ^- в невырожденных ($n_a(n_d) \lesssim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Ge}] = 9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) образцах кремния не противоречит $1/T$ -закону Кюри (см. п. 2.5).

Особенности поведения поляризации спина мюона в сильнолегированных образцах кремния n -типа были рассмотрены в предыдущем пункте. Наличие двух компонентов поляризации спина мюона для данных образцов, к сожалению, не позволяет (при данной экспериментальной статистике) определить сдвиг частоты прецессии спина мюона в парамагнитном состоянии акцепторного центра с точностью, достаточной для того, чтобы судить о виде его температурной зависимости.

В настоящем пункте анализируется поведение сдвига частоты для образцов кремния с концентрацией примеси p -типа выше $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Поведение $\Delta\omega/\omega_0$ для образцов кремния с примесью алюминия ($2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), галлия ($1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и бора ($1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), концентрация примеси в которых ниже n_c , в пределах экспериментальных ошибок не противоречит зависимости, полученной для образцов с $n_a(n_d) \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, хотя и не исключено, что имеет место некоторое отклонение зависимости $\Delta\omega/\omega_0(T)$ от $1/T$ -закона Кюри.

На рис. 15 представлены экспериментальные данные [42] по сдвигу частоты прецессии спина мюона для образцов кремния с концентрацией примеси бора, примерно равной и значительно превышающей n_c (для Si:B $n_c = 4,06 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [66]).

Как видно из рисунка, 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 ошибок скорее всего не зависит от температуры. При $T = 10 \text{ К}$ сдвиг частоты для дан-

ного образца примерно в четыре раза меньше парамагнитного сдвига частоты для образца с примесью германия. Наблюдаемое поведение сдвига частоты прецессии спина мюона в кремнии с концентрацией примеси бора порядка критической концентрации n_c 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 [60, 67], парамагнитная восприимчивость χ , отнесенная к одному атому акцепторной (донорной) примеси, зависит от температуры как $\chi \sim CT^{-\alpha}$, где коэффициент C и показатель степенной зависимости α ($\alpha < 1$) уменьшаются с повышением концентрации примесных центров. Для кремния p -типа, согласно [67], χ при $T = 10$ К уменьшается в 5–8 раз при увеличении концентрации бора от $3,6 \cdot 10^{17}$ до $4,9 \cdot 10^{18}$ см^{-3} , а величина α при концентрации бора $4,9 \cdot 10^{18}$ см^{-3} составляет $\sim 0,2$. Уменьшение абсолютной величины χ и ослабление ее температурной зависимости по сравнению с $1/T$ -законом Кюри при концентрации примеси, близкой к n_c , подробно обсуждается в [60, 67].

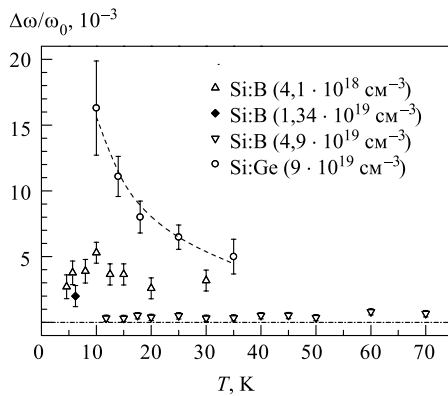


Рис. 15. Температурные зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона для образцов кремния p -типа с концентрациями примеси выше n_c . Для наглядности также приведены экспериментальные данные для образца кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19}$ см^{-3}). Штриховая линия — зависимость $\Delta\omega/\omega_0 = C/T$

Таким образом, в [42] обнаружено изменение характера температурной зависимости и уменьшение абсолютной величины сдвига частоты прецессии спина μ^- в кремнии при концентрациях акцепторной примеси порядка n_c (и превышающих это значение).

Для образца кремния с примесью бора ($1,34 \cdot 10^{19}$ см^{-3}) сдвиг частоты был измерен лишь при $T = 6,2$ К и составил $2,0 \pm 0,8$, то есть также значительно меньше, чем для невырожденных образцов.

При концентрации бора $4,9 \cdot 10^{19}$ 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 $T = 5 \div 70$ К) не противоречат известным экспериментальным данным по величине сдвига Найта K в кремнии с примесью атомов бора, превышающей $2,7 \cdot 10^{19}$ см^{-3} : $K \approx 6 \cdot 10^{-5}$ при $T = 4,2$ К [68].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [35–42] получил развитие метод исследования акцепторных центров в полупроводниках, основанный на моделировании акцепторной примеси мюонным атомом и определении параметров поляризации мюона.

В результате применения отрицательных мюонов в кремнии были получены следующие результаты.

1. Впервые определена, в предположении изотропного сверхтонкого взаимодействия, константа сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре, образованном атомом Al в Si: $A(^{27}\text{Al})/h = (-2,2 \pm 0,2)$ МГц.

Впервые получена оценка плотности волновой функции дырки на ядре атома Al в Si: $|\Psi(0)|^2 \sim 3,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Полученные результаты свидетельствуют о значительно более слабом сверхтонком взаимодействии мелких акцепторов по сравнению с мелкими донорами в кремнии, что, по-видимому, обусловлено существенным вкладом p -волны в волновую функцию основного состояния акцепторной примеси.

2. Впервые определен вид температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра в недеформированном кремнии в диапазоне концентраций примесных атомов от $\sim 5 \cdot 10^{12}$ до 10^{20} см^{-3} и температур $4,2 \div 50$ К.

Установлено, что в случае низкой концентрации свободных носителей заряда (невырожденный полупроводник, изоэлектронная примесь) релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в кремнии при $T \lesssim 50$ К обусловлена спин-решеточным взаимодействием и скорость релаксации зависит от температуры как $\nu \sim T^q$, $q \approx 3$. В вырожденном кремнии при $T \lesssim 30$ К релаксация магнитного момента акцептора практически определяется спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда.

3. Получены оценки для эффективных сечений спин-обменного рассеяния дырок (σ_h) и электронов (σ_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 $n_a(n_d) \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Watkins G. D.* // ФТТ. 1999. Т. 41. С. 826.
2. *Baldeschi A., Lipari N. O.* // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. P. 2697.
3. *Мальшев А. В., Меркулов И. А., Родина А. В.* // ФТП. 1996. Т. 30. С. 159.
4. *Ludwig G. W., Woodbury H. H.* Electron Spin Resonance in Semiconductors. N. Y.: Academic Press, 1962.
5. *Горелкин В. Н., Смилга В. П.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 1201.
6. *Schenck A.* Muon Spin Rotation Spectroscopy. London: Adam Hilger LTD, 1985.

7. *Ramdas A. K., Rodriguez S.* // Rep. Prog. Phys. 1981. V. 44. P. 1297.
8. *Kohn W., Lattinger J.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. P. 883;
Kohn W., Lattinger J. // Ibid. V. 98. P. 915.
9. *Bassani F., Iandonisi G., Preziosi B.* // Rep. Prog. Phys. 1974. V. 37. P. 1099.
10. *Pantelides S. T.* // Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50. P. 797.
11. *Pantelides S. T., Sah C. T.* // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. P. 621;
Pantelides S. T., Sah C. T. // Ibid. P. 638.
12. Физические величины. М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. *Feher G.* // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 1219.
14. *Castner T.G., Jr.* // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. P. 4911.
15. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках: Сб. ст. М.: Иностран. лит-ра, 1962.
16. *Hale E. B., Miehler R. L.* // Phys. Rev. 1969. V. 184. P. 739;
Hale E. B., Miehler R. L. // Ibid. P. 751.
17. *Balderschi A., Lipari N. O.* // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. P. 2697;
Balderschi A., Lipari N. O. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. P. 1525.
18. *Меркулов И. А., Родина А. В.* // ФТП. 1994. Т. 28. С. 321.
19. *Мальцев А. В., Меркулов И. А., Родина А. В.* // ФТП. 1996. Т. 30. С. 159.
20. *Бир Г. Л., Пикус Г. Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
21. *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. М.: Изд-во иностран. лит., 1963.
22. *Делягин Н. Н. и др.* Сверхтонкие взаимодействия и ядерные излучения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985.
23. *Журкин Б. Г., Пенин Н. А., Сибельдин Н. Н.* // ФТП. 1968. Т. 2. С. 827.
24. *Feher G., Hensel J. C., Gere E. A.* // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. P. 309.
25. *Ludwig G. W., Woodbury H. H.* // Bull. Am. Phys. Soc. 1961. V. 6. P. 118.
26. *Shimizu T., Tanaka N.* // Phys. Lett. A. 1973. V. 45. P. 5.
27. *Neubrand H.* // phys. stat. sol. (b). 1978. V. 86. P. 269.
28. *Fuller S. E., Meintjes E. M., Warren W. W.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 2806.
29. *Гинодман В. Б.* // Тр. ФИАН СССР. 1978. Т. 104. С. 58.
30. *Джрбашиян В. А.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 277.
31. *Suzuki T., Measday D. F., Roalsvig J. P.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 2212.
32. *Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.
33. *Gorelkin V. N., Mamedov T. N., Rubtsov D. V.* // Нур. Int. C. 1996. V. 1. P. 191.
34. *Mamedov T. N.* // Proc. of the III Intern. Symp. on Muon and Pion Interactions with Matter, Oct. 18–21, 1994. Dubna, 1995. P. 54.
35. *Мамедов Т. Н. и др.* // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 29;
Mamedov T. N. et al. // Нур. Int. 1994. V. 85. P. 717.
36. *Мамедов Т. Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. С. 539;
Mamedov T. N. et al. // Нур. Int. 1997. V. 105. P. 345.
37. *Мамедов Т. Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. С. 64.

38. *Mamedov T. N. et al.* // J. Phys.: Cond. Matter. 1999. V. 11. P. 2849.
39. *Мамедов Т. Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 637.
40. *Mamedov T. N. et al.* // Physica B. 2000. V. 289–290. P. 574.
41. *Мамедов Т. Н. и др.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 1159.
42. *Мамедов Т. Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. С. 759.
43. *Бухвостов А. П.* // ЯФ. 1969. Т. 9. С. 107.
44. *Überall H.* // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 1640.
45. *Евсеев В. С. и др.* Препринт ИАЭ-3242/2. М., 1980.
46. *Brewer J. H.* // Нур. Int. 1984. V. 19. P. 873.
47. *Джурев А. А. и др.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1424.
48. *Вез В. et al.* // PSI Newsletter. 1993. Annex I. P. 125.
49. *Baturin A. S., Gorelkin V. N.* // Physica B. 2000. V. 289–290. P. 578.
50. *Gorelkin V. N., Mamedov T. N., Baturin A. S.* // Ibid. P. 585.
51. *Альтшулер С. А., Козырев Б. М.* Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. М.: Наука, 1972.
52. *Yafet Y.* // J. Phys. Chem. Solids. 1965. V. 26. P. 647.
53. *Померанчук И. Я.* Собр. науч. тр. М.: Наука, 1972. Т. 1.
54. *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
55. *Edwards P. Ph., Sienko M. J.* // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. P. 2575.
56. *Семенов Ю. Г.* // ФТТ. 1980. Т. 22. С. 3190.
57. *Дейген М. Ф. и др.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 2110.
58. *Бонч-Бруевич В. Л., Калашиков С. Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
59. *Enck R. C., Honig A.* // Phys. Rev. 1969. V. 177. P. 1182.
60. *Roy A., Turner M., Sarachik M. P.* // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. P. 5522;
Roy A., Sarachik M. P. // Ibid. P. 5531.
61. *Фистуль В. И.* Сильно легированные полупроводники. М.: Физматлит, 1967.
62. *Покровский Я. Е., Свистунова К. И.* // ФТТ. 1965. Т. 7. С. 1837.
63. *Loewenstein M., Honig A.* // Phys. Rev. 1966. V. 144. P. 781.
64. *Милнс А.* Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977.
65. *Покровский Я. Е., Свистунова К. И.* // ФТТ. 1963. Т. 5. С. 1880.
66. *Dai P., Zhang Y., Sarachik M. P.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 1914.
67. *Sarachik M. P. et al.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. P. 1469.
68. *Sundfors R. K., Holcomb D. F.* // Phys. Rev. 1964. V. 136. P. A810.