

08,03,07

## Изотопно-индуцированная генерация парамагнитных дефектов при пластическом деформировании кристаллов $^{29}\text{Si}$

© О.В. Коплак<sup>1,2</sup>, А.И. Дмитриев<sup>1,3</sup>, Р.Б. Моргунов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Украина

<sup>3</sup> Московский государственный гуманитарный университет им. М.А. Шолохова, Москва, Россия

E-mail: o.koplak@gmail.com

(Поступила в Редакцию 22 апреля 2014 г.  
В окончательной редакции 25 июня 2014 г.)

Обнаружено, что количество парамагнитных кластеров, образующихся при пластической деформации кристаллов кремния, увеличивается в кристаллах, обогащенных изотопом  $^{29}\text{Si}$ . Установлено, что в деформационных кластерах парамагнитных дефектов имеются антиферромагнитные спин-спиновые взаимодействия с энергией  $\sim 30\text{--}50$  К. Влияние сверхтонкого взаимодействия на спин-зависимые реакции кремния с кислородом либо изменение упругих констант и дилатации кристаллической решетки могут быть причинами образования деформационных дефектов в обогащенных кристаллах  $^{29}\text{Si}$ .

Работа поддержана грантами РФФИ 13-07-12027 офи\_м, 14-03-31004 мол\_а.

### 1. Введение

Ранее было установлено [1–3], что при пластическом деформировании кристаллов кремния возникают парамагнитные центры, концентрация которых растет по мере увеличения степени пластической деформации. Если кристаллы деформируются при температурах ниже  $700^\circ\text{C}$ , то эти парамагнитные центры локализованы в ядрах дислокаций и представляют собой оборванные электронные связи, захватившие электроны донорной примеси. При температурах выше  $700^\circ\text{C}$  пластическая деформация вызывает образование парамагнитных анизотропных точечных дефектов в объеме кристалла, которые наследуют симметрию, индуцируемую пластической деформацией в окрестности дислокаций [4–6]. Об этих дефектах известно мало, как и о механизмах их формирования. Наиболее известными деформационными дефектами в кремнии являются  $P_b$ -центры.

В последние годы было обнаружено, что пластическая деформация кристаллов и их термическая обработка сопровождаются спин-зависимыми процессами, управляемыми магнитным полем в монокристаллах кремния [7–10]. Было установлено, что магнитное поле влияет на кислородсодержащие кластеры, атомарная перестройка которых вызвана синглет-триплетными переходами, инициированными магнитным полем [7]. Этот процесс можно представлять так, что в присутствии магнитного поля открываются дополнительные пути химических реакций, которые приводят к формированию новых типов парамагнитных дефектов, отсутствующих без магнитного поля. Недавно было установлено, что на поверхности кристаллов кремния протекают химические реакции, которые изменяют кинетику во внешнем

магнитном поле либо в магнитном поле ядер изотопа кремния  $^{29}\text{Si}$  [8,9]. В результате пластическая деформация изотопно-обогащенных кристаллов может приводить к формированию новых типов парамагнитных дефектов с неизученными до настоящего времени свойствами [10].

Цель работы заключалась в сравнительном исследовании магнитных свойств высокотемпературных деформационных дефектов в кристаллах кремния, обогащенных изотопом  $^{29}\text{Si}$ , и в кристаллах с естественной распространенностью изотопов.

### 2. Методика

В опытах были использованы монокристаллы кремния (Cz-Si:P, концентрация фосфора  $n \sim 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) с размерами  $1 \times 4 \times 16 \text{ mm}$  с длинным ребром (110) и плоскостью  $4 \times 16 \text{ mm}$  с ориентацией (111). В обогащенных кристаллах  $^{29}\text{Si}$  концентрации изотопов  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{Si}$  и  $^{30}\text{Si}$  были определены методом вторичной ионной эмиссии и составляли 8.85, 72.76 и 18.39% соответственно. В необогащенных кристаллах  $^{28}\text{Si}$  концентрации изотопов  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{Si}$  и  $^{30}\text{Si}$  соответствовали их естественной распространенности 92.21, 4.70 и 3.09% соответственно.

Деформацию образцов производили трехточечным изгибом вокруг длинного ребра (110) до плотности дислокаций  $\sim 10^8 \text{ cm}^{-2}$ . Плотность дислокаций оценивалась после химического травления кристаллов методами оптической и электронной микроскопии. Температуры деформации находились в диапазоне  $950\text{--}1100^\circ\text{C}$ , чтобы в кристалле обеспечивать возникновение парамагнитных точечных дефектов, не связанных с ядрами дислокаций. Сравнимые образцы  $^{28}\text{Si}$  и  $^{29}\text{Si}$  были идентичны по

примесному составу и размерам. Одинаковы были и условия их высокотемпературной деформации (температура и нагрузка). Перед исследованием магнитных свойств образцов был сошлифован слой, близкий к деформирующим опорам.

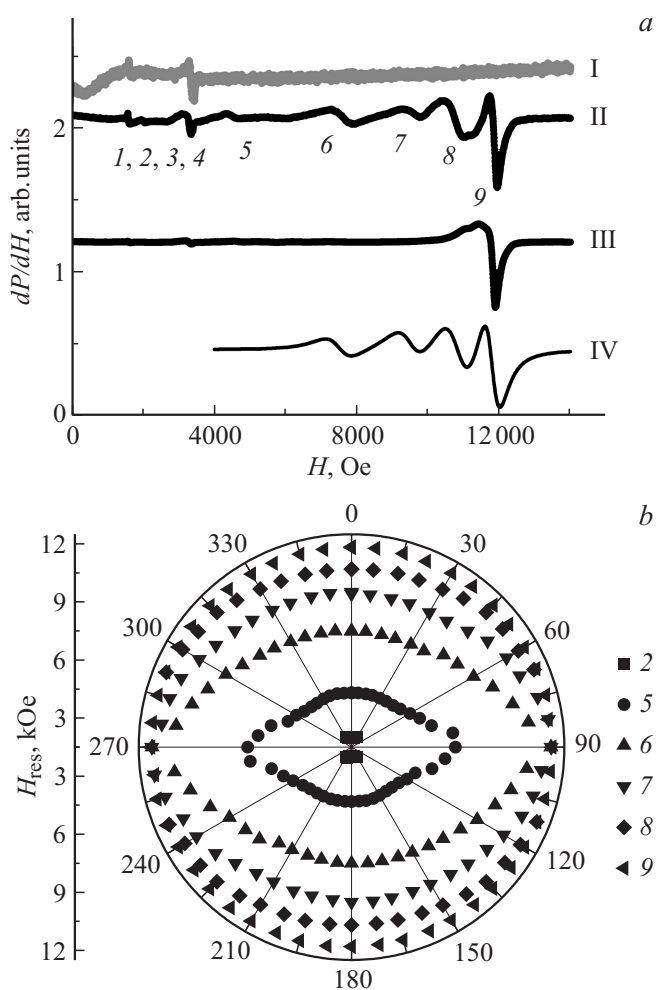
В работе был использован спектрометр электронного парамагнитного резонанса EMX Plus, Bruker, работающий в X-диапазоне частоты ( $\sim 9.023$  GHz), с прямоугольным резонатором типа  $H_{102}$ , частотой модуляции 100 kHz, диапазоном развертки постоянного магнитного поля 0–1.4 Т. Микроволновая мощность составляла 0.64 mW, добротность резонатора была в диапазоне  $Q = 3900$ –4000. Спектры записывались в отсутствие подсветки в виде зависимостей первой производной поглощения микроволновой мощности по магнитному полю  $dP/dH$ . В экспериментах температура изменялась в диапазоне от 5 до 300 К с относительной точностью  $\pm 1$ –3% в криостате ESR 900 Oxford Instruments. Измерения статической намагниченности образцов проводили на высокочувствительном сверхпроводящем квантовом интерференционном магнетометре (СКВИД) MPMS 5XL, Quantum Design при температурах 2–300 К в постоянном магнитном поле  $H = 1$  кОе.

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Спектры ЭПР в деформированных изотопно-обогащенных кристаллах  $^{29}\text{Si}$ . Спектры ЭПР контрольного (исходного) образца кремния  $^{29}\text{Si}$  и деформированного монокристалла  $^{29}\text{Si}$  приведены на рис. 1 при разной ориентации плоскости образца к магнитному полю спектрометра ( $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ) при температуре  $T = 9$  К. В спектре деформированных образцов  $^{29}\text{Si}$  было 9 линий: группа линий 1, 3, 4 (с  $g$ -факторами  $g_1 = 4.05$ ,  $g_3 = 1.96$ ,  $g_4 = 1.90$  соответственно) изотропна и наблюдается как в деформированных, так и в исходных кристаллах кремния  $^{29}\text{Si}$  и  $^{28}\text{Si}$ . Эти линии не связаны с деформационными или термодфектами, а отвечают парамагнитным центрам неконтролируемой фоновой примеси, находящейся в образцах (предположительно  $\text{Fe}^{3+}$ ).

Остальные линии 2, 5–9, индуцированные деформацией изгиба, соответствовали  $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  парамагнитных центров, порожденных пластической деформацией (концентрация была установлена путем сравнения общей площади интегрального спектра линий 2, 5–9 с площадью спектра калибровочного образца  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ). Кроме того, в качестве естественной калибровки был использован спектр примесных ионов железа, которые, как будет показано далее, содержались в обоих типах кристаллов в примерно одинаковой концентрации.

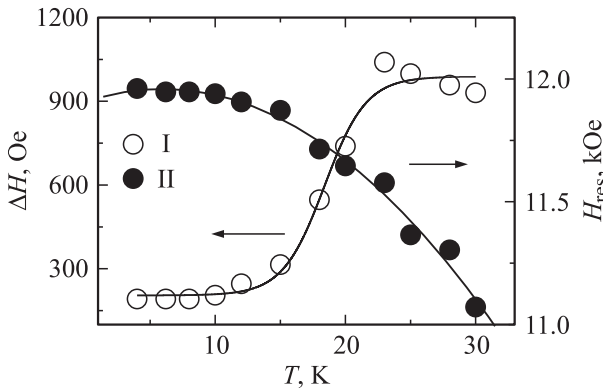
Линии 2, 5–9, появившиеся после пластической деформации изгиба, в ориентации поля вдоль (001) были анизотропны. Ориентационные зависимости их резонансных полей при вращении в плоскости (111) пред-



**Рис. 1.** *a* — спектры ЭПР в кристалле  $^{29}\text{Si}$  при температуре  $T = 9$  К: I — в контрольном образце (постоянное магнитное поле параллельно плоскости кристалла,  $\theta = 0^\circ$ ), II — в деформированном образце в ориентации  $\theta = 0^\circ$ , III — в деформированном образце в ориентации  $\theta = 90^\circ$ . Цифрами обозначены линии спектра. IV — симуляция спектра ЭПР деформационных дефектов в деформированном образце. *b* — ориентационные зависимости резонансного поля  $H_{\text{res}}$  линий ЭПР 2 и 5–9 при  $T = 9$  К, появившихся после пластической деформации изгиба в образце  $^{29}\text{Si}$ .

ставлены в полярных координатах на рис. 2. Как было показано в [10], серия линий 2, 5–9 не описывается спин-гамилтонианом для спина 1/2 и отвечает более высокоспиновым дефектам, предположительно со спином 1, для которого симуляция дает спектр, сходный с обнаруживаемым в нашей работе (рис. 1, *a*, спектр IV).

При повороте образца на  $90^\circ$  относительно магнитного поля анизотропные линии 2, 5–8 сдвигаются к линии 9, сливаясь с ней и приводя к ее уширению. Линии 2, 5–9 имели сходные ориентационные и температурные зависимости, одновременно исчезая при температурах выше 30 К. Поэтому их можно было приписывать одним и тем же дефектам, а основные



**Рис. 2.** Температурные зависимости ширины  $\Delta H$  (I) и резонансного поля  $H_{res}$  (II) линии 9 в деформированном образце  $^{29}\text{Si}$ . Постоянное магнитное поле параллельно плоскости кристалла ( $\theta = 0^\circ$ ). Сплошные линии — аппроксимация, описанная в тексте.

параметры этой серии линий было удобно исследовать в ориентации поля к плоскости образца  $90^\circ$ , в которой все линии совмещены в одну. Поэтому дальнейшие зависимости характеризуют свойства всей серии линий 2, 5–9, относящейся к деформационным дефектам и вырожденным в одну линию 9.

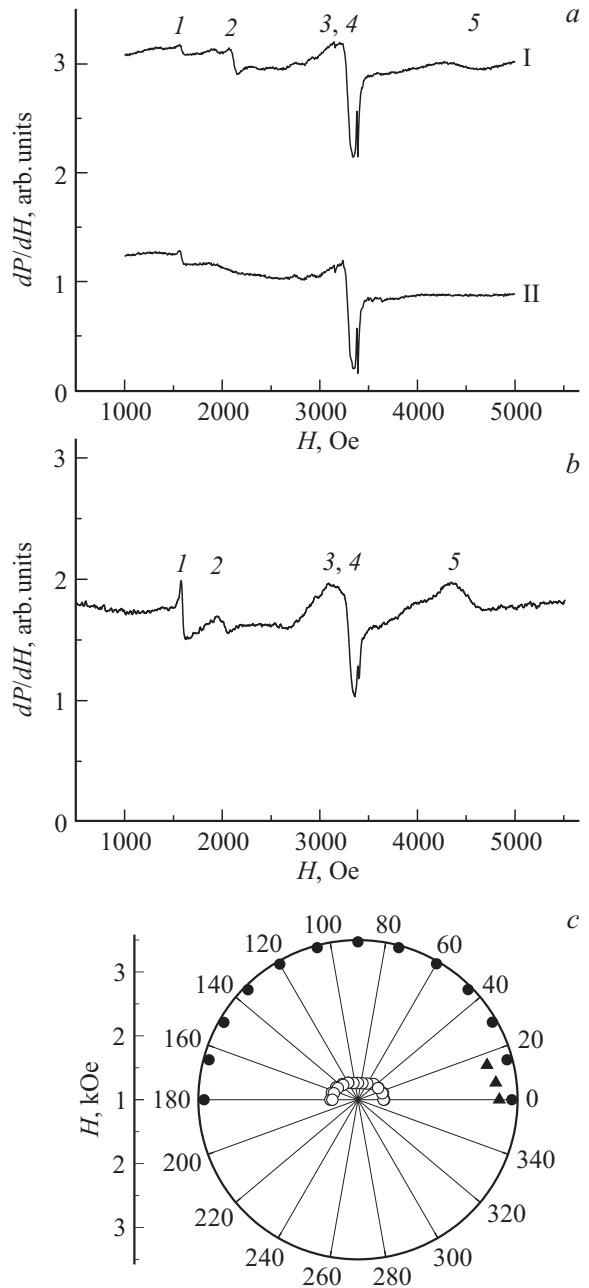
Ширина линии 9  $\Delta H$  зависела от температуры, демонстрируя резкий скачок при  $T_0 \approx 20\text{ K}$ , как и ее резонансное поле  $H_{res}$  (рис. 3). На рис. 3 сплошной линией показана аппроксимация зависимостью:

$$\Delta H = \Delta H_2 + (\Delta H_1 - \Delta H_2) / (1 + \exp((T - T_0) / \Delta T)).$$

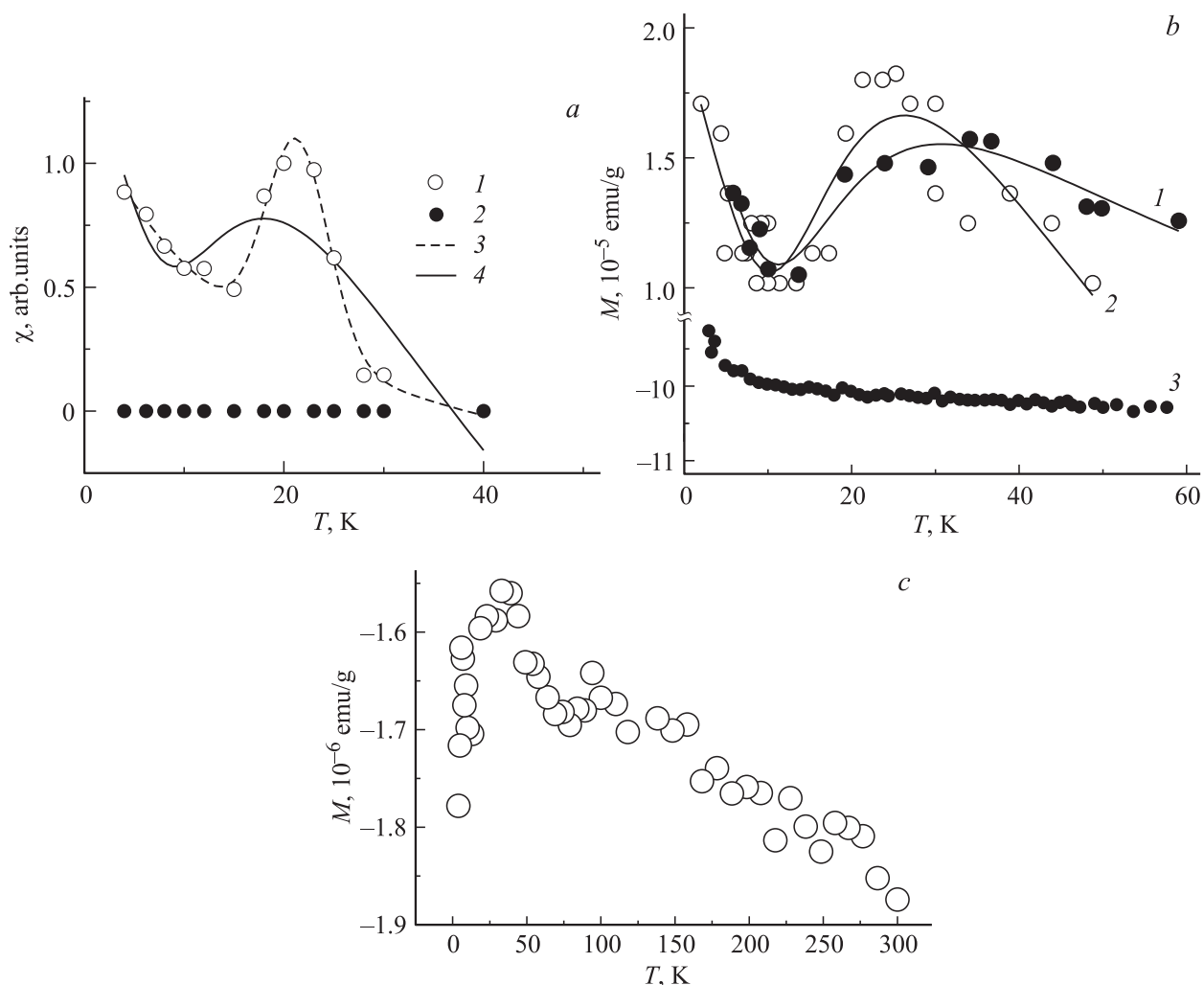
Последняя была выбрана нами в рамках предположения, что при 20 K происходит качественное изменение состояния магнитных центров (например, в результате антиферромагнитного перехода в кластерах шириной  $\Delta T$  в температурной шкале). При этом значения ширины линии 9 до и после перехода составляют  $\Delta H_1 = 150\text{ Oe}$  и  $\Delta H_2 = 1150\text{ Oe}$  соответственно. Выше температуры 30 K спектр, соответствующий высокотемпературным деформационным дефектам, уширился и дальнейшее изучение его свойств методом ЭПР было невозможно.

3.2. Спектры ЭПР в деформированных кристаллах  $^{28}\text{Si}$  с естественной распрощраненностью изотопов. В кристаллах  $^{28}\text{Si}$  деформация вызывает изменения спектров ЭПР, аналогичные тем, которые наблюдались нами для кристаллов  $^{29}\text{Si}$ . На рис. 3, *a* и рис. 3, *b* для сравнения показаны фрагменты спектров ЭПР кристаллов  $^{28}\text{Si}$  до и после высокотемпературной деформации и  $^{29}\text{Si}$  после деформации. Спектры содержат линии 1–4, из которых только линии 2 и 5 отвечают деформационным дефектам, являются анизотропными и демонстрируют угловые зависимости при вращении в плоскости (111), сходные с теми, что наблюдались в кристаллах  $^{29}\text{Si}$  (рис. 3, *c*). Линии 1, 3 и 4 в образцах  $^{29}\text{Si}$ , как и в кристаллах  $^{29}\text{Si}$ , не изме-

нялись после деформации и отвечали фоновой примеси (предположительно, Fe). Они служили калибровкой для определения амплитуды линий 2 и 5, индуцированных



**Рис. 3.** *a* — спектры ЭПР, записанные при температуре  $T = 8\text{ K}$  для образца кремния  $^{28}\text{Si}$ , пластически деформированного изгибом (I), а также для контрольного образца термообработанного кремния  $^{28}\text{Si}$  (II) (до деформации) в ориентации  $\theta = 0^\circ$ . Цифрами обозначены линии спектра ЭПР. *b* — фрагмент спектра ЭПР в деформированном кристалле  $^{29}\text{Si}$  при температуре  $T = 9\text{ K}$  в ориентации  $\theta = 0^\circ$ . *c* — ориентационные зависимости резонансного поля  $H_{res}$  линий ЭПР при  $T = 9\text{ K}$ , появившихся после пластической деформации изгиба в образце  $^{28}\text{Si}$ . (Символы 1 отвечают линии 2 на рис. 3, *b*, символы 2 отвечают линии 4 на рис. 3, *b*), символы 3 соответствуют линии 3 на рис. 3, *b*).



**Рис. 4.** *a* — температурные зависимости магнитной восприимчивости, оцененной из интегральной интенсивности линий ЭПР для соответствующей резонансной линии 9 в деформированном образце  $^{29}\text{Si}$  (1) и в контрольном образце  $^{29}\text{Si}$  (2). 3 — аппроксимация экспериментальной зависимости (1) суммой зависимости Кюри и функции Гаусса. 4 — аппроксимация зависимости (1) функцией Блيني–Бауэрса. *b* — температурные зависимости удельного магнитного момента  $M$  образца  $^{29}\text{Si}$  в магнитном поле 1 кОе после вычитания диамагнитного вклада кристаллической решетки: (1) после деформации, (2) по данным работы [16], (3) до деформации. Сплошными линиями показаны аппроксимации зависимостью Блيني–Бауэрса с  $J = -59 \pm 5$  К. *c* — температурная зависимость удельного магнитного момента  $M$  деформированного образца  $^{28}\text{Si}$  в магнитном поле 1 кОе после вычитания диамагнитного вклада кристаллической решетки.

пластической деформацией. Из сравнения рис. 3, *a* и рис. 3, *b* следует, что в изотопно-обогащенных кристаллах наблюдалось значительно более сильное возрастание амплитуды линии 5 деформационных дефектов, чем в кристаллах с естественной распространенностью магнитного изотопа. Интегральная амплитуда линий деформационных дефектов в кристаллах  $^{29}\text{Si}$  была в  $10 \pm 2$  раз больше, чем в кристаллах  $^{28}\text{Si}$  при прочих равных условиях (концентрации магнитного изотопа кремния различались в образцах в 15.5 раз). Это означает, что при изучении парамагнитной составляющей магнитного момента в СКВИД-магнетометре также могут наблюдаться различия в поведении дефектов, возникающих при деформации. Поэтому следующая серия опытов была направлена на выделение парамагнитного вклада

деформационных дефектов в кристаллах с различными концентрациями изотопов.

3.3. Магнитная восприимчивость деформированных кристаллов. Высоочастотная магнитная восприимчивость может быть получена из спектров ЭПР путем их двукратного интегрирования и нормировки полученного значения на восприимчивость контрольного образца. Ее величина  $\chi$  (рис. 4, *a*), прямо пропорциональная интегральной амплитуде сигнала ЭПР, была получена при разных температурах для контрольного и деформированных образцов  $^{29}\text{Si}$ . Из рис. 4, *a* видно наличие характерной температуры (23–30 К), при которой наблюдается максимум  $\chi$  в кристаллах  $^{29}\text{Si}$ .

Немонотонное поведение  $\chi(T)$  можно было бы объяснить образованием антиферромагнитных обменных спи-

новых димеров, состоящих из парамагнитных дефектов. В этом предположении зависимость  $\chi(T)$  аппроксимировали формулой Блани–Бауэрс

$$\chi = [C/T] \left[ \left( \frac{1}{3} \exp(-J/T) \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $C$  — постоянная, определяемая числом спинов в образце,  $T$  — температура,  $J$  — обменный интеграл. Из аппроксимации определили значение  $J = -46 \pm 12$  К и число спинов в образце  $3Ck_B\rho/2m(g\mu_B)^2 \sim 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (здесь  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\rho$  — плотность кремния,  $m$  — молярная масса кремния,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g = 2$  —  $g$ -фактор). Однако высокая погрешность определения параметров и низкая точность аппроксимации (рис. 4, а) означают, что это приближение не является правильным.

Поэтому температурную зависимость на рис. 4, а аппроксимировали суммой двух других вкладов: зависимостью Кюри–Вейсса и функцией Гаусса  $\chi(T) = \chi_{\text{Curie}}(T) + \chi_{\text{Gauss}}(T)$  (см. формулы 2 и 3). Зависимость Кюри–Вейсса

$$\chi_{\text{Curie}}(T) = N_{\text{loc}}\mu_0 S(S+1)\mu_B^2/k_B(T-\theta), \quad (2)$$

где  $\theta$  — температура Вейсса, отражает обычный температурный ход восприимчивости парамагнитных центров с концентрацией  $N_{\text{loc}}$ . Зависимость Гаусса

$$\chi_{\text{Gauss}}(T) = W/\delta(2\pi)^{1/2} \exp\left(-\frac{(T-T_c)^2}{2\delta^2}\right) \quad (3)$$

(где  $W$  — коэффициент пропорциональности,  $\delta$  — дисперсия) была принята в следующем предположении. Можно предполагать, что наблюдаемый хорошо воспроизводимый пик на температурной зависимости связан с антиферромагнитным обменным взаимодействием в неодинаковых (распределенных по закону Гаусса) парах локализованных спинов. Статистическая оценка доли таких пар из распределения Пуассона (вероятность обнаружения кластеров из  $k$  атомов при среднем числе парамагнитных атомов на кластер  $n = 2$  равна  $P_k = n^k \exp(-n)/k!$ ) показывает, что эта доля составляет  $P_2/P_{\text{all}} = \exp(-1) = 37\%$  при доле отдельных атомов  $P_1/P_{\text{all}} = \exp(-2) = 61\%$ . С учетом того, что  $\chi_{\text{loc}} \sim S(S+1)$ , т.е. квадратично зависит от спина, вклад  $\chi_{\text{Gauss}}$  вполне может превышать  $\chi_{\text{Curie}}$ , как это наблюдается в наших опытах. Отметим, что может существовать и термодинамическая выгода для объединения дефектов в пары. В этом случае доля антиферромагнитно связанных димеров будет еще большей. Из рис. 4, а видно, что аппроксимация в этом приближении приводит к значительно лучшему описанию экспериментальных данных.

3.4. Статическая намагниченность деформированных кристаллов. При измерении статической намагниченности  $M$  для определения вклада деформационных дефектов из магнитного момента образца  $M_{\text{tot}}$  вычитали вклады кристаллической решетки и парамагнитного вклада Паули. Пользуясь известными значениями для диамагнитной восприимчивости кристаллической решетки кремния  $\chi_{\text{Si}} = -2.2 - 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ emu/mol}$

и температурно-независимой парамагнитной восприимчивости Паули вместе с орбитальным вкладом (восприимчивость Лармора–Ландау–Паули)  $\chi_{\text{LLDP}} = n \cdot 9.42 \cdot 10^{-26} \text{ emu/mol}$  для носителей заряда с концентрацией  $n \sim 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , можно извлечь эти вклады и получить магнитную восприимчивость одних только локализованных электронов:

$$M(T) = M_{\text{tot}}(T) - H\chi_{\text{Si}} + H\chi_{\text{LLDP}}.$$

Поскольку диамагнитный вклад не зависит от температуры, а вклад носителей заряда составляет  $\sim 1\%$  величины от наблюдаемого магнитного момента, вариации  $M$  с температурой нельзя объяснить изменением концентрации носителей заряда. Следовательно, температурную зависимость  $M(T)$  необходимо относить к свойствам исследуемых деформационных дефектов. Аппроксимация температурной зависимости удельного магнитного момента локализованных носителей спина деформированных образцов  $^{29}\text{Si}$  с помощью функций Кюри и Гаусса демонстрирует максимум при  $T_m = 25$  К с постоянной Вейсса  $\theta = 1.4$  К (рис. 4, б). Для сравнения в образцах  $\text{Si}^{28}$  эти параметры были равны  $T_m = 35$  К,  $\theta = 4.97$  К.

Таким образом, деформационные парамагнитные дефекты, включенные в состав обменно-связанных кластеров, подчиняются закону Кюри с малыми константами Вейсса. Обменно связанные кластеры характеризуются разбросом их свойств (например, количеством включенных в них частиц или расстоянием между ними). Поэтому естественно думать, что критическая температура  $T_c$  в формуле (3) обусловлена распределением по закону Гаусса.

Деформационные дефекты, обнаруживаемые в СКВИД магнетометре, являются теми же, что выявлены с помощью ЭПР спектроскопии, поскольку: 1) наблюдается одинаковый ход температурных зависимостей магнитного момента  $M$  и высокочастотной магнитной восприимчивости  $\chi$ , 2) Отношение амплитуды пика на зависимости  $M(T)$  в обогащенных и необогащенных кристаллах составляет  $\sim 16.6 \pm 2.0$ , что близко к отношению концентраций изотопов  $^{29}\text{Si}$  и  $^{28}\text{Si}$ , равному 15.5, и по порядку величины близко к отношению магнитных восприимчивостей, найденному методом ЭПР-спектроскопии. Увеличение доли деформационных дефектов с ростом концентрации магнитного изотопа может объясняться влиянием сверхтонкого взаимодействия на спин-зависимые реакции окисления кремния. В этом случае полученные результаты могут быть использованы для объяснения обнаруженных ранее эффектов влияния магнитного поля на механические и оптические свойства полупроводниковых кристаллов [11–16]. Однако нельзя исключать, что изотопное обогащение ведет к изменению механики деформации, поскольку влияет на свойства кремний-кремниевых связей и электрическую проводимость кристаллов [17]. Поэтому вопрос о том, является ли генерация деформационных дефектов следствием магнито-изотопного или изотопного эффектов, остается открытым.

## 4. Выводы

Пластическое деформирование изотопно-обогащенных кристаллов  $^{29}\text{Si}$  (73%) при температуре  $950^\circ\text{C}$  приводит к формированию парамагнитных дефектов большей концентрации (в 10–16 раз), чем в кристаллах с естественной распространенностью изотопов (4.7%). Спектры электронного парамагнитного резонанса деформационных дефектов анизотропны и обладают большей шириной (до 1 kOe) по сравнению с ширинами линий известных парамагнитных дефектов в Si. Деформационные дефекты могут быть идентифицированы как примесные обменно связанные кластеры. Таким образом, изотопное обогащение кристаллов ядрами  $^{29}\text{Si}$  стимулирует образование новых типов парамагнитных дефектов.

## Список литературы

- [1] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. *ЖЭТФ* **92**, 968 (1987).
- [2] A. Goltzené. *Rev. Phys. Appl.* **22**, 469 (1987).
- [3] В.А. Гражулис, Ю.А. Осипьян. *ЖЭТФ* **60**, 1150 (1971).
- [4] M. Brohl, C. Kisielowski-Kemmerich, H. Alexander. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1733 (1987).
- [5] E.R. Weber<sup>1</sup> et H. Alexander. *J. Phys. Colloques* **44**, C4-319 (1983).
- [6] U. Schmidt, E. Weber, H. Alexander, W. Sander. *Solid State Commun.* **14**, 735 (1974).
- [7] O.V. Koplak, A.I. Dmitriev, T. Kakeshita, R.B. Morgunov. *J. Appl. Phys.* **110**, 044905-1-8 (2011).
- [8] О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов, А.Л. Бучаченко. *Письма в ЖЭТФ* **96**, 107 (2013).
- [9] O. Koplak, R. Morgunov, A. Buchachenko. *Chem. Phys. Lett.* **560**, 29 (2013).
- [10] О.В. Коплак, А.И. Дмитриев, С.Г. Васильев, Э.А. Штейнман, Р.Б. Моргунов. *ЖЭТФ* **145**, 709 (2014).
- [11] M.V. Badylevich, Yu.L. Iunin., V.V. Kveder, V.I. Orlov, Yu.A. Osipyuan. *Solid State Phenomena* **95–96**, 433 (2004).
- [12] I. Yonenaga, K. Takahashi. *J. Appl. Phys.* **101**, 053 528 (2007).
- [13] I. Yonenaga, K. Takahashi, T. Taishi, Y. Ohno. *Physica B* **401**, 148 (2007).
- [14] I. Yonenaga, K. Takahashi. *J. Phys.: Conf. Ser.* **51**, 407 (2006).
- [15] R.A. Red'ko. *J. Appl. Phys.* **112**, 073 513 (2012).
- [16] А.И. Дмитриев, А.А. Скворцов, О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов, И.И. Проскураков. *ФТТ* **53**, 1473 (2011).
- [17] K.M. Itoh, J. Kato, M. Uemura, A.K. Kaliteevskii, O.N. Godison, G.G. Devyatych, A.D. Bulaniv, A.V. Gusev, I.D. Kovalev, P.G. Sennikov, H.J. Pohl, N.V. Abrosimov, H. Riemann. *J. Appl. Phys.* **42**, 6248 (2003).