

Моноизотопный кремний ^{28}Si в спектроскопии спинового резонанса электронов, локализованных на донорах

© А.А. Ежевский[¶], С.А. Попков, А.В. Сухоруков, Д.В. Гуссейнов*, В.А. Гавва[†], А.В. Гусев[†],
N.V. Abrosimov[•], H. Riemann[•]

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[†] Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

[•] Leibniz Institute for Crystal Growth,
D-12489 Berlin, Germany

(Получена 17 июля 2012 г. Принята к печати 20 июля 2012 г.)

В моноизотопном кремнии ^{28}Si , благодаря значительному сужению линий спектров ЭПР, исследована тонкая структура спектров мелкого донорного центра лития и глубокого донора Fe^0 ($S = 1$), занимающих тетраэдрические междоузлия в решетке кремния. В случае донорного центра лития получены экспериментальные данные, подтверждающие роль внутренних деформаций в кристалле, при наблюдении спектров ЭПР основного $1s T_2$ и E состояний при $T = 3.8\text{--}10\text{ K}$ с $g < 2.000$. По угловым зависимостям ширины линии парамагнитного резонанса, соответствующей триплетному состоянию лития T_{2z} , исследована анизотропия распределения деформаций, имеющая, как оказалось, тетрагональный характер. Такая же анизотропия обнаружена и в случае введения в исходный кристалл ионов Fe^0 на основе исследования угловых зависимостей ширины линий ЭПР, обусловленных переходами $-1 \rightarrow 0$ и $0 \rightarrow +1$ ($\Delta M_s = 1$), в сравнении с переходом $-1 \rightarrow +1$ ($\Delta M_s = 2$).

1. Введение

В кремнии с природным содержанием изотопов, степень изотопической чистоты значительно уступает уровню химической чистоты кристалла, а случайный разброс масс приводит к изотопической разупорядоченности, влияние которой на свойства кристалла может быть более существенным по сравнению с ростовыми дефектами. Наличие ядерного спина у изотопа ^{29}Si приводит к лигандным сверхтонким взаимодействиям [1], неразрешенным в спектрах и вызывающим дополнительные, наряду с изотопическим беспорядком, уширения линий магнитного резонанса.

В работах [2,3] нами сделаны оценки вклада сверхтонкого взаимодействия (СТВ) электронов с ядрами ^{29}Si в ширину линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для ряда донорных центров. Было показано, что использование кремния, обогащенного одним изотопом, не имеющим ядерного спина (например, ^{28}Si), позволяет существенно увеличить разрешение в спектрах ЭПР, что важно при изучении структуры и электронных свойств донорных центров. Так, обогащение до 99.99% (содержание ^{29}Si менее 0.01%) приводит к вкладу суперсверхтонкого взаимодействия (ССТВ) от ядер с массовым числом 29 менее 10^{-4} G . Такой вклад становится уже трудно измерить на фоне других механизмов уширения, таких как спин-решеточные и спин-спиновые взаимодействия, приводящих к спиновой релаксации,

упругие и электрические поля дефектов, ВЧ модуляция магнитного поля.

Ярким примером проявления изотопических эффектов в спиновом резонансе и возможности детального исследования структуры донорных состояний является центр лития в кремнии. Он обладает инверсной системой уровней по сравнению с донорами пятой группы [4,5]. Его орбитально вырожденные уровни дублета и триплетта лежат ниже синглетного уровня, что позволяет исследовать структуру этих состояний методом ЭПР.

В кремнии, содержащем кислород ($\geq 10^{16}\text{ см}^{-3}$), литий образует комплекс LiO [6,7], спектр ЭПР которого препятствует детальному исследованию спектра изолированного лития [7].

При исследовании кремния, обогащенного изотопом ^{28}Si (99.99%) с малым содержанием кислорода ($\sim 2 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ [8]) при низких температурах ($T = 3.8\text{ K}$), кроме линий, относящихся к триплетным состояниям, были обнаружены дополнительные линии от состояний дублета [9], не наблюдавшиеся в работе [7]. Спектры наблюдались без приложения внешней нагрузки к образцу и их g -факторы были меньше двух, что существенно отличало их от спектров, полученных ранее в работе [5].

В работе [5] основным состояниям лития T_2 и E приписывались линии с g -факторами больше 2.000, вследствие чего считалось, что внутренние упругие поля очень малы и вызванные ими расщепления состояний дублета и триплетта значительно меньше расщеплений, обусловленных зеемановским и долин-орбитальным вза-

[¶] E-mail: ezhevski@phys.unn.ru

имодействиями. Спин-орбитальное взаимодействие между состояниями „триплет–триплет“ и „триплет–дублет“ учитывалось как поправка во 2-м порядке теории возмущений, что давало положительный сдвиг g -фактора и значения $g > 2.000$ по сравнению с отрицательным сдвигом относительно g -фактора свободного электрона $g_e \approx 2.0023$, который дает решеточное спин-орбитальное взаимодействие. Такие значения g для лития (весь спектр в отсутствие внешней деформации простирался от 2.000 до 2.010 [5]) порождали, соответственно, высокие значения параметров спин-орбитальной связи λ ($0.01–0.02 \text{ см}^{-1}$), которые выпадают из известного ряда значений для P, As, Sb, Bi [5], что в свою очередь затрудняло интерпретацию экспериментальных данных. Недостаточно высокое разрешение спектров ЭПР в кремнии с природным содержанием изотопов вследствие уширения линий из-за изотопического беспорядка и неразрешенного сверхтонкого взаимодействия с лигандными ядрами изотопа ^{29}Si существенно ограничивало возможность анализа экспериментальных спектров.

Теоретические и экспериментальные оценки, сделанные в работе [9] на основе анализа угловых зависимостей спектров с помощью спинового гамильтониана, в основу построения которого было положено предположение, что начальные расщепления состояний E и T_2 обусловлены внутренними деформациями, показали, что состояния донорных электронов лития и их g -факторы действительно существенно зависят от внутренних напряжений в кристалле, а также междолинных спин-орбитальных взаимодействий.

Для правильной интерпретации спектров спинового резонанса донорного центра лития и построения спинового гамильтониана необходимо было исследовать роль внутренних деформаций в кристалле, при наблюдении спектров ЭПР основного $1s T_2$ и E состояний при температуре $T = 3.8–10 \text{ К}$ с $g < 2.000$, что можно сделать на основе угловых зависимостей ширины линии парамагнитного резонанса и исследовать анизотропию распределения деформаций. Кроме того, данные о распределении внутренних деформаций в исходных кристаллах можно было получить на основе исследования центра Fe^0 в кремнии.

Железо в кремнии является примесью внедрения, встраиваясь, так же как и литий в тетраэдрические междоузлия. Согласно модели Людвига–Вудбери [10], основное состояние иона железа Fe^0 является орбитальным синглетом $L = 0$, $S = 1$, и его $3d$ -оболочка содержит 8 электронов. В природном кремнии спектр ЭПР иона Fe^0 исследовался многими авторами [11]. В отсутствие внешних или внутренних деформаций кристалла спектр состоял бы из одиночной линии, уширенной при низких температурах неразрешенным сверхтонким взаимодействием с ядрами ^{29}Si . Однако наличие в кристалле внутренних деформаций, создаваемых точечными дефектами или дислокациями, приводит к дополнительному уширению спектра из-за возникающего различия в энергиях переходов $M = -1 \rightarrow 0$, $M = 0 \rightarrow +1$. Поэтому,

обычно, резонансная линия имеет широкое основание и узкий пик в центре. Ширина линии в основании спектра меняется в зависимости от направления магнитного поля, а также от условий приготовления образца в пределах $3–10 \text{ Э}$ для направления $[111]$, что связывается с влиянием внутренних деформаций [12].

2. Методика эксперимента

Исследование образцов моноизотопного кремния с содержанием изотопа ^{28}Si 99.995%, легированных литием, проводилось при гелиевых температурах ($3.5–10 \text{ К}$) с использованием спектрометра BRUKER-EMXplus-10/12 с гелиевым криостатом и системой контроля температуры ($3.8–300 \text{ К}$) ER 4112 HV. Образцы были получены из кристалла, выращенного методом бестигельной зонной плавки в атмосфере аргона (ИХВВ РАН [13]), или из бездислокационного кристалла, полученного методом бестигельной зонной плавки в вакууме (Leibniz Institute for Crystal Growth, Берлин [8]).

Концентрация кислорода в образцах составляла $\sim 10^{16}$ и $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Примесь железа вводилась в процессе диффузионного отжига в кварцевой ампуле из источника Fe_2O_3 при $T = 1200^\circ \text{С}$ в течение 2 ч в атмосфере азота с последующей быстрой закалкой. Легирование литием проводилось в кварцевой ампуле при $T = 300$ и 400°С в атмосфере азота в процессе диффузионного отжига с последующей быстрой или медленной закалкой. Перед диффузией поверхность образца размером $2 \times 2 \times 10 \text{ мм}$, вырезанного в направлении $[110]$, натиралась кусочком металлического лития. Сразу после диффузии остатки металлического лития удалялись с поверхности образца с помощью HF.

3. Спектр ЭПР Fe^0 в моноизотопном кремнии ^{28}Si

При исследовании спектров ЭПР в моноизотопном кремнии ^{28}Si использовались образцы кремния, выращенного при различных условиях. Одна часть образцов была получена из кристалла, выращенного методом бестигельной зонной плавки в атмосфере аргона (ИХВВ РАН [13]) — образец 1, другая — из бездислокационного кристалла, полученного методом бестигельной зонной плавки в вакууме (Leibniz Institute for Crystal Growth, Берлин [8]) — образец 2. Примесь железа вводилась по методике, описанной выше.

Спектр ЭПР в образце 1 моноизотопного кремния ^{28}Si с примесью железа показан на рис. 1. Как видно, наблюдается широкая линия ($\Delta H_{pp} \approx 5 \text{ Э}$), в центре которой располагается узкая изотропная линия шириной $\Delta H_{pp} \approx 0.055 \text{ Э}$, а также анизотропные узкие линии, отстоящие от центральной линии, положения которых имеют угловую зависимость (рис. 2), соответствующую тригональной симметрии спектра ($g_{\parallel} \parallel [111]$). Таким

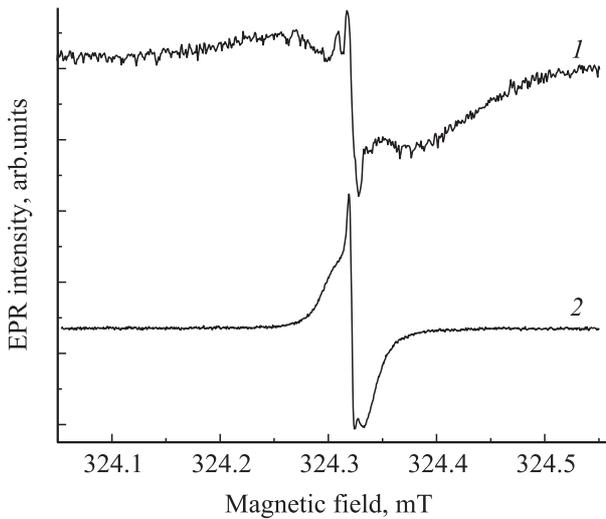


Рис. 1. Первая производная спектра ЭПР в образцах 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2) моноизотопного кремния ^{28}Si (99.99%) с примесью железа. Магнитное поле составляет угол 40° относительно оси $[100]$ в плоскости $(0\bar{1}1)$. Измерения проведены при $T = 30\text{ K}$ и микроволновой мощности 0.6 мВт .

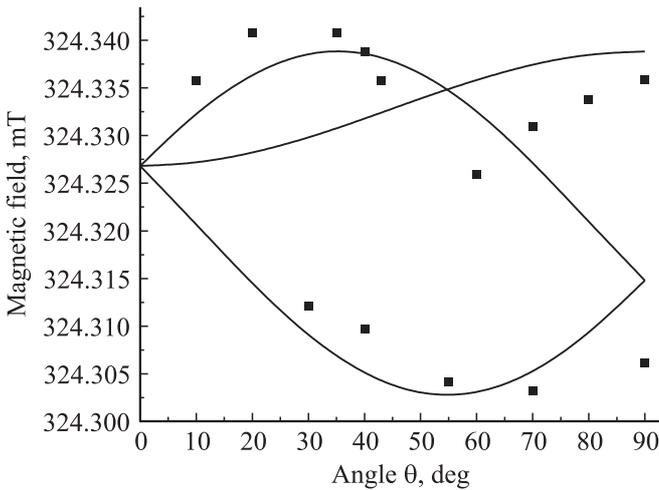


Рис. 2. Угловые зависимости положений анизотропных линий спектра ЭПР в образце 1 моноизотопного кремния ^{28}Si (99.99%) с примесью железа, соответствующие тригональной симметрии спектра ($g_{\parallel} \parallel [111]$). $g_{\parallel} = 2.069919$, $g_{\perp} = 2.069689$.

образом, изотопическое обогащение кремния бесспиновым изотопом приводит к существенному сужению центральной изотропной линии, относящейся к двухквантовому переходу $M_s = -1 \rightarrow M_s = +1$ ($\Delta M_s = 2$), энергия которого значительно слабее зависит от действия деформации [14] по сравнению с переходами $M_s = -1 \rightarrow M_s = 0$, $M_s = 0 \rightarrow M_s = +1$ ($\Delta M_s = 1$).

О природе спектра с тригональной симметрией можно сделать предположение, что он относится к комплексу железа с одной из примесей в кремнии, которые остаются при зонной очистке кристалла. В качестве вероят-

ного кандидата такого комплекса может быть FeC [15], поскольку наблюдаемые линии не имеют сверхтонкой структуры, что согласуется с малым содержанием изотопа углерода с ненулевым ядерным спином.

Сильная локализация $3d$ -электронов на ионе Fe обуславливает большие времена спиновой релаксации электронов, поэтому поведение спектра ЭПР проявляет все особенности, характерные для парамагнитных центров со спином $S > 1/2$, например Ni^{2+} и Fe^{2+} в MgO [14,16]. Так, с изменением микроволновой мощности мы наблюдали инверсную линию для двухквантового перехода, кроме нормальной линии. Правильную форму первой производной линии поглощения (рис. 1) для перехода $M_s = -1 \rightarrow M_s = 0$, $M_s = 0 \rightarrow M_s = +1$ ($\Delta M_s = 1$) можно было наблюдать не при всех температурах и мощностях микроволнового поля. В половинном магнитном поле наблюдалась узкая линия перехода $\Delta M_s = 2$.

В образце 2 моноизотопного кремния ^{28}Si анизотропная линия с тригональной симметрией не наблюдалась, а линия ЭПР, соответствующая переходу $M_s = -1 \rightarrow M_s = 0$, $M_s = 0 \rightarrow M_s = +1$ ($\Delta M_s = 1$), оказалась в 20 раз уже, чем в образце 1. Мы исследовали угловые зависимости ширины этой линии (рис. 3), из которых видно, что для обоих образцов они описываются тетрагональной симметрией.

Спиновый гамильтониан для $S = 1$ с учетом деформаций можно записать по аналогии с [16]:

$$\hat{H} = g\mu_B H S + \varepsilon \left(S_z^2 - \frac{2}{3} \right), \tag{1}$$

$$\varepsilon = \frac{G_{11} P}{C_{11} - C_{12}}, \tag{2}$$

где G_{11} — деформационный потенциал для Fe^0 в Si , C_{11} и C_{12} — константы жесткости для кремния.

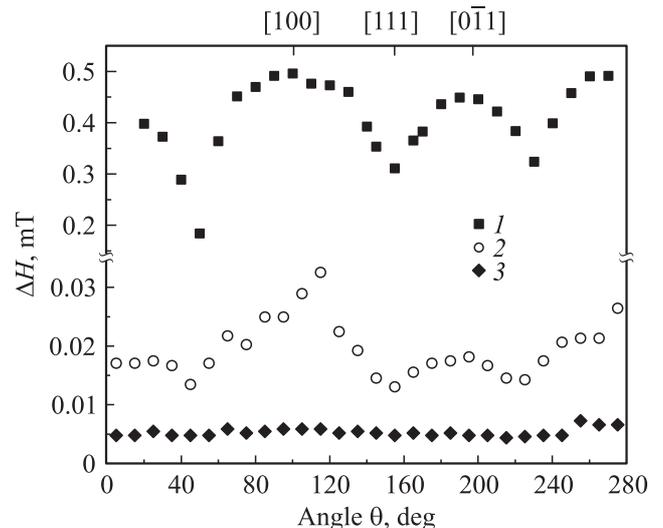


Рис. 3. Угловые зависимости ширины линий ЭПР для образцов 1 и 2, соответствующих переходам $\Delta M_s = 1$ (1 — для образца 1 и 2 — для образца 2) и $\Delta M_s = 2$ (3 — для образца 3).

Согласно [14], уширение линии ЭПР в результате действия деформаций в кристалле можно выразить через ширину Δ функции распределения деформаций в кристалле:

$$\Delta H_{pp} = \frac{2\sqrt{3}G_{11}\Delta}{g\mu_B}. \quad (3)$$

Для парамагнитного центра Fe^0 в Si значение G_{11} можно найти из данных по расщеплению линии ЭПР при приложении одноосного давления [17]. Согласно этим данным, расщепление составляет 140 Э при нагрузке 2 кГ/см^2 . Это дает значение $G_{11} \approx 7 \cdot 10^{-3}\text{ ЭВ}$.

Обычно, рассматривают функции распределения для диагональных и недиагональных деформаций e_{ii} и e_{ij} , с ширинами Δ и δ соответственно [14]:

$$P(e_{ii}) = \frac{\Delta}{\pi} \frac{1}{e_{ii}^2 + \Delta^2}, \quad (4)$$

$$P(e_{ij}) = \frac{\delta}{\pi} \frac{1}{e_{ij}^2 + \delta^2}, \quad i \neq j.$$

Тогда, используя значения ширины линии ЭПР, измеренной (рис. 3) для направления магнитного поля параллельно тетрагональной оси [100], можно найти величину Δ , основной вклад в которую дают деформации, создаваемые дефектами кристалла: точечными дефектами и дислокациями в кремнии.

Для образца 1 ширина линии $\Delta H_{pp} = 5\text{ Э}$, тогда $\Delta = 4.6 \cdot 10^{-6}$, а для образца 2 $\Delta H_{pp} = 0.25\text{ Э}$ и $\Delta = 2.5 \cdot 10^{-7}$.

Если дислокации дают основной вклад в Δ , то можно оценить плотность дислокаций в кристалле n , воспользовавшись выражением, связывающим плотность дислокаций с величиной деформации $e = \sqrt{n} \cdot 10^{-8}\text{ см}$ [18]. Тогда для образца 1 $n = 2 \cdot 10^5\text{ см}^{-2}$, а для образца 2 $n = 6 \cdot 10^2\text{ см}^{-2}$.

Малая растворимость железа в кремнии ($N_{\text{max}} = 1.5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ при 1300°C) и хорошее соответствие ковалентных радиусов железа и кремния, позволяющее иону железа встраиваться в тетраэдрические междоузлия, дают возможность предположить, что примесь железа вносит пренебрежимо малые напряжения в решетку кремния, и поэтому парамагнитный центр Fe^0 может быть использован для контроля остаточных деформаций решетки кремния.

4. Влияние внутренних деформаций на спектры ЭПР Li в ^{28}Si

Как уже отмечалось выше, спектр ЭПР мелкого донорного центра лития в моноизотопном кремнии ^{28}Si состоит из линий, относящихся к триплетным T_{2z} , T_{2xy} и дублетным E состояниям [9]. Причем предполагалось, что под действием внутренних деформаций кристалла триплетные и дублетные состояния расщепляются, в результате чего g -фактор имеет значения $g < 2.000$ [9]. Наличие внутренних деформаций при исследовании

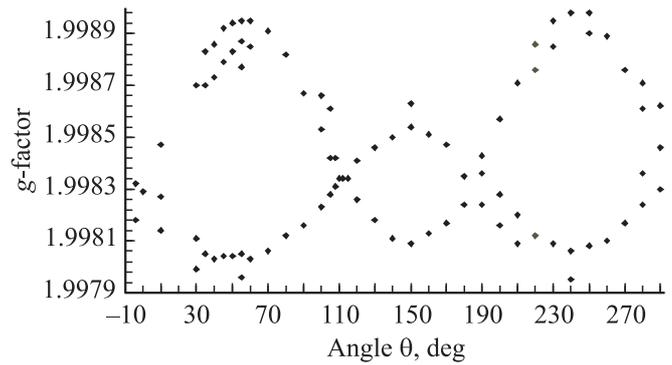


Рис. 4. Угловые зависимости спектров ЭПР для образца 2, легированного литием, при 300°C с последующей быстрой закалкой.

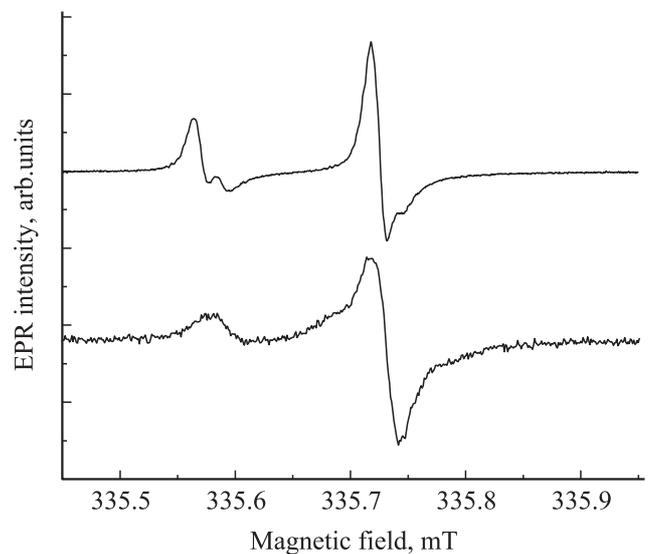


Рис. 5. Первые производные линий поглощения спектров ЭПР для образца 2 моноизотопного кремния ^{28}Si (99.99%), легированного литием, при 300°C с последующей быстрой закалкой, до и после хранения образца в течение нескольких суток при комнатной температуре — верхняя и нижняя кривые, соответственно.

спектров ЭПР иона лития проявляется также в том, что поведение угловых зависимостей положений линий спектров, а также их интенсивностей существенно зависит от истории образца, т.е. от условий их получения [9]. На рис. 4 показаны угловые зависимости спектров, полученных для образца 2, легированного литием при 300°C с последующей быстрой закалкой. Как можно видеть (рис. 3, 4), наблюдаются одновременно две пары линий с различными интенсивностями и сдвинутые по величине g -фактора, принадлежащие триплетным состояниям. Линии дублетных состояний в этом образце не наблюдались. Такой спектр можно объяснить существованием в кристалле областей, имеющих различные деформации. Такое состояние кристалла оказалось неравновесным, так как после хранения образца в течение нескольких

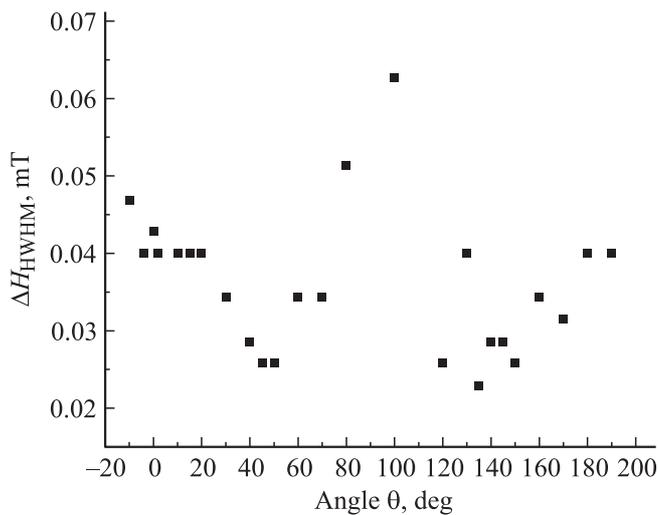


Рис. 6. Угловая зависимость ширины линии, соответствующей триплетному состоянию лития T_{2z} .

суток при комнатной температуре в спектре обнаружилась только одна пара линий (рис. 5).

Для того чтобы правильно учесть деформации в спиновом гамильтониане [9], нужно уточнить спектр внутренних деформаций. Мы исследовали угловую зависимость ширины линии, соответствующей триплетному состоянию T_{2z} . Как видно из рис. 6, характер зависимости совпадает с зависимостью для иона Fe^0 , что свидетельствует о том, что деформации создаются одним типом дефектов, как в случае иона железа, так и лития в кремнии. В работе [9] были сделаны оценки внутренних деформаций кристалла кремния, действующих на состояния лития. Полученное значение $6 \cdot 10^{-6}$ [9] более чем в 20 раз превышает значение деформации кремния, оцененное в образце 2 по уширению спектра иона Fe^0 . Следовательно, значительные внутренние деформации в кристалле создаются дефектами, вносимыми при диффузии лития. По-видимому, такими дефектами являются дислокации, которые создаются при распространении фронта диффузии лития из поверхностного металлического слоя.

Механизм влияния деформаций на ширину линии ЭПР донорного центра лития отличается от механизма, описанного выше для Fe^0 в кремнии. Для мелких донорных центров — примесей V группы наиболее существенными механизмами являются смещение величины g-фактора и изменение сверхтонкого взаимодействия при деформации [19]. Для лития механизм, связанный со сверхтонким взаимодействием, не существен, поскольку основное состояние не является синглетным. В механизме, связанном со смещением g-фактора, могут проявляться два эффекта: перезалповление долин и изменение вклада спин-орбитального (долин-орбитального) взаимодействия из-за изменения расстояний между состояниями триплета и дублета. Первый механизм более существен для традиционных доноров [6]. Таким обра-

зом, для лития можно записать

$$\Delta H = \left| \frac{\partial g}{\partial e} \right| \frac{H}{g} \Delta, \tag{5}$$

где Δ — как и в (3), ширина функции распределения деформаций. Тогда, если величину $\partial g / \partial e$ определить через λ / Δ , которая составляет, согласно [9], значение $5 \cdot 10^{-5}$, то ΔH составит значение $\sim 0.2 \text{ Э}$, что согласуется с данными рис. 6. Однако если определить значение $\left| \frac{\partial g}{\partial e} \right|$ из экспериментальных данных по зависимости g-фактора от прикладываемого внешнего напряжения (сжатие образца вдоль [110] [9]), то получится слишком заниженное значение. Таким образом, использование значений параметров спинового гамильтониана, определенных в [9], дает хорошее согласие с найденным вкладом деформаций в ширину линии триплета T_{2z} . По-видимому, необходимо провести дополнительные исследования действия внешнего одноосного давления на параметры спектров лития в моноизотопном кремнии.

5. Заключение

Таким образом, в моноизотопном кремнии ^{28}Si , благодаря значительному сужению линий спектров ЭПР, исследована тонкая структура спектров мелкого донорного центра лития и глубокого донора Fe^0 ($S = 1$), занимающих тетраэдрические междоузлия в решетке кремния. В случае донорного центра лития получены экспериментальные данные, подтверждающие роль внутренних деформаций в кристалле, при наблюдении спектров ЭПР основного $1s T_2$ и E состояний при $T = 3.8\text{--}10 \text{ К}$ с $g < 2.000$. По угловым зависимостям ширины линии парамагнитного резонанса, соответствующей триплетному состоянию лития T_{2z} , исследована анизотропия распределения деформаций, имеющая, как оказалось, тетрагональный характер. Такая же анизотропия обнаружена и в случае введения в исходный кристалл ионов Fe^0 на основе исследования угловых зависимостей ширины линий ЭПР, обусловленных переходами $-1 \rightarrow 0$ и $0 \rightarrow +1$ ($\Delta M_s = 1$), в сравнении с переходом $-1 \rightarrow +1$ ($\Delta M_s = 2$).

Работа выполнена при частичной поддержке фонда РФФИ, грант № 12-02-00576-а.

Список литературы

- [1] V.V. Emtsev, jr., C.A.J. Ammerlaan, A.A. Ezhevskii, A.V. Gusev. *Physica B*, **45**, 376 (2006).
- [2] D.V. Guseinov, A.A. Ezhevskii, C.A.J. Ammerlaan. *Physica B*, **381**, 164 (2006).
- [3] D.V. Guseinov, A.A. Ezhevskii, C.A.J. Ammerlaan. *Physica B*, **381**, 164 (2006); *Physica B*, **395**, 65 (2007).
- [4] R.L. Aggarwal, P. Fisher, V. Mourzine, A.K. Ramdas. *Phys Rev.*, **138**, A882 (1965).
- [5] G.D. Watkins, S. Frank. *Phys. Rev.*, **134**, 4071 (1970).
- [6] D.K. Wilson, G. Feher. *Phys. Rev.*, **124**, 1068 (1961).

- [7] A.A. Ezhevskii, A.V. Gusev, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov. *Physica B*, **404**, 5063 (2009).
- [8] P. Becker, H.-J. Pohl, H. Riemann, N. Abrosimov. *Phys. Status Solidi A*, **207**(1), 49 (2010).
- [9] A.A. Ежевский, С.А. Попков, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, N.V. Abrosimov, H. Riemann. *ФТП* **46**(11), 1468 (2012).
- [10] G.W. Ludwig, H.H. Woodbury. In: *Solid state physics*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull, **13**, (1962).
- [11] G.W. Ludwig, H.H. Woodbury, R.O. Carlson. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 295 (1958).
- [12] G. Feher. *Phys. Rev.*, **114**, 1219 (1959).
- [13] А.В. Гусев, В.А. Гавва, Е.А. Козырев. *Перспективные материалы*, № 8 (2010).
- [14] D.H. McMahon. *Phys. Rev.*, **134**, A128 (1964).
- [15] C.A.J. Ammerlaan, private communication (2010).
- [16] S.R.P. Smith, F. Dravnieks, J.E. Vertz. *Phys. Rev.*, **178**, 471 (1969).
- [17] G. W. Ludwig, H.H. Woodbury. *Phys. Rev.*, **117**, 102 (1958).
- [18] W. Kohn. In: *Solid state physics*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull, **5**, 306 (1957).
- [19] D.K. Wilson. *Phys. Rev.*, **134**, A265 (1964).

Редактор Т.А. Полянская

Monoisotopic silicon ^{28}Si in spin resonance spectroscopy of electrons localized on donors

A.A. Ezhevskii, S.A. Popkov, A.V. Soukhorukov,
D.V. Guseinov*, V.A. Gavva†, A.V. Gusev†,
N.V. Abrosimov•, H. Riemann•

Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

* Physico-Technical Research Institute of University
of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

† Institute of Chemistry of High-Purity Substances
of the Russian Academy of Sciences (ICHPS RAS),
603950 Nizhny Novgorod, Russia

• Leibniz Institute for Crystal Growth,
D-12489 Berlin, Germany

Abstract In monoisotopic silicon ^{28}Si , due to a significant narrowing of the line EPR spectra the fine structure of the spectra of shallow lithium donor center and a deep donor Fe^0 ($S = 1$), occupying the tetrahedral interstices in the silicon lattice were studied. In the case of lithium donor center, the experimental evidence for the role of internal strain in the crystal, for the observation of the EPR spectra of the ground $1s T_2$ and E states at $T = 3.8\text{--}10\text{ K}$ with $g < 2.000$ was obtained. The anisotropy of the strain distribution, which has proved to be tetragonal symmetry, was investigated from the angular dependence of the paramagnetic resonance line width corresponding to the triplet T_{2z} state of lithium. The same anisotropy is observed in the case of the Fe^0 introduced in the initial silicon crystal on the basis of study of the angular dependence of the width of the EPR lines due to transitions $-1 \rightarrow 0$ and $0 \rightarrow +1$ ($\Delta M_s = 1$) in comparison with the transition $-1 \rightarrow +1$ ($\Delta M_s = 2$).