

ВРЕМЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО СПИН-ПАЙЕРЛСОВСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

А. Л. Семенов*

Ульяновский государственный университет
432970, Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 28 июня 2014 г.

Проведено теоретическое исследование зависимости времени спин-пайерлсовского фазового перехода τ от длительности τ_p возбуждающего светового импульса и среднего числа x_0 поглощенных фотонов на магнитный ион после прохождения импульса. Показано, что фазовый переход происходит при $x_0 > x_c$. Найдена зависимость критического значения x_c от длительности τ_p светового импульса. Вычислено фотоиндуцированное изменение коэффициента оптического отражения R в зависимости от времени t . Проведено сравнение с экспериментом по сверхбыстрому фотоиндуцированному плавлению низкотемпературной спин-пайерлсовской фазы в калий-тетрацианхинодиметан (К-TCNQ).

DOI: 10.7868/S0044451015020108

1. ВВЕДЕНИЕ

При понижении температуры квазиодномерная антиферромагнитная система может испытывать структурный фазовый переход с удвоением периода кристаллической решетки [1–3]. Этот переход, родственник пайерлсовскому фазовому переходу [4–6], называют спин-пайерлсовским. Эксперименты [7, 8] показали, что квазиодномерное соединение калий-тетрацианхинодиметан (К-TCNQ) под действием лазерного импульса длительностью $\tau_p \approx 130$ фс переходит из низкотемпературной спин-пайерлсовской фазы в высокотемпературную фазу за время $\tau \approx 400$ фс. Нагрев кристаллической решетки при этом незначителен. В работе [9] предложена модель, в рамках которой вычислено время фотоиндуцированного спин-пайерлсовского фазового перехода в случае $\tau_p \ll \tau$.

В настоящей работе в рамках модели [9] проведено исследование зависимости времени фотоиндуцированного спин-пайерлсовского фазового перехода τ от длительности лазерного импульса τ_p и среднего числа x_0 поглощенных фотонов на магнитный ион после прохождения светового импульса. Учитывается, что световое облучение образует магнитные дефекты [8], которые дестабилизируют низкотемпе-

ратурную спин-пайерлсовскую фазу, приводя к ее нетепловому плавлению. Подобная ситуация наблюдается и в системе Пайерлса, где дефекты кристаллической решетки снижают критическую температуру фазового перехода металл–полупроводник [10]. Результаты численных расчетов согласуются с экспериментальными данными работ [7, 8] по сверхбыстрому фотоиндуцированному плавлению низкотемпературной спин-пайерлсовской фазы в К-TCNQ.

2. СПЕКТР МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

Соединение К-TCNQ можно рассматривать как совокупность взаимно параллельных цепочек магнитных ионов [11]. Каждая цепочка описывается гейзенберговским гамильтонианом

$$H = \sum_{j=1}^N 2J_{j,j+1} \left(\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_{j+1} - \frac{1}{4} \right), \quad (1)$$

где \mathbf{S}_j — оператор j -го спина, N — число спинов в цепочке, $J_{j,j+1}$ — антиферромагнитный обменный интеграл, зависящий от смещений u_j магнитных ионов:

$$J_{j,j+1} = b \exp \left(\frac{u_j - u_{j+1}}{R} \right). \quad (2)$$

Здесь b — обменный интеграл для эквидистантной цепочки, R — эффективный радиус волновой функции.

*E-mail: smnv@mail.ru

Смещение j -го иона цепочки вдоль цепочки запишем в форме

$$u_j = \frac{R\xi}{2} \cos(\pi j), \quad (3)$$

где ξ — параметр удвоения периода одномерного кристалла, характеризующий величину попарного сближения спинов (параметр порядка спин-пайерлсовского фазового перехода). Подставляя соотношение (3) в (2), в случае $\xi \ll 1$ получаем

$$J_{j,j+1} = b \exp((-1)^j \xi) \approx b(1 + (-1)^j \xi). \quad (4)$$

В гамильтониане (1) перейдем от спиновых операторов S_j к псевдофермионным a_j с помощью преобразования Иордана–Вигнера [1]:

$$a_j = K(j)S_j^-, \quad a_j^\dagger = K(j)S_j^+, \quad (5)$$

где

$$K(j) = (-2)^{j-1} S_1^z S_2^z \dots S_{j-1}^z, \quad (6)$$

$$S_j^\pm = S^x \pm iS^y. \quad (7)$$

Операторы a_j удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\{a_i, a_j^\dagger\} = \delta_{i,j}, \quad \{a_i, a_j\} = 0, \quad (8)$$

где фигурные скобки обозначают антикоммутиатор,

$$S_j^+ S_{j+1}^- = a_j^\dagger a_{j+1}, \quad (9)$$

$$S_j^z = \frac{1}{2} - a_j^\dagger a_j. \quad (10)$$

С учетом формул (5)–(10) из соотношения (1) получаем

$$\begin{aligned} H = & - \sum_j (J_{j,j-1} + J_{j,j+1}) a_j^\dagger a_j + \\ & + \sum_j J_{j,j+1} (a_j^\dagger a_{j+1} + a_{j+1}^\dagger a_j) + \\ & + 2 \sum_j J_{j,j+1} a_j^\dagger a_j a_{j+1}^\dagger a_{j+1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Первое слагаемое в (11) является постоянной величиной, которую можно не учитывать. Последнее слагаемое в (11), описывающее взаимодействие между бесспиновыми псевдофермионами, появляется благодаря члену с $S_j^z S_{j+1}^z$ в (1). В простейшем приближении, соответствующем XY-модели, этим членом можно пренебречь [12].

Для диагонализации гамильтониана (11) воспользуемся методом канонических преобразований Боголюбова [13]. Перейдем к коллективным фермионным операторам вторичного квантования c_k, c_k^\dagger по формуле

$$a_j = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k c_k e^{ikj}, \quad (12)$$

$$k = -\pi + 2\pi s/N, \quad s = 1, 2, \dots, N, \quad (13)$$

$c_{k+2\pi} = c_k$. В новом операторном представлении гамильтониан (11) принимает вид

$$\begin{aligned} H = \sum_k 2b \left(\text{ch}(\xi) \cos(k) c_k^\dagger c_k + \right. \\ \left. + i \text{sh}(\xi) \sin(k) c_k^\dagger c_{k-\pi} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Выполним в (14) еще одно каноническое преобразование к фермионным операторам $\alpha_k, \alpha_k^\dagger$ в соответствии с соотношением

$$c_k = \frac{\alpha_k + i\varphi_k \alpha_{k-\pi}}{\sqrt{1 + \varphi_k^2}}. \quad (15)$$

Функция φ_k в (15) подбирается таким образом, чтобы получившийся гамильтониан в новых переменных $\alpha_k, \alpha_k^\dagger$ имел диагональный вид:

$$H = \sum_k \varepsilon(k) \alpha_k^\dagger \alpha_k. \quad (16)$$

После подстановки (15) в (14) и приравнивания нулю недиагональных элементов находим φ_k и закон дисперсии магнитных возбуждений $\varepsilon(k)$:

$$\begin{aligned} \varphi_k = \\ = \frac{\text{ch}(\xi) \cos(k) - \text{sign}(\cos(k)) \sqrt{\cos^2(k) + \text{sh}^2(\xi)}}{\text{sh}(\xi) \sin(k)}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\varepsilon_k = 2b \text{sign}(\cos(k)) \sqrt{\cos^2(k) + \text{sh}^2(\xi)}. \quad (18)$$

Из соотношения (18) видно, что спектр $\varepsilon(k)$ при $\xi \neq 0$ имеет две зоны, нижняя из которых в основном состоянии полностью заполнена, а верхняя пустая (низкотемпературная спин-пайерлсовская фаза). При $\xi = 0$ спектр (18) представляет собой одну наполовину заполненную зону (высокотемпературная спин-пайерлсовская фаза).

3. УРАВНЕНИЕ ДИНАМИКИ ДЛЯ ПАРАМЕТРА ξ

При поглощении фотона электрон с одного магнитного иона цепочки K-TCNQ переходит на другой. В результате два магнитных иона становятся немагнитными [8]. Образующиеся при освещении немагнитные ионы разбивают цепочку на несколько более коротких цепочек, магнитное взаимодействие

между которыми отсутствует. Пронумеруем эти цепочки индексом g . Эволюция параметра порядка ξ во времени описывается уравнением Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\xi}} - \frac{\partial L}{\partial \xi} = Q, \quad (19)$$

где Q — обобщенная диссипативная сила, соответствующая обобщенной координате ξ , L — функция Лагранжа,

$$L = \sum_{j=1}^N \frac{m\dot{u}_j^2}{2} - \frac{A\xi^2}{2} - \sum_g F_g, \quad (20)$$

m — масса атома, A — коэффициент жесткости решетки при смещениях ионов (3),

$$F_g = \mu N_g - k_B T \sum_k \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\mu - \varepsilon(k)}{k_B T} \right) \right), \quad (21)$$

F_g , μ , N_g — соответственно свободная энергия, химический потенциал и число псевдофермионов в цепочке g , T — температура, k_B — постоянная Больцмана. Суммирование по k в (21) идет в соответствии с (13), где вместо N стоит число ионов в цепочке g .

Подставляя (20) в (19), с учетом (3), (21) получаем

$$\ddot{\xi} = \frac{4}{NmR^2} \left(QN - A\xi - \sum_g \sum_k \frac{\partial \varepsilon(k)}{\partial \xi} n_k \right), \quad (22)$$

где

$$n_k = \left(1 + \exp \left(\frac{\varepsilon(k) - \mu}{k_B T} \right) \right)^{-1} \quad (23)$$

— распределение Ферми. С учетом симметрии спектра (18) и отсутствия намагниченности ($\mu = 0$) из (22) в приближении времени релаксации ($Q \sim \dot{\xi}$) при $\xi < 1$ приближенно находим

$$\ddot{\xi} + \gamma_p \dot{\xi} = \frac{4\xi}{NmR^2} \times \left(4b^2 \sum_g \sum_{|k| < \pi/2} \frac{1}{\varepsilon(k)} \operatorname{th} \left(\frac{\varepsilon(k)}{2k_B T} \right) - A \right), \quad (24)$$

где γ_p^{-1} — характерное время фононной релаксации. Переходя в (24) от суммы к интегралу, имеем

$$\ddot{\xi} + \gamma_p \dot{\xi} = \frac{8b\xi}{\pi m R^2} ((1 - 2x)J - J_0), \quad (25)$$

где $x(t)$ — среднее число поглощенных фотонов на каждый атом цепочки,

$$J = \int_0^{\pi/2} \operatorname{th} \left(\frac{\sqrt{\cos^2(k) + \xi^2}}{\theta} \right) \frac{dk}{\sqrt{\cos^2(k) + \xi^2}}, \quad (26)$$

$$J_0 = \frac{\pi A}{2bN}, \quad (27)$$

$\theta = k_B T/b$ — безразмерная температура. Из (25) следует, что в состоянии равновесия

$$J_0 = (1 - 2x)J. \quad (28)$$

Положив в (28) $T = T_0$, $\xi = 0$, $x = 0$, где T_0 — критическая температура термодинамически равновесного спин-пайерлсовского фазового перехода, получаем

$$J_0 = \int_0^{\pi/2} \operatorname{th} \left(\frac{\cos(k)}{\theta_0} \right) \frac{dk}{\cos(k)}, \quad (29)$$

где $\theta_0 = k_B T_0/b$ — безразмерная критическая температура.

Будем считать, что интенсивность $I(t)$ светового поля имеет гауссову форму:

$$I(t) \propto \exp \left(- \left(\frac{2t}{\tau_p} \right)^2 \right). \quad (30)$$

Тогда при больших уровнях возбуждения среднее число $x(t)$ фотовозбужденных электронов на каждый магнитный ион цепочки описывается уравнением [14]:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2x_0}{\sqrt{\pi} \tau_p} \exp \left(- \left(\frac{2t}{\tau_p} \right)^2 \right) - \gamma n_m^2 x^3, \quad (31)$$

где x_0 — среднее число поглощенных фотонов на магнитный ион цепочки после прохождения светового импульса, n_m — концентрация магнитных ионов, γ — константа нелинейной оже-рекомбинации электронно-дырочных пар.

4. КОЭФФИЦИЕНТ ОПТИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ

Пусть К-ТСNQ занимает область $z > 0$. Цепочки магнитных ионов параллельны поверхности. Вдоль оси z на поверхность К-ТСNQ падает плоская квазимонохроматическая световая волна, линейно поляризованная вдоль атомных цепочек. Векторы напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей запишем в виде

$$\mathbf{E} = A \exp(-i\omega t) \mathbf{e}_x, \quad \mathbf{H} = B \exp(-i\omega t) \mathbf{e}_y,$$

где $A(z, t)$, $B(z, t)$ — медленноменяющиеся во времени амплитуды, ω — циклическая частота светового

поля, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ — орты соответственно осей x и y . Амплитуды $A(z, t), B(z, t)$ описываются системой уравнений, следующей из уравнений Максвелла [15]:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= ik_0 B, \\ \frac{dB}{dz} &= ik_0 \varepsilon A, \end{aligned} \quad (32)$$

где $k_0 = \omega/c$, c — скорость света, $\varepsilon(z, t) = (n + is)^2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость, n, s — действительная и мнимая части комплексного показателя преломления.

В области $z < 0$, где $\varepsilon = 1$, решение системы уравнений (32) имеет вид

$$\begin{aligned} A(z, t) &= A_1 \exp(ik_0 z) + A_2 \exp(-ik_0 z), \\ B(z, t) &= A_1 \exp(ik_0 z) - A_2 \exp(-ik_0 z), \end{aligned} \quad (33)$$

где A_1, A_2 — константы, не зависящие от z . Из уравнений (33) с учетом условия непрерывности функций $A(z, t), B(z, t)$ на границе $z = 0$ получаем коэффициент оптического отражения:

$$R = \left| \frac{A_2}{A_1} \right|^2 = \left| \frac{A(0, t) - B(0, t)}{A(0, t) + B(0, t)} \right|^2. \quad (34)$$

Диэлектрическую проницаемость ε в области $z > 0$ запишем в виде разложения по параметру порядка ξ :

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_1) \frac{\xi^2}{\xi_0^2}, \quad (35)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_0$ — диэлектрические проницаемости соответственно в высокотемпературной и низкотемпературной спин-пайерлсовской фазах, ξ_0 — параметр порядка в низкотемпературной фазе.

Если фотоиндуцированный спин-пайерлсовский фазовый переход осуществляется в приповерхностном слое, то для амплитуд $A(z, t), B(z, t)$ выполняются граничные условия

$$\begin{aligned} A(z \rightarrow \infty, t) &\rightarrow \exp(i\sqrt{\varepsilon_0} k_0 z), \\ B(z \rightarrow \infty, t) &\rightarrow \sqrt{\varepsilon_0} \exp(i\sqrt{\varepsilon_0} k_0 z). \end{aligned} \quad (36)$$

Условия (36) описывают волну, бегущую в направлении оси z в низкотемпературной спин-пайерлсовской фазе.

В случае, когда среда, занимающая область $z > 0$, пространственно однородна, коэффициенты оптического отражения R и поглощения α определяются соотношениями [15]

$$R = \frac{(n-1)^2 + s^2}{(n+1)^2 + s^2}, \quad \alpha = 2k_0 s. \quad (37)$$

Решая уравнения (37), находим

$$\begin{aligned} s &= \frac{\alpha}{2k_0}, \\ n &= \frac{1+R}{1-R} + \sqrt{\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 - 1 - \left(\frac{\alpha}{2k_0}\right)^2}. \end{aligned} \quad (38)$$

Соотношения (38) позволяют определить коэффициенты $\varepsilon_0 = (n_0 + is_0)^2, \varepsilon_1 = (n_1 + is_1)^2$ в формуле (35) по известным значениям коэффициентов оптического отражения R_0, R_1 и поглощения α_0, α_1 в низкотемпературной (нижний индекс «0») и высокотемпературной (нижний индекс «1») спин-пайерлсовской фазах.

5. ВРЕМЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Численный анализ проводился для К-TCNQ, имеющего следующие численные значения параметров: критическая температура спин-пайерлсовского фазового перехода $T_0 \approx 395$ К [7, 8, 11], масса магнитного иона $m \approx 4.04 \cdot 10^{-22}$ г [11], интеграл перекрытия $b \approx 1800$ К [11], ширина запрещенной зоны спектра магнитных возбуждений при комнатной температуре $\Delta \approx 0.1$ эВ [11], расстояния между магнитными ионами в низкотемпературной спин-пайерлсовской фазе $r_1 \approx 0.31$ нм, $r_2 \approx 0.35$ нм [16]; концентрация магнитных ионов $n_m \approx 3.6 \cdot 10^{21}$ см⁻³ [17], время фононной релаксации $\gamma_p^{-1} \approx 5.7$ пс [8]. Из формулы (18) следует, что при комнатной температуре параметр порядка спин-пайерлсовского фазового перехода $\xi_0 = 0.25\Delta/b \approx 0.15$.

Из формулы (31) следует, что при $t \gg \tau_p, t \gg \gg 1/(2\gamma n_m^2 x_0^2)$ величина $x(t)$ эволюционирует по закону

$$x(t) \sim t^{-0.5}. \quad (39)$$

Эксперимент [17] также показал, что рекомбинационная зависимость для К-TCNQ имеет вид (39), что подтверждает справедливость формулы (31).

Фотоиндуцированное изменение $\delta R(t) = (R(t) - R_0)/R_0$ коэффициента оптического отражения R на частоте ($h\nu = 0.25$ эВ) в К-TCNQ линейно зависит от концентрации фотовозбужденных электронов, формирующих поляроны малого радиуса [7, 8]:

$$\delta R(t) = kx(t), \quad (40)$$

где k — коэффициент пропорциональности. На рис. 1 показан график зависимости $\delta R(t)$, вычисленной по формулам (31), (40) для $k = 2.87, \gamma = 4 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с, $x_0 = 0.095, \tau_p = 0.13$ пс. Точки на графике — экспериментальные данные [7, 8].

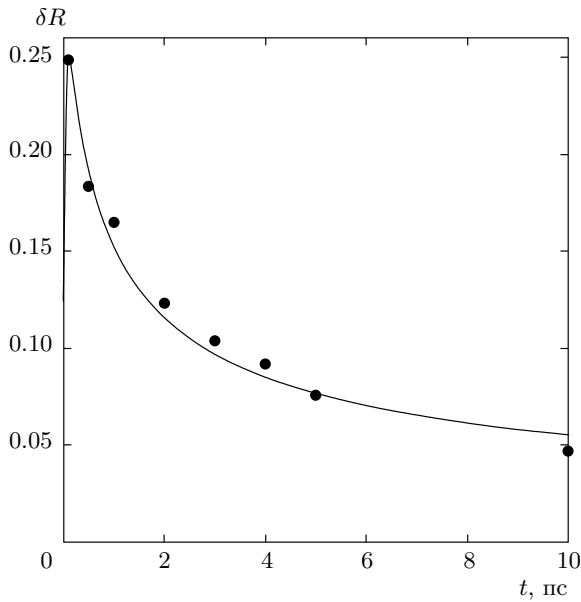


Рис. 1. Зависимость фотоиндуцированного изменения $\delta R = (R - R_0)/R_0$ — коэффициента оптического отражения R на частоте ν ($h\nu = 0.25$ эВ) от времени t при $x_0 = 0.095$, $\tau_p = 0.13$ пс. Точки — экспериментальные данные [7, 8]

Видно, что теория и эксперимент хорошо согласуются. Отметим, что константа γ нелинейной оже-рекомбинации для ряда хорошо исследованных полупроводников (Si, GaAs и др.) меняется в пределах $\gamma \sim 10^{-31} - 10^{-28}$ см⁶/с [18].

На рис. 2 показан вычисленный по формулам (25), (26), (29), (31) график зависимости параметра порядка ξ от времени t для различных значений длительности τ_p светового импульса и среднего числа x_0 поглощенных фотонов на магнитный ион цепочки. Видно, что рост x_0 или уменьшение τ_p приводят к увеличению крутизны спада зависимости $\xi(t)$.

Численный анализ показал, что фотоиндуцированный спин-пайерлсовский фазовый переход (обращение ξ в нуль) имеет место при $x_0 > x_c$. Зависимость критического значения x_c от длительности τ_p светового импульса представлена на рис. 3. Видно, что при увеличении τ_p критическое значение x_c возрастает.

На рис. 4 показан график зависимости времени фазового перехода τ от длительности τ_p светового импульса для различных значений x_0 . Видно, что на зависимость $\tau(\tau_p)$ существенно влияет параметр x_0 , характеризующий энергию возбуждающего импульса. При увеличении τ_p при малых x_0 наблюдается монотонный рост τ (кривая 1 на рис. 4), а при боль-

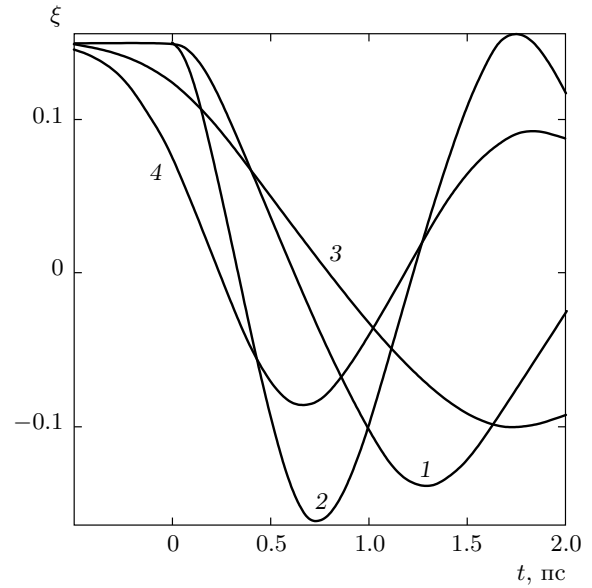


Рис. 2. Зависимость параметра порядка ξ от времени t при $x_0 = 0.05$, $\tau_p = 0.1$ пс (кривая 1); $x_0 = 0.15$, $\tau_p = 0.1$ пс (2); $x_0 = 0.05$, $\tau_p = 1$ пс (3); $x_0 = 0.15$, $\tau_p = 1$ пс (4)

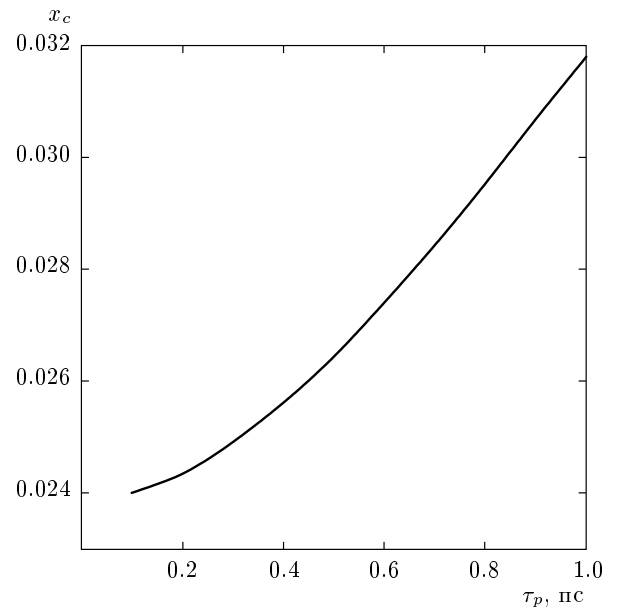


Рис. 3. Зависимость критического значения x_c от длительности τ_p светового импульса

ших x_0 монотонный спад τ (кривые 2, 3 на рис. 4). Это обусловлено тем, что для возбуждения фазового перехода импульсом малой энергии необходимо прохождение всего импульса (30), а для возбуждения импульсом большой энергии достаточно части импульса вблизи переднего фронта.

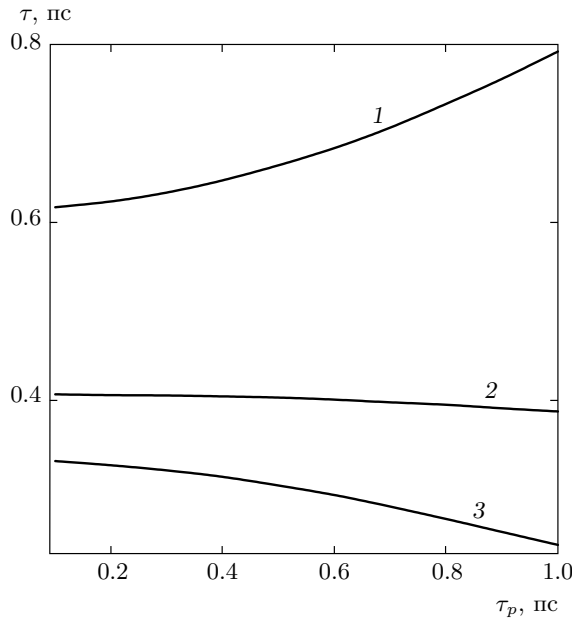


Рис. 4. Зависимость времени фазового перехода τ от длительности τ_p светового импульса при $x_0 = 0.05$ (1), 0.1 (2), 0.15 (3)

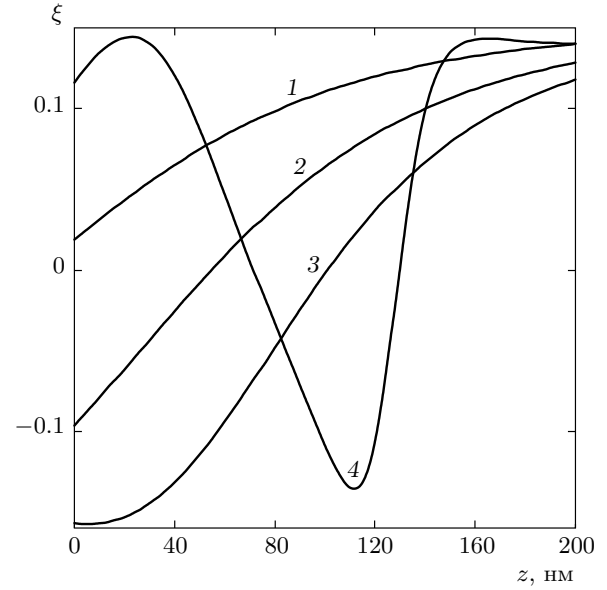


Рис. 5. Зависимость параметра порядка ξ от z при $x_1 = 0.095$, $\tau_p = 0.13$ пс в моменты времени $t = 0.3$ пс (кривая 1), 0.5 пс (2), 0.8 пс (3), 2 пс (4)

6. ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОПТИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ НА ЧАСТОТЕ ФОТОНА С ЭНЕРГИЕЙ $h\nu = 0.71$ эВ

Эксперимент [7, 8] проводился при температуре $T = 295$ К. Образец К-ТСNQ облучался световым импульсом длительности $\tau_p \approx 130$ фс с энергией фотонов $h\nu = 1.55$ эВ. На этой частоте ν коэффициент оптического поглощения низкотемпературной спин-пайерлсовской фазы К-ТСNQ $\alpha \approx 1.4 \cdot 10^5$ см⁻¹ [17]. Среднее число поглощенных фотонов на каждый магнитный ион приповерхностного слоя толщины $L = 1/\alpha \approx 71$ нм составляло величину $x_1 = 0.095$. При этом среднее число поглощенных фотонов на магнитный ион цепочки, находящейся на расстоянии z от поверхности, равняется $x_0(z) = x_0(0) \exp(-\alpha z) \approx 0.15 \exp(-\alpha z)$, где $x_0(0)$ определяется по формуле

$$x_0(0) = \frac{x_1 e}{e - 1}. \quad (41)$$

На рис. 5 показана вычисленная для данного случая по формулам (25), (26), (29), (31) зависимость параметра порядка $\xi(z)$ в различные моменты времени. Эволюция параметра порядка $\xi(t, z = 0)$

на поверхности образца приблизительно определяется кривой 2 на рис. 2. На рис. 5 видно, что точки $\xi = 0$ (высокотемпературная спин-пайерлсовская фаза) рождаются на поверхности и двигаются в глубь образца замедляясь. В приповерхностном слое толщины

$$\Delta z = L \ln \left(\frac{x_0}{x_c(x_0)} \right) \approx 130 \text{ нм} \quad (42)$$

образуется динамическая сверхструктура чередующихся низкотемпературной и высокотемпературной спин-пайерлсовских фаз. Пространственный период сверхструктуры зависит от координаты z и уменьшается с течением времени.

В эксперименте [7, 8] исследовалась эволюция коэффициента оптического отражения на частоте фотона с энергией $h\nu = 0.71$ эВ. Коэффициенты оптического поглощения α и отражения R на этой частоте для низкотемпературной (нижний индекс «0») и высокотемпературной (нижний индекс «1») спин-пайерлсовской фазы К-ТСNQ равны [8, 17, 19]: $\alpha_0 \approx 0$, $\alpha_1 \approx 2 \cdot 10^2$ см⁻¹, $R_0 \approx 0.2$. Подставляя эти значения и $R_1 \approx 0.224$ в формулы (38), (35), находим комплексную диэлектрическую проницаемость:

$$\varepsilon \approx 7.8 + 0.02i - (40 + 0.9i)\xi^2. \quad (43)$$

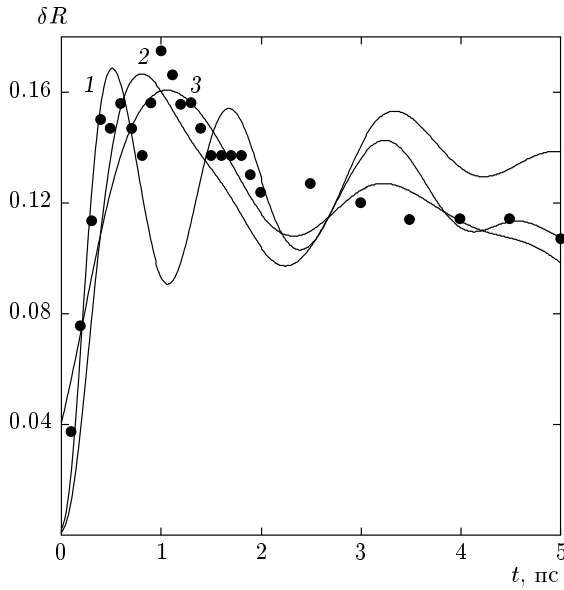


Рис. 6. Зависимость фотоиндуцированного изменения $\delta R = (R - R_0)/R_0$ коэффициента оптического отражения R на частоте ν ($h\nu = 0.71$ эВ) от времени t при $x_1 = 0.095$, $\tau_p = 0.13$ пс (кривая 1); $x_1 = 0.05$, $\tau_p = 0.13$ пс (2); $x_1 = 0.05$, $\tau_p = 1$ пс (3). Точки — экспериментальные данные [7, 8] при $x_1 = 0.095$, $\tau_p = 0.13$ пс

Используя вычисленную ранее зависимость $\xi(t, z)$, с помощью уравнений (32), (34), (36), (43) находим коэффициент оптического отражения R в зависимости от времени t .

На рис. 6 показан график зависимости $\delta R(t) = (R(t) - R_0)/R_0$ для различных значений длительности τ_p возбуждающего импульса и среднего числа x_1 поглощенных фотонов на каждый магнитный ион приповерхностного слоя толщины $L = 1/\alpha \approx 71$ нм. Точки на графике — экспериментальные данные работы [7, 8] для случая $\tau_p \approx 130$ фс, $x_1 = 0.095$. Видно, что на начальном этапе (при $t < 0.8$ пс) теория и эксперимент хорошо согласуются. При $t > 0.8$ пс имеется качественное согласие теории и эксперимента. При увеличении τ_p или уменьшении x_1 зависимость $\delta R(t)$ становится более пологой.

Кривая 2 на рис. 5 соответствует моменту времени $t = 0.5$ пс, когда зависимость $\delta R(t)$ проходит через максимум (см. кривую 1 на рис. 6). При этом (см. рис. 5) в образце имеется одна область высокотемпературной спин-пайерлсовской фазы, находящаяся на расстоянии $z \approx 55$ нм от поверхности. Кривые 1, 3, 4 на рис. 5 соответствуют моментам времени $t = 0.3, 0.8, 2$ пс, когда осциллирующая зависимость $\delta R(t)$ (см. кри-

вую 1 на рис. 6) проходит через новое положение равновесия. Период фотоиндуцированных осцилляций коэффициента оптического отражения $T_0 \approx 1.7$ пс. Вычисленная частота фотоиндуцированных осцилляций коэффициента оптического отражения $\nu \approx 1/T_0 \approx 0.59$ ТГц ≈ 19.6 см⁻¹ согласуется с экспериментальным значением $\nu \approx 20$ см⁻¹ [7, 8].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках квазиодномерной XY-модели получена зависимость времени спин-пайерлсовского фазового перехода τ от длительности τ_p возбуждающего светового импульса и среднего числа x_0 поглощенных фотонов на магнитный ион цепочки после прохождения импульса (см. рис. 4). Показано, в частности, что при уменьшении x_0 время фазового перехода τ растет. При $x_0 \rightarrow x_c + 0$ время $\tau \rightarrow \infty$. Фазовый переход происходит при $x_0 > x_c$. Найдена зависимость критического значения x_c от длительности τ_p светового импульса (см. рис. 3). При увеличении τ_p критическое значение x_c возрастает. Показано, что в приповерхностном слое материала образуется динамическая сверхструктура чередующихся низкотемпературной и высокотемпературной спин-пайерлсовской фаз (см. рис. 5). Пространственный период сверхструктуры зависит от координаты z и уменьшается с течением времени. Рассчитанная зависимость фотоиндуцированного изменения δR коэффициента оптического отражения R от времени t (см. рис. 6) близка к экспериментально измеренной зависимости [7, 8].

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, УФН **131**, 495 (1980).
2. А. И. Смирнов, УФН **170**, 692 (2000).
3. М. Н. Попова, УФН **169**, 353 (1999).
4. Л. Н. Булаевский, УФН **115**, 263 (1975).
5. А. Л. Семенов, ЖЭТФ **116**, 2154 (1999).
6. А. Л. Семенов, ЖЭТФ **131**, 77 (2007).
7. H. Okamoto, K. Ikegami, T. Wakabayashi, Y. Ishige, J. Togo, H. Kishida, and H. Matsuzaki, Phys. Rev. Lett. **96**, 037405 (2006).

8. K. Ikegami, K. Ono, J. Togo, T. Wakabayashi, Y. Ishige, H. Matsuzaki, H. Kishida, and H. Okamoto, *Phys. Rev. B* **76**, 085106 (2007).
9. А. Л. Семенов, *ФТТ* **51**, 164 (2009).
10. А. Л. Семенов, *ФТТ* **36**, 1974 (1994).
11. Y. Lepage, A. Caille, and V. Laroche, *Phys. Rev. B* **18**, 3585 (1978).
12. O. Yuan, Y. Zhang, and H. Chen, *Phys. Rev. B* **64**, 012414 (2001).
13. Н. Н. Боголюбов, Н. Н. Боголюбов (мл.), *Введение в квантовую статистическую механику*, Наука, Москва (1984).
14. В. И. Емельянов, Д. В. Бабак, *ФТТ* **41**, 1462 (1999).
15. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков, *Теория волн*, Наука, Москва (1990).
16. H. Terauchi, *Phys. Rev. B* **17**, 2446 (1978).
17. S. Koshihara, Y. Tokura, Y. Iwasa, and T. Koda, *Phys. Rev. B* **44**, 431 (1991).
18. С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев, В. Н. Семиногов, *УФН* **147**, 675 (1985).
19. H. Okamoto, Y. Tokura, and T. Koda, *Phys. Rev. B* **36**, 3858 (1987).