

О ПРИЧИНЕ АНОМАЛИЙ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ В АМОРФНОМ КРЕМНИИ И ГЕРМАНИИ

Зарицкий И. М., Семенов Ю. Г.

На основе анализа экспериментальных данных и сравнения их с проведенными теоретическими расчетами показано, что аномальные температурные зависимости скоростей спин-решеточной релаксации оборванных связей и теплоемкостей в аморфном кремнии и германии не связаны с «двухуровневыми туннельными системами», имеют магнитную природу и обусловлены кластерами обменно-взаимодействующих оборванных связей, составляющих неотъемлемую часть тетраэдрически-координированных аморфных полупроводников.

Предложен новый механизм спиновой релаксации системы обменно-взаимодействующих частиц, в котором учтены коллективные спин-спиновые взаимодействия с обменными парами.

Существенной особенностью тетраэдрически-координированных аморфных полупроводников (ТКАП), таких как a -Si, a -Ge, a -C и композиций на их основе, по сравнению с низкокоординированными стеклообразными материалами (халькогенидными стеклами, SiO₂ и др.) является наличие в них высокой концентрации парамагнитных дефектов типа оборванных ковалентных связей. Их появление вызвано тем, что среднее координационное число $k=4$ в ТКАП сильно отличается от оптимального для стеклообразных материалов среднего координационного числа $k_c=2.45$ [1]. Поэтому структура ТКАП является перенапряженной и для компенсации внутренних натяжений и достижения более или менее устойчивой термодинамически равновесной конфигурации в процессе получения материала необходима компенсация внутренних натяжений за счет разрыва части ковалентных связей [1, 2]. Имеются теоретические соображения [2] и экспериментальные доказательства [3] того, что оборванные связи распределены не случайно, а сосредоточены в областях, наиболее напряженных (например, в микрополостях в материале, приготовленном методами испарения или распыления, либо вдоль треков имплантируемых ионов при аморфизации с помощью ионной имплантации), разделенных областями с низкими напряжениями, практически лишенными оборванных связей. Такое неслучайное кластерное распределение оборванных связей приводит к доминированию роли спин-спиновых (диполь-дипольных и обменных) взаимодействий, проявляющихся в различных особенностях спектров ЭПР [3-5]. Поскольку оборванные связи являются неотъемлемой частью структуры ТКАП, исследование их магнитно-резонансных свойств открывает путь к изучению микроструктуры ТКАП, которая до сих пор не вполне понятна. Исследования спиновой релаксации оборванных связей в ТКАП представляют особый интерес с точки зрения выяснения специфики спин-фононных взаимодействий в неупорядоченных материалах, где наряду с фононами для объяснения низкотемпературных аномалий теплоемкости и теплопроводности был постулирован особый тип низкочастотных возбуждений — «двухуровневые туннельные системы» (ДТС) [6, 7]. Предполагается, что ДТС образованы туннельными состояниями отдельных атомов или их групп, обладающих несимметричным двухъямным потенциалом с широким распределением туннельных расщеплений. Аномальные по сравнению с монокристаллами температурные зависимости скоростей спин-решеточной релак-

сации (СРР) — электронной [8, 9] и ядерной [10] — были действительно обнаружены в ряде стеклообразных материалов. Они были интерпретированы в предположении об участии ДТС в спиновой релаксации.

Экспериментальные исследования температурной зависимости скорости СРР T_1^{-1} оборванных связей в α -Si и α -Ge [11-14] показали, что она также имеет аномальный вид (рис. 1), аналогичный наблюдаемому в стеклообразных материалах: $T_1^{-1} \sim T^{2+\varepsilon}$ ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) преимущественно при низких и промежуточных температурах (иногда эта зависимость сохраняется вплоть до комнатной температуры); $T_1^{-1} \sim T$ при высоких температурах. В ряде случаев при $T \geq 100$ К наблюдается участок $T_1^{-1} \sim [\sigma(T)]^\nu$ ($0.4 \leq \nu \leq 1$) (σ — проводимость образцов) (рис. 1, кривые 1-4, 9), связанный с ускорением T_1^{-1} за счет прыжковой проводимости локализованных вблизи уровня Ферми электронов оборванных связей с переменной длиной прыжка [11, 14, 15].

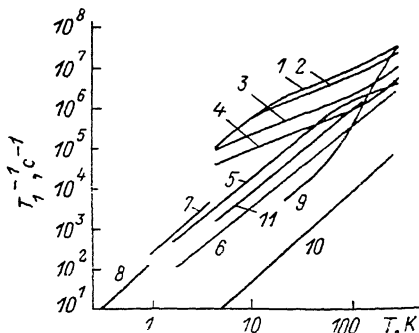


Рис. 1. Температурная зависимость скорости СРР в α -Si и α -Ge.

1-9 — α -Si, 10 — α -Si: H, 11 — α -Ge: H. Данные работ: 1-4 — [11], 5, 6 — [12], 7, 8 — [13], 9-11 — [14]. $N \cdot 10^{-18}$, см⁻³: 1 — 15, 2 — 11, 3 — 8.1, 4 — 6, 5 — 50, 6 — 30, 7, 8 — 1, 9 — 10, 10, 11 — 0.001. f , ГГц: 7 — 9.489, 8 — 16.4985.

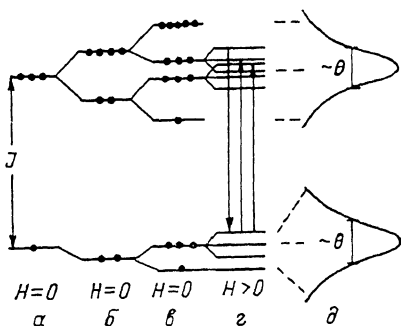


Рис. 2. Схематическое изображение модификации энергетического спектра обменной пары (а) при добавлении 1 (б), 2 (в, г), ... и (д) одиночных центров, расположенных от нее на среднем расстоянии $R \sim N^{-1/3}$.

Обсуждаемые в работе релаксационные переходы с изменением проекций спиновых моментов обозначены стрелками на г. Степень вырождения энергетических уровней при $H=0$ обозначена точками. ЭПР регистрируется при $H > 0$ (г) между соседними зеемановскими подуровнями в пределах каждого из обменных мультиплетов.

В [12, 13] было показано, что зависимость $T_1^{-1} \sim T^2$ не связана с эффектом «фононного узкого горла» в СРР, как это предполагалось в [11], и по аналогии со стеклообразными материалами наблюдаемая температурная зависимость T_1^{-1} в α -Si и α -Ge была качественно объяснена в предположении об участии в СРР ДТС [13, 14]. В [12] была высказана критика этого механизма СРР в α -Si и показано, что наблюдаемые температурные зависимости T_1^{-1} удается столь же удовлетворительно объяснить в предположении, что надежно установленный «высокотемпературный» прыжковый механизм СРР остается эффективным вплоть до самых низких температур. Однако в этом случае потребовалось дополнительное предположение о существовании двух пиков плотности дефектных состояний в щели для подвижности α -Si.

Таким образом, окончательно механизм СРР в α -Si и α -Ge не был установлен, поскольку все высказанные гипотезы основывались на качественном объяснении зависимости T_1^{-1} от T , а такой важный экспериментальный факт, как слабая магнитолевая зависимость $T_1^{-1} \sim H^{-0.6}$ [13], остался необъясненным и находится в резком противоречии с расчетом в рамках механизма СРР с участием ДТС [9]. При исследовании тепловых свойств α -Si и α -Ge были обнаружены также низкотемпературные аномалии теплоемкости $C = \gamma T$ с типичным значением $\gamma \approx 10^{-6}$ Дж/(К²·г) [16-18], аналогичные наблюдаемым в стеклах [19, 20]. Эти аномалии вначале интерпретировались как проявление ДТС [16], а затем в [17, 18] была установлена корреляция между концентрацией оборванных связей N и величиной γ в α -Si, обнаружена аналогичная «аномалия» теплоемкости в нейтронно-облученном монокристаллическом кремнии с концентрацией парамагнитных дефектов $\sim 10^{18}$ см⁻³ и сделан вывод о том, что линейный вклад в низ-

котемпературную теплоемкость имеет чисто магнитную природу и связан с обменно-взаимодействующими кластерами оборванных связей с широким набором обменных расщеплений. Однако никаких расчетов, подтверждающих этот вывод, в [17, 18] не приведено.

Первая попытка объяснения зависимости $T_1^{-1} \sim T$ при $T > 10$ К, сопровождающейся резкой концентрационной зависимостью $T_1^{-1} \sim N^3$ (рис. 1, кривые 1—4), в *a*-Si, не связанная со спецификой изучаемой некристаллической системы, а основанная на гипотезе о существовании резервуара обменного взаимодействия, через который происходит спиновая релаксация зеемановского резервуара [21, 22], была сделана в [11]. Однако, как уже отмечалось, авторы [11] ошибочно приписали низкотемпературный участок зависимости $T_1^{-1} \sim T^2$ эффекту «фононного узкого горла» и, кроме того, совершенно необоснованно применили для описания магнитно-разбавленной спиновой системы оборванных связей в *a*-Si подход [21, 22], развитый для магнитно-концентрированных систем.

Спин-решеточная релаксация и теплоемкость, обусловленная обменно-взаимодействующими оборванными связями в a-Si и a-Ge. Исходными моментами предлагаемого здесь нового объяснения температурной зависимости (и других особенностей) T_1^{-1} и низкотемпературной аномалии теплоемкости в *a*-Si и *a*-Ge являются следующие.

1. Аномальная зависимость $T_1^{-1} \sim T^{2+\alpha}$ в широком интервале температур, сопровождаемая сильной концентрационной зависимостью T_1^{-1} , не специфична лишь для некристаллических веществ, а наблюдается также в монокристаллах с высокой концентрацией парамагнитных центров [23–25]. Например, для 6H-SiC с примесью азота наблюдалась зависимость $T_1^{-1} \sim T^{2.3 \pm 0.5} N^3$ в интервале $1.5 \leq T \leq 30$ К и $4.5 \cdot 10^{17} \leq N \leq 1.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ [23].

2. Учитываются важный вывод [17, 18] о корреляции величины низкотемпературной теплоемкости *a*-Si, *a*-Ge и концентрации оборванных связей в этих материалах, а также факт наблюдения линейного вклада в низкотемпературную теплоемкость в монокристаллическом кремнии с высокой концентрацией парамагнитных дефектов, показывающий, что подобная «аномалия» в теплоемкости также не специфична для некристаллических систем.

3. Наблюдаемая экспериментально слабая магнитополевая зависимость T_1^{-1} [13] находится в противоречии с расчетом механизма СРР с участием ДТС [9].

Для количественного анализа СРР в системе обменно-взаимодействующих частиц со спином $S=1/2$ (подобная спиновая система соответствует, в частности, *a*-Si и *a*-Ge) ее удобно представить в виде набора пар, обменное взаимодействие J внутри которых сильнее межпарного взаимодействия. Будет рассматриваться случай $J > 0$, соответствующий антиферромагнитному обменному взаимодействию, установленному в *a*-Si и *a*-Ge [3–5, 26].

Можно показать, что в случае быстрого установления внутреннего равновесия в системе зеемановских подуровней обменных пар за счет эффективной кросс-релаксации [3, 11–13] их спиновая релаксация является одноэкспоненциальной с постоянной времени, определяемой выражением

$$\langle T_1^{-1} \rangle = \int_0^{J_0} T_1^{-1}(J) \frac{f(J)}{e^{J/T} + 3} dJ \Big/ \int_0^{J_0} \frac{f(J)}{e^{J/T} + 3} dJ, \quad (1)$$

где $f(J)$ — функция распределения обменных расщеплений $J = J_0 e^{-2\alpha R}$ [11], J_0 — параметр обменного взаимодействия, α — обратный радиус состояния парамагнитного центра, R — внутрипарное расстояние, множитель $(e^{J/T} + 3)^{-1}$ определяет бoльцмановское заселение парамагнитных (триплетных) состояний обменных пар.

Предполагая, что в областях локализации парамагнитных центров (например, дефектов типа оборванных связей) реализуется их случайное распределение, получаем

$$f(J) = \frac{\pi N}{2\alpha^3} J^{-1} l^2 \exp \left\{ -\frac{\pi N}{6\alpha^3} l^3 \right\}, \quad (2)$$

где $l = \ln(J_0/J)$.

Таким образом, задача свелась к определению скорости СРР $T_1^{-1}(J)$ для группы обменных пар с заданным расщеплением J . При этом наряду с изотропным обменным взаимодействием пары спинов S_1 и S_2

$$\mathcal{H}_{\text{обм}}(R) = JS_1S_2 \quad (3)$$

необходимо учесть взаимодействия, смешивающие триплетные (с проекцией полного спина ± 1) и синглетные состояния обменных пар. В случае изолированной от других спинов обменной пары анализ таких взаимодействий, актуальных для a -Si и a -Ge [антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского—Мория, флуктуация компонент g -факторов для S_1 и S_2 , диполь-дипольное и сверхтонкое (с изотопами ^{29}Si и ^{73}Ge) взаимодействия], показал их неэффективность для объяснения экспериментальных данных.

Наиболее эффективным для механизма СРР обменных пар оказалось их относительно слабое обменное взаимодействие с другими центрами, находящимися на средних расстояниях $R \sim N^{-1/3}$. Мерой интенсивности этого взаимодействия является параметр Кюри—Вейса Θ , который, согласно различным данным [5, 26], для a -Si и a -Ge составляет 1 К, т. е. превышает зеемановское расщепление.

Простейшей моделью такого типа является обменная пара, связанная с третьим спином слабым обменным взаимодействием, рассматриваемым как возмущение [25]. Эффективная спин-фононная связь осуществляется при модуляции R фононами в операторе $\mathcal{H}_{\text{обм}}$ (3). При этом длинноволновое разложение допустимо, если $J_0/4\pi\alpha\hbar v_{L,T} \ll 1$ (v_L, v_T — скорости продольных и поперечных акустических мод). Оценки показывают, что последнее неравенство в a -Si и a -Ge выполняется. Заметим, что длинноволновое приближение нарушается для механизма СРР, обусловленного модуляцией фононами взаимодействия с другими, не включенными в обменную пару спинами [25], что сильно ослабляет их роль.

Полагая $\mathcal{H}_{\text{сп-фон}} = -2\alpha\delta R \mathcal{H}_{\text{обм}}$ (δR — изменение внутриварного расстояния под действием фононов), находим

$$T_1^{-1}(J) = \frac{2}{5\pi} \alpha^2 R^2 \frac{J^3 \text{cth}(J/T)}{\bar{v}^5 \rho \hbar^4} |U|^2, \quad (4)$$

где $\bar{v}^{-5} = v_L^{-5} + 2/3 v_T^{-5}$, ρ — плотность вещества, U — матричный элемент оператора обменного взаимодействия (3), вычисленный на возмущенных слабыми спин-спиновыми взаимодействиями состояниях, различающихся проекцией полного момента и расщепленных на величину $\sim J$.

На рис. 2 показана модификация энергетического спектра пары обменно-связанных спинов S_1 и S_2 в результате их слабого обменного взаимодействия с S_3, S_4 и т. д. В этом случае матричный элемент U аппроксимируется: $U \simeq J(\Theta/J)(H_{\text{ок}}/\Delta E_3)$, где множитель $J(\Theta/J)$ отражает вероятность энергетической релаксации внутри обменных мультиплетов между уровнями с одинаковыми полными моментами и их проекциями (в магнитном поле), но различающимися промежуточными моментами. Например, такими состояниями являются трехкратно вырожденные уровни в четырехспиновом кластере, состоящем из пары спинов с обменом $\sim J$ и еще двух спинов, находящихся от нее на среднем расстоянии и взаимодействующих с ней и между собой с обменом $\sim \Theta$ (рис. 2, ϵ). Множитель $H_{\text{ок}}/\Delta E_3$ определяет вероятность спиновой релаксации с изменением проекции полного момента и возникает вследствие смешивания состояний обменных мультиплетов не коммутирующими с обменом взаимодействиями (например, сверхтонкими, магнитными диполь-дипольными, а для $S > 1/2$ и другими), величина которых $\sim H_{\text{ок}}$; ΔE_3 — энергетический зазор между смешиваемыми $H_{\text{ок}}$ состояниями. Число таких состояний возрастает с ростом рассматриваемых частиц n , добавляемых к обменной паре практически как 2^n . Соответственно $\Delta E_{2+n} \sim \Delta E_3/2^n$ резко уменьшается с ростом n , так что для a -Si или a -Ge при $n = 7 \div 8$ ΔE_{2+n} достигает $H_{\text{ок}}$, если последнее определяется диполь-дипольным взаимодействием. При этом $H_{\text{ок}}/\Delta E_{2+n}$ перестает быть малым фактором и не ограничивает скорость спин-релаксационных переходов по сравнению со скоростью энергетической релаксации τ_E^{-1} обменной подсистемы,

если $H_{\text{з.ок}} \gg \hbar \tau_E^{-1}$. Из этих рассуждений следует оценка $U_{2+n} \rightarrow \Theta$ при $n \gg 1$. Рассмотренная ситуация не изменится при учете зеемановского расщепления (рис. 2, *з*), если $g\beta H < \Theta$. При нарушении этого неравенства следует ожидать замедления СРР с ростом H вплоть до полного выключения рассмотренного механизма СРР при $g\beta H \gg \Theta$.

Таким образом, в отличие от известных механизмов СРР обменных магнитно-разбавленных систем [23–25, 27], где спиновая релаксация рассматривалась как следствие снятия запрета на переходы с изменением полного момента за счет не коммутирующих с обменом взаимодействий, в предлагаемом здесь механизме СРР полный момент в акте спин-релаксационного перехода сохраняется, а скорость таких переходов близка к скорости энергетической релаксации на обменном кванте J . Это обеспечивает существенный выигрыш в T_1^{-1} по сравнению с «обменными» механизмами СРР, рассмотренными ранее.

Следует подчеркнуть, что обсуждаемый механизм СРР является существенно многочастичным. В изолированной обменной паре он отсутствует, поскольку энергетическая релаксация внутри синглета и триплета (рис. 2, *а*) невозможна ($U_2=0$).

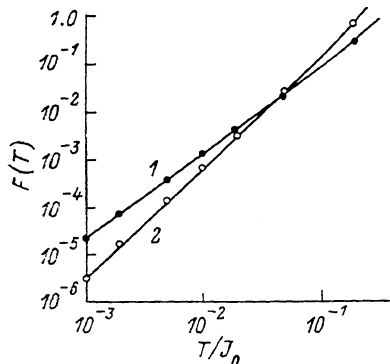


Рис. 3. Вид рассчитанной теоретически функции $F(T)$ (6) (точки) и аппроксимация ее степенной функцией $\text{const } T^m$ (сплошные линии).

m : 1 — 1.72, 2 — 2.27; $\mu \cdot 10^3$: 1 — 6.5, 2 — 0.

Подставляя в (1) выражения (2) и (4), окончательно находим

$$\langle T_1^{-1} \rangle = \frac{1}{20} \frac{N}{\alpha^3} \frac{J_0^3 |\Theta(N)|^2}{\bar{v}^5 \hbar^4} F(T), \quad (5)$$

где $\Theta(N) = \pi N J_0 / (4\alpha^3)$ для случайного распределения парамагнитных центров с $S=1/2$.

В интервале $\exp(-1.24\alpha N^{-1/3}) \ll T/J_0 \ll 1$ выражение для $F(T)$ имеет следующий вид:

$$F(T) \approx (T/J_0)^{3-\mu} \{L^4 + 2L^3 + 3L^2 + 3L + 3/2\}, \quad (6)$$

где $\mu = \pi N^2 (6\alpha^3)^{-1}$, $L = \ln(J_0/T)$.

При $T > J_0$ $F(T) \approx 3T/2J_0$. В интервале $10^{-3} \leq T/J_0 \leq 10^{-1}$ выражение (6) аппроксимируется степенной зависимостью $F(T) = \text{const } T^m$, где $1.72 \leq m \leq 2.27$ при изменении $0 \leq \mu \leq 6.5 \cdot 10^{-3}$ (рис. 3).

Приведенные выше выражения (5), (6) описывают резкую $\langle T_1^{-1} \rangle \sim N^3$ с учетом зависимости $\Theta(N)$ концентрационную зависимость, практическое отсутствие магнитопольевой (при $g\beta H < \Theta$) и близкую к T^2 температурную зависимость скорости СРР, переходящую при высоких температурах в линейную. Эти результаты согласуются с экспериментальными данными для *a*-Si и *a*-Ge [11–14] (рис. 1), а также для монокристаллов с высокой концентрацией парамагнитных центров [23–25].

Количественная оценка $\langle T_1^{-1} \rangle$ была проведена нами для *a*-Si с использованием следующих значений параметров [5, 11, 12, 26]: $\alpha^{-1} = 5 \cdot 10^{-8}$ см, $\bar{v} = 3 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 2.35$ г/см³, $\Theta = 1$ К, $J_0 = 300$ К, $N = 10^{20}$ см⁻³. Подставляя эти значения в (5), получаем $\langle T_1^{-1} \rangle = 1.6 \cdot 10^5 F(T)$ с⁻¹. Используя данные рис. 3, находим $F(T) \approx 0.15 \cdot 10^{-3} T^2$, откуда следует $\langle T_1^{-1} \rangle \approx 24 T^2$ с⁻¹, что хорошо согласуется с экспериментально найденными аппроксимациями температурных зависимостей скоростей СРР для *a*-Si при близких значениях N (рис. 1).

Анализ экспериментальных данных рис. 1 показывает, что наблюдаются существенный разброс величин T_1^{-1} при близких значениях N (см., например, кривые 2, 9), а также близкий ход кривых $T_1^{-1}(T)$ при различных значениях N (кривые 5, 7). Эти факты, по-видимому, являются следствием отмечавшегося выше неслучайного (кластерного) распределения оборванных связей в *a*-Si.

При этом, очевидно, величина $\langle T_1^{-1} \rangle$ (5) будет определяться не средней по объему концентрацией оборванных связей, а эффективной концентрацией в областях их локализации. С этой же точки зрения можно объяснить наблюдаемое в [14] относительно небольшое (примерно в 20 раз) уменьшение T_1^{-1} при переходе от a -Si ($N \simeq 10^{20} \text{ см}^{-3}$, кривая 9) к a -Si : H ($N \simeq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, кривая 10), если предположить, что в a -Si : H оборванные связи сосредоточены в кластерах (например, микрополостях), где их эффективная концентрация существенно превосходит среднюю по объему, определяемую, например, методом ЭПР.

Перейдем теперь к вычислению в рамках представленной выше модели вклада в теплоемкость $C_s = \partial E_s / \partial T$ системы обменно-взаимодействующих оборванных связей в a -Si и a -Ge:

$$E_s = \int_0^{J_0} f(J) E(J) dJ, \quad E(J) = \frac{3J}{e^{J/T} + 3}. \quad (7)$$

Подставляя в (7) распределение (2) и дифференцируя по T , получаем выражение для C_s , нормированное на одну пару обменно-связанных спинов, в виде интеграла, который в том же интервале температур, где справедлива аппроксимация (6), принимает вид

$$C_s = \frac{3\pi}{16} \frac{N}{a^3} \left(\frac{kT}{J_0} \right)^2 [L^2 + L + 1/2]. \quad (8)$$

Выражение (8) описывает более слабую, чем T^2 , температурную зависимость C_s , что близко к наблюдаемому экспериментально низкотемпературному поведению теплоемкости в a -Si и a -Ge [16-18]. Для количественного сравнения с экспериментальными данными удобно использовать выражение для удельной теплоемкости $\frac{C}{T} = \gamma = \frac{N}{2} \frac{k}{\rho} C_s$ (Дж/(K² · г)), откуда находим, что типичному экспериментальному значению $\gamma \simeq 10^{-6}$ Дж/(K² · г) для a -Si и a -Ge [16-18] соответствует $N \simeq 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ — типичное значение концентрации оборванных связей в этих материалах.

Таким образом, в настоящей работе получены аналитические выражения для скорости СРР и теплоемкости системы случайно распределенных обменно-взаимодействующих парамагнитных центров ($S=1/2$), включающих пары, тройки и более сложные комплексы. С помощью этих выражений удалось описать количественно и качественно все особенности СРР и поведения теплоемкости в типичных ТКАП a -Si и a -Ge. Весь комплекс представленных в работе результатов наряду с отсутствием проявления ДТС в ядерной СРР ^1H в a -Si : H [28] (ядерная СРР чрезвычайно чувствительна к наличию ДТС в стеклах [10]), а также отрицательным результатом попытки прямого наблюдения ДТС в a -Si [13] вообще ставят под серьезное сомнение существование ДТС в a -Si, a -Ge (в том числе и гидрированных) и в ТКАП вообще. Это согласуется с высказываниями [6, 7] о том, что ДТС более вероятны в низкокоординированных стеклообразных материалах и менее вероятны в высококоординированных.

Авторы выражают благодарность С. М. Рябенко за интерес к работе и полезные дискуссии, С. А. Песковацкому за любезное предоставление работы [25], посвященной спиновой релаксации обменно-взаимодействующих парамагнитных центров, В. М. Шульге за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Phillips J. C. — J. Non-Cryst. Sol., 1979, v. 34, N 2, p. 153—181.
- [2] Fritsche H. — In: Fundam. Phys. Amorph. Semicond. Berlin e. a., 1980, p. 1—13.
- [3] Бугай А. А., Зарицкий И. М., Копчиц А. А., Лысенко В. С. ЭПР в кремнии, аморфизированном ионной имплантацией. — ФТП, 1985, т. 19, в. 2, с. 257—262.
- [4] Двуреченский А. В., Рязанцев И. А. Температурная зависимость сигнала ЭПР в кремнии, облученном большими дозами ионов. — ФТП, 1978, т. 12, в. 7, с. 1451—1452.
- [5] Khokhlov A. F., Mashin A. I., Satanin A. M. — Phys. St. Sol. (b), 1981, v. 105, N 1, p. 129—136.
- [6] Anderson P. W., Halperin B. I., Varma C. M. — Phil. Mag., 1972, v. 25, N 1, p. 1—9.
- [7] Phillips W. A. — J. Low Temp. Phys., 1972, v. 7, N 2, p. 351—356.
- [8] Kurts S. K., Stapleton H. J. — Phys. Rev. B, 1980, v. 22, N 5, p. 2195—2205.
- [9] Deville A., Gaillard B., Blanshard C., Livage J. — J. Phys., 1983, v. 44, N 1, p. 77—85.
- [10] Reinecke T. L., Ngai K. L. — Phys. Rev. B, 1975, v. 12, N 8, p. 3476—3478.

- [11] Gourdon G. C., Fretier P., Pesca J. — J. Phys. (Lett.), 1981, v. 42, N 1, p. L21—L24.
- [12] Бугай А. А., Зарицкий И. М., Кончиц А. А., Лысенко В. С. Спин-решеточная релаксация в аморфном кремнии. — ФТТ, 1984, т. 26, в. 7, с. 1939—1942.
- [13] Askew T. K., Muench P. J., Stapleton H. J., Brower K. L. — Sol. St. Commun., 1984, v. 49, N 7, p. 667—670.
- [14] Stutzmann H., Biegelsen D. K. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 11, p. 6256—6261.
- [15] Stuke J. — In: Proc. 7 Int. Conf. «Amorph. a. Liquid. Semicond.». Edinburgh, 1977, p. 406—408.
- [16] Graebner J. E., Allen L. C. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, N 17, p. 1566—1569.
- [17] Löhneysen H. V. — J. Non-Cryst. Sol., 1983, v. 59/60, N 2, p. 1087—1094.
- [18] Chink H. J., Löhneysen H. V., Schröder B. — Appl. Phys. A, 1985, v. 36, N 1, p. 15—18.
- [19] Zeller R. C., Pohl R. O. — Phys. Rev. B, 1971, v. 4, N 6, p. 2029—2041.
- [20] Stephens R. B. — Phys. Rev. B, 1973, v. 8, N 6, p. 2896—2905.
- [21] Bloembergen N., Wang S. — Phys. Rev., 1954, v. 93, N 1, p. 72—83.
- [22] Griffiths R. B. — Phys. Rev., 1961, v. 124, N 4, p. 1023—1030.
- [23] Баумберг И. Б., Буишвили Л. Л., Дараселия Д. М., Звиаддзе М. Д., Санадзе Т. И. Спин-решеточная релаксация азота в $6H$ -SiC. — Сообщ. АН ГССР, 1973, т. 70, в. 3, с. 581—584.
- [24] Шульга В. М., Седых Е. В. Спин-решеточная релаксация ионов Cu^{2+} в вольфрамате цинка. — ФТТ, 1984, т. 26, в. 7, с. 2232—2233.
- [25] Песковацкий С. А. Влияние взаимодействия между магнитными центрами на скорость их продольной релаксации. — Препринт ИРЭ АН УССР, № 239. Харьков, 1984. 37 с.
- [26] Hudgens S. J. — Phys. Rev. B, 1976, v. 14, N 4, p. 1547—1556.
- [27] Buishvili L. L., Khalvashi E. Kh. — Phys. St. Sol. (b), 1973, v. 55, N 1, p. K13—K16.
- [28] Boyce J. B., Stutzmann M., Ready S. E. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N 9, p. 6062—6065.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 4.08.1986
Принята к печати 21.07.1987

Нашельский А. Я. Технология полупроводниковых материалов. М.: Металлургия, 1987. 336 с.

Это издание — учебное пособие для повышения квалификации ИТР с систематическим изложением основ технологии важнейших полупроводниковых материалов. Даны общие сведения о полупроводниках, в частности о физико-химических свойствах важнейших полупроводников. Описана подготовка основных и вспомогательных материалов полупроводникового производства. Представлена технология поликристаллических материалов (Si, Ge и полупроводниковых соединений). Подробно разобрана технология объемных монокристаллов: методы выращивания, легирования и компоновки, получение высокочистых монокристаллов и монокристаллов с совершенной структурой; проанализировано распределение примеси в процессах направленной кристаллизации. Специальная глава посвящена технологии подложек (шлифовке, полировке, контролю технологического процесса и т. д.). Рассмотрена технология эпитаксиальных структур Si, Ge и полупроводниковых соединений.