

**МАТЕРИАЛЫ**

УДК 535.33+538.1

**РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ СИНТЕТИЧЕСКОГО  
АЛМАЗА С УЧЕТОМ КВАДРАТУРНОГО СИГНАЛА ЭСР**

В.Г. БАЕВ, Н.М. ЛАПЧУК

*Белорусский государственный университет  
пр. Независимости, 4, Минск, 220050, Беларусь**Поступила в редакцию 20 сентября 2007*

Исследовались релаксационные процессы в кристаллах синтетического алмаза методом стационарного электронного спинового резонанса (ЭСР). Измерения проводились на воздухе в интервале температур от 20 до 160°C. Впервые для определения времен парамагнитной релаксации использовались как синфазный, так и квадратурный сигналы Р1-центров. По данным температурной зависимости времен релаксации был сделан вывод о нестабильности структуры дефектов сразу после синтеза. Была обнаружена и объяснена инверсия квадратурного сигнала ЭСР.

*Ключевые слова:* синтетический алмаз, Р1-центр, квадратурный сигнал, времена парамагнитной релаксации, электронный спиновый резонанс.

**Введение**

Развитие наноэлектронного приборостроения на основе алмаза и его аналогов напрямую связано с проблемой получения высококачественного синтетического материала с контролируемыми свойствами на атомном уровне. Большинство алмазов содержит азот в качестве основной примеси, играющей важную роль в формировании физических свойств алмаза. Даже в высококачественных природных кристаллах содержится не менее  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  атомов азота [1], что соответствует высокому уровню легирования с точки зрения физики полупроводников. Проблемы дефектообразования при синтезе алмазов и понимание механизмов влияния примесей и дефектов на свойства алмазных структур пока еще далеки от решения. Поэтому надо учиться, как показывает кремниевая технология, использовать изученные дефекты кристаллической структуры алмаза для создания материала с заданными свойствами для дальнейшего использования в наноэлектронике. Важным в этом направлении является изучение процессов релаксации парамагнитных центров, так как знание кинетики релаксационных процессов позволит охарактеризовать примеси и дефекты в кристаллических структурах.

Парамагнитные монокристаллы представляют собой совокупность спин-системы и жестко связанной с ней решетки кристалла. Термодинамическое равновесие внутри спин-системы устанавливается гораздо быстрее, чем между спин-системой и решеткой. Поэтому оба процесса релаксации необходимо рассматривать как автономные. При определении времен парамагнитной релаксации стационарным методом ЭСР по максимуму кривой насыщения определяется лишь произведение  $T_1 \cdot T_2$  [2], в то время как импульсный метод позволяет определять как  $T_1$ , так и  $T_2$  [3]. Однако исследование нестационарных нутаций

в конденсированных средах осложнено рядом трудностей как экспериментального, так и теоретического характера [4].

В данной работе при использовании стационарного метода ЭСР впервые показано, что только совокупным анализом кривых насыщения как синфазного, так и квадратурного сигналов можно достаточно точно определять времена парамагнитной релаксации  $T_1$  и  $T_2$ . Ранее [5, 6] квадратурный сигнал использовался для увеличения отношения сигнал/шум при изучении парамагнитных центров с большими временами релаксации ( $E'$ -центры в облученных кристаллах кварца  $\text{SiO}_2$ ) и для разрешения линий с близкими  $g$ -факторами [7].

### Объекты и методика эксперимента

Методом электронного парамагнитного резонанса исследовались пластины синтетического алмаза, вырезанные в плоскостях: 1 — (111), 2 — (110) и 3 — (100). Кристаллы были выращены на научно-производственном предприятии "Адамас" на аппаратах типа "разрезанная сфера" (БАРС-технология) в системе Ni-Fe-C при давлении ~5 ГПа и температуре ~1750 К. Размеры пластин были порядка 3,5×3,5×1 мм. Регистрация спектров ЭСР осуществлялась на спектрометре "RadioPAN SE/X-2543" в  $X$ -диапазоне при включенной автоподстройке частоты генератора СВЧ (клизотрона) по частоте резонатора  $H_{102}$ . Поляризуемое магнитное поле модулировалось с частотой  $\omega_m/2\pi=100$  кГц; амплитуда модуляции  $B_m=0,1$  мТл; чувствительность спектрометра —  $3 \cdot 10^{12}$  спин/мТл. Измерения величины поляризуемого магнитного поля (с погрешностью  $\pm 5 \cdot 10^{-3}$  мТл) проводились ЯМР-магнетометром и датчиком Холла; собственная частота  $H_{102}$ -резонатора — частотомером. Выбор режимов регистрации спектров ЭСР определялся известными требованиями неискаженной регистрации первой производной сигнала резонансного поглощения по магнитной индукции [2, 8].

Для контроля добротности резонатора, настройки фазы модуляции магнитного поля и калибровки  $B_1$ -компоненты СВЧ-излучения использовался ЭСР-сигнал рубина ( $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$ ), помещенного на стенке резонатора. Магнитная компонента СВЧ-поля  $B_1$  определялась при помощи эталонного образца ДФПГ [9]. Измерения проводились как при комнатной температуре, так и при температурах от 20 до 160°C с интервалом 10°C с помощью температурного вариатора типа 650 Н (с погрешностью  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ ). Спектры ЭСР регистрировались как в фазе с модуляцией магнитного поля, т.е. при  $\phi=0^\circ$  (синфазный сигнал), так и в противофазе при  $\phi=90^\circ$  (квадратурный сигнал).

### Результаты эксперимента

В исследуемых образцах регистрировался сигнал ЭСР атома азота  $^{14}\text{N}$ , замещающего атом углерода  $^{12}\text{C}$  в узле решетки алмаза (P1-центр) с  $g$ -фактором 2,0024 и анизотропным сверхтонким взаимодействием с осью симметрии  $\langle 111 \rangle$  (рис. 1). Ширина индивидуальных линий азотного триплета изменяется в пределах 0,2–0,4 мТл в зависимости от концентрации примесных дефектов [10]. По данным угловой зависимости спектров ЭСР (рис. 2) были определены тригональная симметрия дефекта (кристаллографическая точечная группа  $3m$ ) с осью симметрии  $\langle 111 \rangle$  и компоненты A-тензора:  $A_{\parallel}=114,7 \pm 0,3$  МГц и  $A_{\perp}=82,0 \pm 0,7$  МГц. Угловая зависимость анизотропного сверхтонкого расщепления для всех кристаллических пластин была одинакова. Величины компонент A-тензора дают следующие значения спиновых плотностей неспаренного электрона на внешних  $s$ - и  $p$ -орбиталях замещающего атома азота  $^{14}\text{N}$ :  $\rho_s=6\%$  и  $\rho_p=23\%$  [8]. Следовательно, основная часть спиновой плотности находится на  $sp^3$ -орбитали соседнего атома углерода  $^{12}\text{C}$  (~71%), что хорошо согласуется с результатами [11].

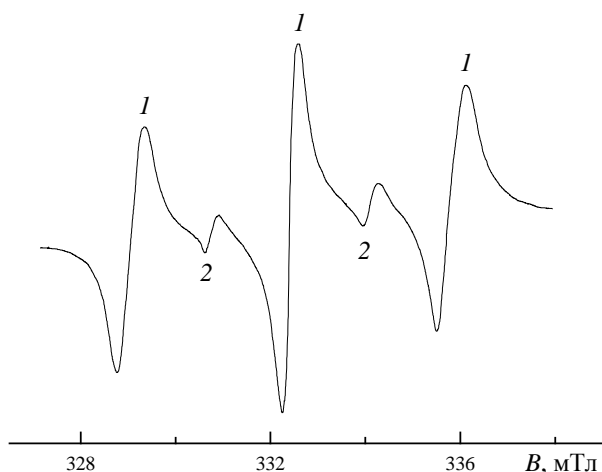


Рис. 1. Спектр ЭСР пластины синтетического алмаза 3, вырезанной в плоскости (100) при комнатной температуре (до нагревания),  $B_1=0,034$  мТл (ослабление по мощности 5 дБ), скорость сканирования 21 мкТл/с, регистрация ЭСР в фазе с модуляцией поляризующего магнитного поля на частоте 100 кГц с амплитудой 0,1 мТл: 1 — P1-центр (азот в C-форме), 2 — обменно-связанные пары атомов азота

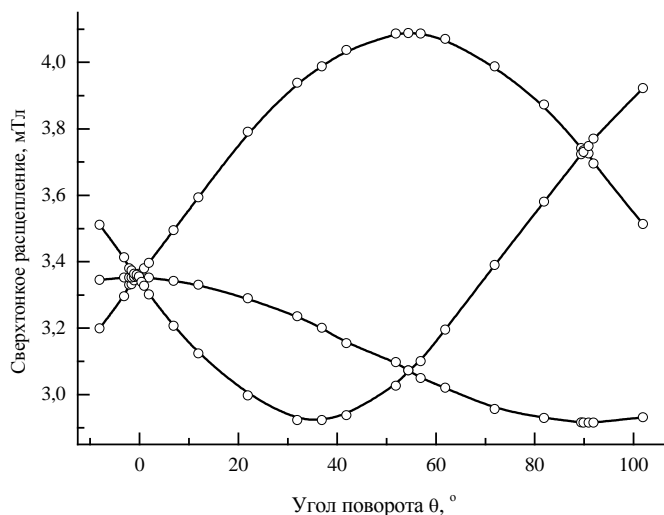


Рис. 2. Угловая зависимость сверхтонкого расщепления P1-центра (в миллитеслах) для пластины синтетического алмаза 1 при вращении в поляризующем спине магнитном поле вокруг кристаллографического направления [110]

В исследуемых кристаллах также наблюдался изотропный спектр ЭСР, состоящий из двух линий, расположенных на расстоянии  $\pm 1,5$  мТл от центральной компоненты азотного триплета, который обусловлен наличием обменно-связанных пар азота (рис. 1). Присутствие сигналов ЭСР обменно-связанных пар азота свидетельствует о высокой концентрации атомов азота в кристаллах синтетического алмаза ( $5 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) [12]. Необходимо отметить, что в образцах 1 и 3 наблюдаются дополнительные сигналы ЭСР с шириной линии более 60 мТл от парамагнитных центров металлов катализаторов, которые используются при синтезе алмаза.

С целью получения информации о временах релаксации парамагнитных центров P1 изучались зависимости амплитуд синфазного и квадратурного сигналов ЭСР от СВЧ-мощности в резонаторе, которая контролировалась при помощи калиброванного аттенюатора. Кривые насыщения, рассчитанные по спектрам, полученным экспериментально, сравнивались с кривыми насыщения, рассчитанными численно по теоретическим формулам (рис. 3). Процессы насыщения в образцах кристаллов синтетического алмаза также изучались при температурах от 20 до 160°C с помощью температурного вариатора. С ростом температуры регистрации спектров ЭСР амплитуда сигналов, обусловленных обменным взаимодействием,

уменьшалась. Было обнаружено, что при нагреве кристаллов синтетического алмаза влияние обменных взаимодействий на форму первой производной линии поглощения ЭСР уменьшалось уже при 60°C, а при температуре 160°C оно было минимальным.

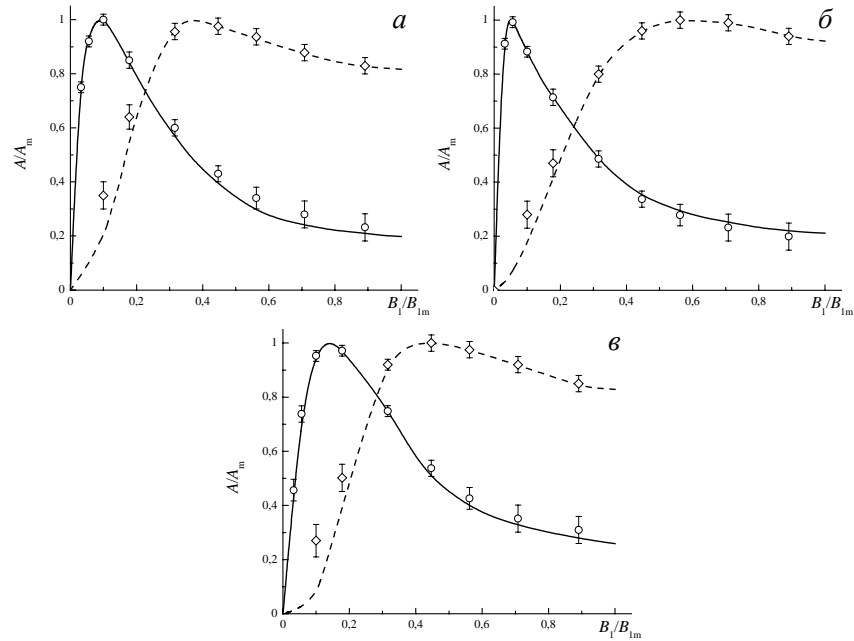


Рис. 3. Экспериментальные и рассчитанные зависимости от индукции  $B_1$  магнитной компоненты СВЧ-поля в резонаторе  $H_{102}$  амплитуд синфазного (сплошная линия) и квадратурного (пунктирная линия) сигналов ЭСР центральной компоненты спектра P1-центра при комнатной температуре до нагрева для образцов пластин синтетического алмаза 1 (а), 2 (б) и 3 (в)

### Обсуждение результатов

Для теоретических расчетов спектров ЭСР использовались уравнения Блоха [2, 3, 13, 14]. С учетом модуляции магнитного поля эти уравнения выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\gamma [B - B_0 + B_m \cos(\omega_m t)] v - \frac{u}{T_2}, \\ \frac{dv}{dt} &= \gamma [B - B_0 + B_m \cos(\omega_m t)] u - \frac{v}{T_2} - \gamma B_1 M_z, \\ \frac{dM_z}{dt} &= \frac{M_0}{T_1} + \gamma B_1 v - \frac{M_z}{T_1}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u$  и  $v$  — действительная (дисперсия) и мнимая (поглощение) части магнитной резонансной восприимчивости  $\chi$  соответственно;  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  — гиромагнитное отношение,  $g$  — фактор спектроскопического расщепления,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\hbar = h/2\pi$  — постоянная Планка,  $B$  — постоянное во времени однородное магнитное поле, поляризующее спины;  $B_0$  — значение индукции постоянного магнитного поля при резонансном поглощении;  $B_m$  — амплитуда переменного магнитного поля модуляции поляризующего магнитного поля;  $\omega_m$  — угловая частота модуляции поляризующего магнитного поля;  $T_1$  — время спин-решеточной релаксации;  $T_2$  — время спин-спиновой релаксации;  $M_z$  — проекция вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  на направление вектора поляризующего магнитного поля  $\mathbf{B}$ ;  $M_0$  — равновесная намагниченность (магнитный момент единицы объема исследуемого образца в постоянном во времени однородном поляризующем магнитном поле);  $B_1$  — амплитуда индукции магнитной компоненты СВЧ-поля.

С целью упростить уравнения (1) Гольбах [15] ввел новые переменные:

$$\begin{aligned} U &= u/M_0, & V &= v/M_0, & W &= M_z/M_0, \\ b &= B_1\gamma T_2, & k &= B_m\gamma T_2/2, & D &= (B_0 - B)\gamma T_2, \\ \tau &= t/T_2, & a &= T_2/T_1, & \omega &= \omega_m T_2. \end{aligned} \quad (2)$$

В таких обозначениях уравнения Блоха (1) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{d\tau} + U + [D + 2k\cos(\omega\tau)]V &= 0, \\ \frac{dV}{d\tau} + V - [D + 2k\cos(\omega\tau)]U + bW &= 0, \\ \frac{dW}{d\tau} + aW - bV &= a. \end{aligned} \quad (3)$$

Для учета электротехнических особенностей регистрации спектров поглощения ЭСР Гольбах при решении этих уравнений  $U$ ,  $V$  и  $W$  раскладывал в ряды Фурье:

$$U = \sum_{-\infty}^{+\infty} U_n e^{-in\omega\tau}; \quad V = \sum_{-\infty}^{+\infty} V_n e^{-in\omega\tau}; \quad W = \sum_{-\infty}^{+\infty} W_n e^{-in\omega\tau},$$

где  $U_n$ ,  $V_n$ ,  $W_n$  — коэффициенты Фурье:

$$U_n = \sum_{l=0}^{+\infty} U_{n,l} k^l; \quad V_n = \sum_{l=0}^{+\infty} V_{n,l} k^l; \quad W_n = \sum_{l=0}^{+\infty} W_{n,l} k^l.$$

Решение для кривой поглощения (при такой постановке задачи) будет иметь следующий вид:

$$V_{0,0}(D) = -b/(D^2 + 1 + b^2/a). \quad (4)$$

Однако, решение для первой производной поглощения не является следствием дифференцирования (4) по  $D$ :

$$V_{1,1}(D) = \frac{Db}{D^2 + 1 + b^2/a} \frac{2 - i\omega}{D^2 + (1 - i\omega)(1 - i\omega + b^2/(a - i\omega))}. \quad (5)$$

Это объясняется особенностями регистрации спектра ЭСР при модуляции постоянного поля  $B$  переменным магнитным полем и последующей демодуляцией. Действительная часть  $\text{Re}(V_{1,1})$  соответствует синфазному сигналу (разность фаз между модуляцией и демодуляцией составляет  $0^\circ$ ), а мнимая часть  $\text{Im}(V_{1,1})$  — квадратурному сигналу первой производной линии поглощения (разность фаз между модуляцией и демодуляцией составляет  $90^\circ$ ). Очевидно, что только регистрация как синфазного, так и квадратурного сигналов дает полную информацию о релаксационных процессах парамагнитных центров. Например, при определении времен парамагнитной релаксации методом непрерывного насыщения по максимуму кривой насыщения определяется произведение  $T_1 \cdot T_2$ , а время спин-спиновой релаксации оценивается из ширины линии поглощения при минимальной мощности [2]. Однако такой подход неудобен тем, что линия поглощения ЭСР может быть уширена, например, в случае перемодуляции, или сужена, как в случае обменного взаимодействия между парамагнитными центрами. При анализе кривых насыщения как синфазного, так и квадратурного сигналов можно достаточно точно определить времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$ .

Теоретические спектры рассчитывались по формуле (5) с учетом обозначений (2):

$$Y(B) = \frac{(B_0 - B)B_1\gamma^2 T_2^2}{1 + (B_0 - B)^2 \gamma^2 T_2^2 + B_1^2 \gamma^2 T_1 T_2} \frac{2 - i\omega_m T_2}{(B_0 - B)^2 \gamma^2 T_2^2 + (1 - i\omega_m T_2) \left( 1 - i\omega_m T_2 + \frac{B_1^2 \gamma^2 T_1 T_2}{1 - i\omega_m T_1} \right)}, \quad (6)$$

где действительная и мнимая части имеют тот же смысл, что и в (5).

Времена парамагнитной релаксации рассчитывались по кривым насыщения синфазного и квадратурного сигналов. Для нахождения произведения  $T_1 \cdot T_2$  полученные зависимости синфазного сигнала от мощности СВЧ-излучения (рис. 3) сравнивались с теоретическими зависимостями, рассчитанными численно по формуле (6). Как видно из рисунка, кривые насыщения достигают максимума при различных значениях мощности, что обусловлено различной кинетикой насыщения парамагнитных центров, т. е. разными величинами времен релаксации парамагнитных центров. Произведение времен парамагнитной релаксации  $T_1 \cdot T_2$  определялось по максимуму кривой насыщения синфазного сигнала. Для окончательного определения  $T_1$  и  $T_2$  сравнивались эмпирические и теоретические кривые насыщения квадратурного сигнала с постоянным значением  $T_1 \cdot T_2$  (рис. 3).

Для измерений, проведенных при комнатной температуре, были получены следующие значения времен парамагнитной релаксации:

Образец	1	2	3
$T_1$ , с	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
$T_2$ , с	$3.8 \cdot 10^{-8}$	$5.0 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$

Следует отметить наблюдающуюся корреляцию между временем спин-спиновой релаксации  $T_2$  и амплитудой сигнала ЭСР обменно-связанных пар азота. Так, у образца 2 амплитуда сигнала ЭСР обменно-связанных пар была максимальной, а у образца 3 – минимальной.

Аналогичные измерения и расчеты были проведены для спектров ЭСР, зарегистрированных при различных температурах с использованием температурного вариатора. Отметим, что температура измерения  $160^\circ\text{C}$  для алмаза является не существенной, так как она более чем на порядок ниже температуры графитизации [1, 16]. При анализе кривых насыщения было выявлено, что для всех образцов при температуре  $160^\circ\text{C}$  наблюдалось увеличение спин-спинового времени релаксации примерно в два раза по сравнению с комнатной температурой, тогда как время спин-решеточной релаксации уменьшалось. Для образцов 1 и 2 время спин-решеточной релаксации  $T_1$  уменьшилось примерно в два раза, а для образца 3 — более чем на порядок. Отметим, что первоначально при комнатной температуре время спин-решеточной релаксации  $T_1$  для образца 3 было на порядок меньше по сравнению с образцами 1 и 2, а изменения времен релаксации начали проявляться, начиная с  $60^\circ\text{C}$ . Изменение времен релаксации для всех трех кристаллов имело необратимый характер. При последующих измерениях при комнатной температуре наблюдалось лишь небольшое увеличение ( $\sim 20\%$ ) времени спин-решеточной релаксации и небольшое уменьшение ( $\sim 15\%$ ) времени спин-спиновой релаксации.

Рост времени спин-спиновой релаксации после нагрева образцов свидетельствует об уменьшении концентрации парамагнитного азота [10, 17]. Возможно, под действием температуры неустойчивые атомы примеси азота перешли из C-формы в A-форму. Уменьшение времени спин-решеточной релаксации  $T_1$  с увеличением температуры регистрации спектров ЭСР можно объяснить с точки зрения теории спин-решеточной релаксации Ван-Флека [18, 19]. Согласно этой теории, электронная спиновая релаксация идет путем передачи энергии тем модам решетки, с которыми они находятся в резонансе. Можно предположить, что с увеличением температуры кристалла количество таких мод будет расти, следовательно, время спин-решеточной релаксации будет уменьшаться. Однако эта теория не объясняет необратимого уменьшения времени спин-решеточной релаксации  $T_1$ . Это может быть связано с перераспределением примесей в исследуемых кристаллах (например, оно становится более равномерным).

Таким образом, изменение времен парамагнитной релаксации однозначно свидетельствует о нестабильной структуре дефектов в исследуемых кристаллах сразу после

синтеза. Даже небольшой нагрев ведет к рассредоточению примесей по объему кристалла и, как следствие, к изменению величин времен парамагнитной релаксации.

Следует отметить, что в образце 3 при его нагреве наблюдалась инверсия всех компонент квадратурного сигнала P1-центра при низких уровнях СВЧ-мощности (рис. 4).

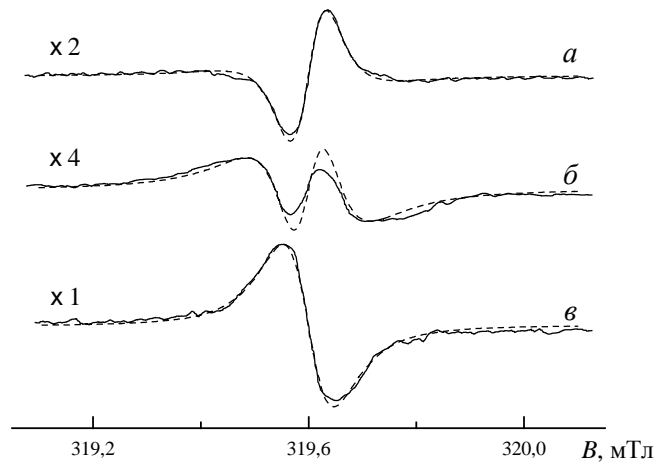


Рис. 4. Спектры ЭСР пластины синтетического алмаза 3 при температуре 160°C и скорости сканирования 8 мкТл/с квадратурного сигнала (разность фаз между модуляцией и демодуляцией составляет 90°) центральной компоненты спектра P1-центра при значении индукции магнитной компоненты СВЧ-поля: *a* —  $B_1=6,3$  мкТл (ослабление по мощности 18 дБ); *б* —  $B_1=10,0$  мкТл (ослабление по мощности 14 дБ); *в* —  $B_1=15,8$  мкТл (ослабление по мощности 10 дБ)

Аналогичное явление было описано в [20]. Такое поведение присуще и теоретически рассчитанным спектрам. Это связано с условием для  $B_1$  компоненты и времен релаксации  $T_1$  и  $T_2$ , следующим из выражения (6), при котором линия квадратурного сигнала будет иметь три точки пересечения с нулевой линией:

$$B_1^2 \leq \frac{(\omega_m^2 T_2^2 + 1)(\omega_m^2 T_2^2 + 3)}{\gamma^2 T_1 (T_1 (\omega_m^2 T_2^2 + 2) - T_2)}. \quad (7)$$

Форма и ширина линии квадратурного сигнала в момент инверсии, рассчитанные по формуле (6), совпали с экспериментально зарегистрированным сигналом при  $\phi = 90^\circ$  (рис. 4). Это говорит о хорошем согласовании теоретически рассчитанных спектров по формуле (6) с экспериментальными. В образцах 1 и 2 также наблюдалась инверсия квадратурного сигнала P1-центра, но при минимальной мощности и  $B_m = 0,01$  мТл.

### Заключение

Для корректной интерпретации спектров ЭСР необходимо одновременно рассматривать как синфазный, так и квадратурный сигналы. Например, при определении времен релаксации методом непрерывного насыщения, используя только синфазную демодуляцию, можно определить лишь произведение  $T_1 \cdot T_2$ . Показано, что обязательным условием для точного определения времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций методом непрерывного насыщения является регистрация и сопоставительный анализ как синфазного, так и квадратурного сигналов изучаемых парамагнитных центров. Теоретически рассчитанные по формуле Гольбаха [15] синфазный и квадратурный сигналы очень хорошо согласуются с экспериментальными спектрами, а именно: описывают форму и ширину линий, зависимости амплитуд от мощности СВЧ-поля в резонаторе (процессы насыщения). Решение уравнений Блоха [13] в явном виде не позволяет интерпретировать спектры первой производной линии поглощения, зарегистрированные на спектрометрах ЭСР с использованием высокочастотной модуляции внешнего поляризующего магнитного поля, так как остаются неучтенными электротехнические особенности регистрации.

При изучении температурной зависимости времен парамагнитной релаксации в пластинах синтетического алмаза было выявлено увеличение времени спин-спиновой и уменьшение времени спин-решеточной релаксации после нагрева образцов до 160°C. Уменьшение концентрации и перераспределение парамагнитного азота в кристаллической решетке исследуемых синтетических алмазов при небольших температурах свидетельствует о нестабильной структуре дефектов в кристаллах сразу после синтеза. Такое заключение может служить рекомендацией для последующего отжига кристаллов алмаза, синтезированных на научно-производственном предприятии "Адамас" по БАРС-технологии. Отличие в изменении времени спин-решеточной релаксации для пластинок 1, 2 (в ~2 раза) и 3 (в ~25 раз) указывает на различную степень дефектности образцов. Отметим, что пластины синтетического алмаза были вырезаны в различных кристаллографических плоскостях.

В кристалле синтетического алмаза 3 при температурах более 60°C была зафиксирована инверсия квадратурного сигнала P1-центра. Этот факт объясняется электротехническими особенностями регистрации квадратурного сигнала и хорошо согласуется с теорией. Условия наблюдения инвертированной линии удовлетворяют условию для времен парамагнитной релаксации, вытекающему из формулы Гольбаха для теоретического расчета квадратурного сигнала ЭСР.

## RELAXATION PROCESSES IN SYNTHETIC DIAMOND CRYSTALS TAKING INTO ACCOUNT OUT-OF-PHASE ESR SIGNAL

V.G. BAYEV, N.M. LAPCHUK

### Abstract

Relaxation processes were studied in synthetic diamond films by using electron spin resonance (ESR). The measurements were carried out on the air in the temperature interval from 20 to 160°C. For the first time both in-phase and out-of-phase signals were used for P1-centers paramagnetic relaxation times determination. According to the temperature dependence of relaxation times has been drawn a conclusion about right after synthesis unstable defect structure. The out-of-phase ESR signal inversion was detected and explained.

### Литература

1. Новиков Н.В. Физические свойства алмаза. Киев, 1987.
2. Пул Ч. Техника ЭПР-спектроскопии. М., 1970.
3. Рутковский И.З., Стельмах В.Ф., Федорук Г.Г. Исследование динамики спиновых систем методом ЭПР. Мн., 2000.
4. Кузьмин В.С., Федорук Г.Г. Нестационарные когерентные явления в парамагнитных спиновых системах. Мн., 2001.
5. Grisom D.L. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1984. Vol. B1. P. 481.
6. Harbridge J.R., Rinard G.A., Quine R. W., et al. // J. Magn. Reson. 2002. Vol. 156. P. 41.
7. Inoue K., Hirai M., Ikeya M. // Adv. In ESR Appl. 2002. Vol. 18. P. 87.
8. Wiel J.A., Bolton J.R., Wertz J.E. Electron Paramagnetic Resonance – Elementary Theory and Practical Applications. N.Y., 1994.
9. Баев В.Г., Поклонский Н.А. // Вестн. БГУ. 2007. Сер. 1. №3. С. 34–39.
10. Van Wyk J.A., Reynhardt E.C., High G.L., Kiflawi I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. P. 1790.
11. Smith W.N., Sorokin P.P., Gelles I.L., Lasher G.J. // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. P. 1547.
12. Field J. E. The Properties Of Natural and Synthetic Diamonds. London 1992.
13. Bloch F. // Phys. Rev. 1946. Vol. 70. P. 460.
14. Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса. М., 1981.
15. Halbach K. // Helv. Phys. Acta. 1954. Vol. 27. S. 259.
16. Фрунзе В.В., Цуцких А.Ю., Красильников А.В. // ПЖТФ. 2000. Т. 46 (5). С. 11.
17. Fedaruk R. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2006. Vol. 12. P. 84.
18. Van Vleck J.H. // Phys. Rev. 1940. Vol. 57. P. 1052.
19. Van Vleck J.H. // Phys. Rev. 1941. Vol. 59. P. 730.
20. Barklie R.C., Guven J. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1981. Vol. 14. P. 3621.