

Влияние разогрева двухуровневых систем на низкотемпературную ядерную спин-решеточную релаксацию

Н. П. Гиоргадзе, Л. Ж. Захаров

Институт физики АН Грузии, Грузия, 380077, г. Тбилиси, ул. Тамарашвили, 6
E-mail: root@imedil.postnet.ge

А. И. Тугуши, Л. Л. Чоторлишвили

Тбилисский государственный университет, Грузия, 380028, г. Тбилиси, ул. Гавчкадзе, 3

Статья поступила в редакцию 18 мая 1998 г., после переработки 27 июля 1998 г.

Изучено влияние разогрева двухуровневых систем на низкотемпературную спин-решеточную релаксацию. Исследованы эффекты типа «фононного узкого горла» в аморфных веществах, где роль резонансных фононов играют резонансные туннельные двухуровневые системы.

Вивчено вплив розігріву двоохрівневих систем на низькотемпературну спин-решеточну релаксацію. Досліджено ефекти типу «фононного вузького горла» в аморфних речовинах, де роль резонансних фононів грають резонансні тунельні двоохрівневі системи.

PACS: 76.60.Es

Явление разогрева «резонансных фононов» в процессе спин-решеточной релаксации называют эффектом «фононного узкого горла» [1]. Этот эффект надежно зафиксирован в электронной спин-решеточной релаксации [2–4]. Есть основания полагать [5–7], что он проявляется и в ядерной спин-решеточной релаксации (ЯСРР).

Сказанное имеет прямое отношение к ЯСРР в аморфных материалах (стеклах) и диэлектрических кристаллах с дефектами. Как было показано в работах [8–11], существенную роль в ядерной релаксации в этих материалах играют двухуровневые системы (ДУС), обуславливающие дополнительные каналы оттока энергии от ядерной спин-системы (ЯСС) к термостату, в качестве которого в рассматриваемом случае может подразумеваться совокупность фононов. Рассмотрение базировалось на обычном представлении о характере релаксационного процесса, согласно которому, ДУС, обеспечивающие отток энергии от релаксирующих спинов, в течение всего процесса остаются в состоянии теплового равновесия с решеткой. Вместе с тем исследованная в работах [9–11] релаксация первого рода, вызванная модуляцией

констант диполь-дипольного взаимодействия ядерных спинов матрицы со спинами электронных оболочек парамагнитных примесей путем туннелирования ДУС из одной области асимметричной потенциальной ямы в другую, представляет собой одноквантовый процесс. Этот процесс заключается в резонансном обмене энергией между ядерным спином и ДУС, в процессе которого ЯСС непосредственно взаимодействует лишь со сравнительно малой частью ДУС с квазиемановскими частотами, близкими к зеемановской частоте ядер. Иными словами, ситуация здесь полностью аналогична случаю однофононной релаксации, и в условиях, когда теплоемкость ЯСС существенно превосходит теплоемкость резонансных ДУС, с одной стороны, а поступление энергии от релаксирующих ядер осуществляется быстрее, чем ее отток от резонансных ДУС в термостат, с другой — может, вообще говоря, возникнуть разогрев резонансных ДУС в процессе ЯСРР.

Известно, что эффект «фононного узкого горла» способен не только изменить температурную и полевыми зависимости наблюдаемого времени ЯСРР, но и на два-три

порядка увеличить это время и тем самым повлиять на иерархию механизмов релаксации. Поэтому исследование одноквантовой ЯСРР с участием ДУС с учетом возможности разогрева последних представляется актуальным. Настоящая работа посвящена этому вопросу применительно к модуляционному механизму релаксации, предложенному в работе [9].

1. Рассмотрим помещенный в ориентированное вдоль оси z постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 аморфный образец, часть атомов которого представляют собой ДУС. Принимая модель спиновой аналогии [12,14], гамильтониан системы взаимодействующих ДУС запишем в виде

$$H_D = \sum_m H_D(m) + H_{DD}. \quad (1)$$

Первое слагаемое — псевдозеemanовская энергия ДУС, записанная в виде суммы энергий пакетов ДУС с одинаковыми квазизеemanовскими частотами ω_m в выражении для гамильтониана

$$H_D(m) = \hbar\omega_m \sum_{j_m} d_{j_m}^z. \quad (2)$$

Второе слагаемое содержит часть взаимодействия между ДУС, ответственную за спектральную диффузию, и дается выражением

$$H_{DD} = \sum_{m \neq n} \sum_{i_m j_n} B_{i_m j_n} (d_{i_m}^+ d_{j_n}^- + d_{i_m}^- d_{j_n}^+), \quad (3)$$

где $\omega_m = E_m/\hbar$; $E_m = (\epsilon_m^2 + \Delta_m^2)^{1/2}$ — разность энергий между уровнями ДУС; ϵ_m — параметр асимметрии; Δ_m — энергия связи, обусловленная туннелированием; $d_{i_m}^\alpha$ — псевдоспин ДУС со свойствами спина 1/2; $B_{ij} \sim 1/64 \gamma^2 \pi \rho c^2 r_{ij}^3$, γ — константа ДУС-фононной связи, ρ — плотность материала, c — скорость звука в нем, r_{ij} — расстояние между ДУС.

Секулярной частью взаимодействия между ДУС, относящимися к пакету m , пренебрегаем по сравнению с квазизеemanовской энергией пакета, за ней сохраняется лишь роль фактора, обуславливающего «мгновенное» (с точки зрения характерных временных масштабов релаксационного процесса) установление теплового равновесия в пакетах. Часть взаимодействия между пакетами

$$H_{DD}' = \sum_{m \neq n} \sum_{i_m j_n} A_{i_m j_n} d_{i_m}^z d_{j_n}^z, \quad (4)$$

где константа $A_{i_m j_n} \sim B_{i_m j_n}$, также опущена в гамильтониане $(1)^n$, поскольку не оказывает влияния на формальный вид кинетических уравнений, описывающих рассматриваемый релаксационный процесс. Однако она принимается во внимание при вычислении соответствующих корреляционных функций, определяющих некоторые коэффициенты этих уравнений. Наконец, остальной частью взаимодействия между ДУС пренебрегаем.

Гамильтониан ЯСС представим в виде ее зеemanовской энергии:

$$H_I = -\hbar\omega_I \sum_i I_i^z \quad (5)$$

(ω_I — зеemanовская частота ядерных спинов матрицы), не учитывая секулярную часть диполь-дипольного взаимодействия ядер из-за его сравнительной малости. Однако за секулярной частью сохраняется роль источника хаотизации внутри ЯСС, устанавливающего за время поперечной релаксации T_2 тепловое равновесие внутри ядерного зеemanовского резервуара. Время T_2 также предполагаем малым по сравнению с характерными временными масштабами релаксационного процесса.

Обуславливающий рассматриваемый механизм релаксации гамильтониан взаимодействия ядерных спинов с ДУС получим из гамильтониана диполь-дипольного взаимодействия ядерных спинов матрицы с электронными спинами парамагнитных примесей в представлении, выбранном для описания ДУС (согласно работам [9,11]):

$$H_{ID} = -\frac{1}{4} \sum_{\mu} \sum_m \sum_{j_m} (v_{j_m \mu}^{z-} I_{j_m}^+ + v_{j_m \mu}^{z+} I_{j_m}^-) \times \\ \times s_{\mu}^z (d_{j_m}^+ + d_{j_m}^-) \sin \theta_m, \quad (6)$$

где

$$v_{ij}^{\pm} = (3\gamma_I g \hbar^2 / r_{ij}^3) (l/r_{ij}) F_{ij}^{\pm}(\theta_{ij}, \phi_{ij});$$

$$\sin \theta_m = \frac{\Delta_m}{E_m};$$

γ_I и $(-g)$ — гиромагнитные отношения для ядер матрицы и электронов примесей ($g > 0$); l — расстояние между минимумами асимметричной потенциальной ямы ДУС (разбросом l_m пренебре-

гаем); $\mathbf{r}_{j_m\mu}$ — радиус-вектор, проведенный от j_m -го ядра к μ -й примеси; $F_{ij}^{z\pm}$ — зависящая от меридионального θ_{ij} и азимутального ϕ_{ij} углов \mathbf{r}_{ij} -функция, явный вид которой не приводится; s_μ^z — спин электрона.

Выражения (1), (5) и (6) должны быть дополнены гамильтонианом решетки (термостата) H_L и гамильтонианом взаимодействия ДУС с решеткой H_{DL} , явный вид которых также не понадобится. В результате исходный гамильтониан, описывающий взаимодействующие между собой ЯСС и решетку, будет даваться выражением

$$H = H_0 + H', \quad (7)$$

где

$$H_0 = H_I + \sum_m H_D(m) + H_L, \quad (8)$$

$$H' = H_{DD} + H_{ID} + H_{DL}.$$

2. Перейдем теперь к квазитермодинамическому описанию процесса ЯСРР. Учитывая наличие источников быстрой хаотизации в ЯСС и пакетах ДУС и предполагая наличие такого источника в термостате (решетке), будем считать их термодинамическими подсистемами, характеризруемыми температурами T_I , T_m и T_L соответственно. Ядерная спин-решеточная релаксация будет тогда представлять собой процесс установления полного теплового равновесия в квазиравновесной системе, состоящей из термодинамических подсистем — ЯСС, пакетов ДУС и термостата.

Для описания временной эволюции этой системы используем метод неравновесного статистического оператора (НСО) [13]. После несложных вычислений в высокотемпературном по ядерным спинам приближении получим следующую систему (аналогично работам [6,16,17]):

$$\frac{d\beta_I}{dt} \approx -\frac{\beta_I - \beta(E_I)}{T_{IE_I}}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial\beta(E)}{\partial t} = D \frac{\partial^2\beta(E)}{\partial E^2} - \frac{\beta(E) - \beta_I}{T_{EI}} - \frac{\beta(E) - \beta_L}{T_{EL}}, \quad (10)$$

где

$$\frac{1}{T_{IE_I}} = \frac{\pi}{4} f_{ID} f_s (\overline{s_o^z})^2 \frac{6v^2(a)}{\hbar E_{\max}}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{T_{EI}} = \frac{\pi}{2} f_s (\overline{s_o^z})^2 \langle I_0^+ I_0^- \rangle \frac{6v^2(a)}{\hbar^2} G(E/\hbar - \omega_I), \quad (12)$$

$$D = 2\pi \frac{[12A(a)B(a)]^2}{\hbar\beta_L E_{\max}^2} f_{ID}^4, \quad (13)$$

$$\frac{1}{T_{EL}} = \frac{\gamma^2 E^2}{\pi r c^5 \hbar^4 \beta_L}. \quad (14)$$

Здесь $\beta(E_I)$ — обратная температура ДУС с энергией E_I ; f_{ID} — относительная концентрация ДУС; f_s — относительная концентрация парамагнитных примесей; E_{\max} — максимальная энергия расщепления туннельных ДУС; D — коэффициент диффузии, который был получен ранее в работе [16]; $G(E/\hbar - \omega_I)$ — фурье-образ корреляционной функции

$$G_m(t) = \frac{\langle \tilde{d}_m^+(t) d_m^- \rangle}{\langle d_m^+ d_m^- \rangle}.$$

При выводе уравнений (9), (10) мы рассматривали ограниченную спектральную диффузию в совокупности ДУС, причем длина диффузии считалась меньше ω_I . В таком случае активную роль в процессе ЯСРР играют лишь ДУС с квазиемановскими частотами, заключенными в частотном интервале порядка длины диффузии вблизи частоты ω_I . Остальной совокупности ДУС принадлежит в этом процессе, скорее, пассивная роль, и (как это часто делается при рассмотрении эффекта «фононного узкого горла» [1,4]) она может быть отнесена к термостату. При получении уравнения (9) мы учли, что $\beta(E)$ слабо изменяется в пределах ширины коррелятора $G_m(t) = G(t)$ и пренебрегли первым моментом коррелятора

$$G_{mn}(t) = \frac{\langle \tilde{d}_m^+(t) \tilde{d}_n^-(t) d_m^- d_n^+ \rangle}{\langle d_m^+ d_n^- d_m^- d_n^+ \rangle},$$

малым в высокотемпературном приближении, а также учли, что активную роль в процессе ЯСРР играют лишь резонансные ДУС с энергиями $E \sim E_I = \hbar\omega_I \gg l_D$ (l_D — длина спектральной диффузии, величина которой будет оценена в дальнейшем). Наконец, уравнение (10) дополнено слагаемым, описывающим релаксацию ДУС к решетке. Источником этого слагаемого является взаимодействие H_{DL} , а явный вид заимствован из работы [15].

В заключение настоящего раздела заметим, что предельный случай, при котором ширина линии

ЯМР значительно превосходит ширину фурье-образа коррелятора $G_m(t)$, может быть рассмотрен аналогично исследованному выше. В этом предельном случае в выражении (12) вместо фурье-образа коррелятора ДУС будет фигурировать фурье-образ ядерного спинового коррелятора

$$I^{+-}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega t} \frac{\langle \tilde{I}_i^+(t) I_i^- \rangle}{\langle I_i^+ I_i^- \rangle},$$

$$\tilde{I}_i^+(t) = e^{iH_{II} t/\hbar} I_i^+ e^{-iH_{II} t/\hbar}.$$

3. Приступим к качественному анализу системы уравнений (9), (10). Естественно ожидать, что при нарушении теплового равновесия между ЯСС и термостатом прежде всего возникает теплообмен между ЯСС и пакетами ДУС, заключенными в узком интервале энергий $|E - E_I| \sim \hbar/\tau_D$, где $\tau_D = 128\rho v^2 a^3 \beta_L E_{\max} \hbar/\gamma^2 f_{ID}$ — время корреляции $G(t)$, приведенное в работе [17]. Поскольку для всех этих пакетов ДУС T_{EI} практически одинаково и по порядку величины равно T_{E_I} , можно считать, что в процессе теплообмена упомянутые пакеты будут иметь одинаковую температуру, образуя совместно некую «затравочную» термодинамическую подсистему. Теплоемкость этой подсистемы, как нетрудно видеть, дается выражением

$$e^* = \frac{1}{4} k_B (2\hbar/\tau_D E_{\max}) N_{ID} (\beta_L E_I)^2$$

(здесь N_{ID} — число ДУС в единице объема образца) и является пренебрежимо малой по сравнению с теплоемкостью ЯСС. Отсюда (согласно уравнениям (9), (10)) следует, что при условии $T_{E_I} \ll T_{E_{I,L}}$ в процессе взаимной релаксации ЯСС и образовавшейся подсистемы ДУС температура последней будет стремиться к температуре ЯСС со скоростью

$$\frac{1}{T^*} = \frac{\pi}{4} f_s (\overline{s_o^z})^2 \langle I_0^+ I_0^- \rangle \left(\frac{6v^2(a)}{\hbar^2} \right) \tau_D \sim \frac{1}{T_{E_I}}$$

и одновременно за время порядка T^* спектральная диффузия «размажет»

поступающую от ЯСС энергию на «расстояние» порядка длины диффузии $l_D \sim \sqrt{DT^*}$. Поэтому в рамках качественного рассмотрения можно считать, что на начальной стадии процесса релаксации в совокупности ДУС образуется подсистема резонансных ДУС с единой обратной температурой β_p , состоящая из пакетов ДУС, заключенных в энергетическом интервале порядка l_D вблизи частоты ω_I . Что же касается остальных пакетов ДУС, то они могут считаться находящимися в состоянии равновесия с термостатом, составляя с ним единое целое*. Как отмечалось выше, подобный упрощенный подход часто используется при исследовании эффекта «фононного узкого горла» [1,4].

Уравнения, описывающие последующую стадию ЯСРР, заключающуюся в релаксации ЯСС и подсистемы резонансных ДУС к термостату, получаем из исходной системы путем умножения уравнения (10) на $1/4 (N_{ID} E^2/E_{\max})$, последующего интегрирования по E в интервале $E_I \pm l_D$ при условии $\beta(E) = \beta_p$ и подстановки в уравнение (9) значения $\beta(E_I) = \beta_p$. В результате имеем

$$\frac{d\beta_I}{dt} = -\frac{\beta_I - \beta_p}{T_{Ip}}, \quad \frac{d\beta_p}{dt} = -\frac{\beta_p - \beta_I}{T_{pI}} - \frac{\beta_p - \beta_L}{T_{pL}}, \quad (15)$$

где

$$\frac{1}{T_{pI}} = \frac{\pi}{2} f_s (\overline{s_o^z})^2 \langle I_0^+ I_0^- \rangle \left(\frac{6v^2(a)}{\hbar^2} \right) (\hbar/2l_D); \quad (16)$$

$T_{Ip} = T_{IE_I}$ определяется выражением (11), $T_{pL} = T_{E_{I,L}}$ — выражением (14). Система уравнений (15) формально совпадает с полученной в работах [1,4] при исследовании эффекта «фононного узкого горла», и вытекающие из нее следствия хорошо известны. Если $T_{pI} \gg T_{pL}$, то подсистема резонансных ДУС в течение всего процесса ЯСРР будет оставаться в равновесии с термостатом ($\beta_p = \beta_L$), а ЯСС (согласно первому из уравнений (15)) будет релаксировать к термостату за время T_{Ip} , в данном случае не зависящее ни от магнитного поля, ни от температуры. Этот случай, очевидно, соответствует обычной картине ЯСРР. Если же $T_{pI} \ll T_{pL}$, то сначала «легкая» подсистема резонансных ДУС, теплоемкость которой $e_p = 1/4 [k_B (2l_D/E_{\max}) (\beta_I E_I)^2 N_{ID}]$ гораздо меньше теплоемкости ЯСС, за время порядка T_{pI} придет к равновесию с ЯСС (короткий этап), и затем уже

* Если, наоборот, $T_{E_{I,L}} \ll T_{E_I}$, то все пакеты ДУС в течение процесса релаксации будут оставаться в состоянии равновесия с термостатом, вследствие чего формально совокупность резонансных ДУС по-прежнему можно рассматривать как термодинамическую подсистему, не участвующую, однако, активно в ЯСРР.

возникшая таким образом объединенная термодинамическая подсистема ЯС+ДУС за время $T_{IL} = T_{pL}l_I/l_p \gg T_{pL}$ придет в равновесие с термостатом (длинный этап). Общее время релаксации практически определяется T_{IL} , которое в $\sigma = T_{pL}/T_{pI}$ раз превосходит T_{Ip} , т.е. время ЯСРР, которое наблюдалось бы в данных условиях при отсутствии разогрева резонансных ДУС. Существенно, что $T_{IL} \sim (H_0 T_L)^{-2}$. Мы видим, таким образом, что разогрев резонансных ДУС приводит к замедлению процесса ЯСРР, а также и к изменению полевой и температурной зависимостей времени релаксации. В противоположном предельном случае полевая и температурная зависимости T_{IL} несколько меняются и принимают вид $T_{IL} \sim H_0^{-2} T_L^{-3/2}$.

В заключение приведем некоторые численные оценки. Полагая $f_{ID} \sim 10^{-4}$, $f_s \sim 10^{-4}$, $\gamma \sim 10^{-12}$ эрг, $E_{\max} \sim 4 \cdot 10^{-14}$ эрг, $\rho \sim 3$ г/см³, $c \sim 4 \cdot 10^5$ см/с, $a \sim 5 \cdot 10^{-8}$ см, $l/a \sim 5 \cdot 10^{-2}$, $\gamma_I \sim 2,5 \cdot 10^4$ Гс⁻¹·с⁻¹, $g \sim 10^7$ Гс⁻¹·с⁻¹, $T \sim 10^{-2}$ К, $H_0 \sim 3 \cdot 10^3$ Гс, $(s_0^z)^2 \sim 1/4$, $\langle (I_0^z)^2 \rangle \sim 1/4$, $\langle I_0^+ I_0^- \rangle \sim 1/2$, получаем $T_2 \sim 2 \cdot 10^{-4}$ с, $\tau_D \sim 3 \cdot 10^{-3}$ с, т.е. ширина линии ЯМР больше ширины коррелятора $G(t)$. Используя соответствующие этому выражения для кинетических коэффициентов, находим далее $T^* \sim 0,8 \cdot 10^{-2}$ с, $D \sim 7,6 \cdot 10^{-42}$ эрг²·с⁻¹, $l_D \sim 2,5 \cdot 10^{-22}$ эрг, $T_{pI} \sim 4 \cdot 10^{-1}$ с, $T_{pL} \sim 10$ с. Отсюда следует, что сохраняются принятые при построении теории высокотемпературное приближение по ядрам, иерархия временных масштабов $T_2 \ll \tau_D \ll T^* \ll T_{pI} \ll T_{pL}$, а также иерархия энергетических масштабов $\hbar/T_2 \ll l_D \ll \hbar\omega_I$. Коэффициент «узкого горла» $\sigma = 25$. Для значений $l/a \sim 10^{-1}$, $\gamma_I \sim 10^4$ Гс⁻¹·с⁻¹, $E_{\max} \sim 10^{-14}$ эрг при неизменных значениях остальных параметров $T_2 \sim 10^{-3}$ с, $\tau_D \sim 7 \cdot 10^{-4}$ с и, следовательно, реализуется противоположный предельный случай. Тогда из соответствующих выражений для кинетических коэффициентов находим

$$T^* \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}, \quad D \sim 10^{-40} \text{ эрг}^2 \cdot \text{с}^{-1},$$

$$l_D \sim 10^{-21} \text{ эрг}, \quad T_{pI} \sim 1 \text{ с},$$

т.е. принятые при построении условия могут быть соблюдены и в этом случае, причем для коэффициента узкого горла $\sigma \sim 10^3$.

Таким образом, приведенные оценки дают основание полагать, что разогрев резонансных ДУС при одноквантовой ЯСРР в аморфных материалах и при сверхнизких температурах

может оказать существенное влияние на характер релаксационного процесса.

Авторы благодарны Р. Р. Хомерики за полезные замечания, сделанные при обсуждении работы.

Проведение исследований, описанных в настоящей публикации, стало возможным во многом благодаря гранту № 2.12 Академии наук Грузии.

1. C. J. Gorber, L. C. Van der Mavel, and B. Bolger, *Physics* **21**, 103 (1955).
2. L. C. Van der Mavel, J. Van der Broeck, and C. J. Gorber, *Physics* **123**, 361 (1957).
3. P. L. Scott and C. D. Jeffries, *Physics* **127**, 32 (1962).
4. B. W. Faughnan and M. V. P. Strandberg, *J. Phys. Chem. Sol.* **19**, 155 (1961).
5. S. M. Day, E. Obsuka, and B. Josephson, *Phys. Rev.* **A137**, 108 (1965).
6. Л. Л. Буишвили, Н. П. Гиоргадзе, Г. Р. Хуцишвили, *ЖЭТФ* **60**, 1433 (1971).
7. М. А. Теплов, М. Штаудте, Г. Феллер, *ФТТ* **22**, 2460 (1980).
8. T. L. Reineke and K. L. Ngai, *Phys. Rev.* **B12**, 3476 (1975); G. Balzer-Jollenbeck, O. Kanest, and J. Steinert, *Solid State Commun.* **65**, 303 (1988).
9. L. L. Buishvili, A. I. Tugushi, L. Zh. Zakharov, and N. P. Fokina, *Physica* **B168**, 205 (1991).
10. Л. Л. Буишвили, А. И. Меликадзе, А. И. Тугуши, *ЖЭТФ* **94**, 227 (1988).
11. Л. Л. Буишвили, Н. П. Гиоргадзе, Р. Л. Лепсверидзе, *ФНТ* **21**, 931 (1995).
12. P. W. Anderson, B. J. Halperin, and C. Varma, *Phys. Mag.* **25**, 1 (1972).
13. Д. Н. Зубарев, *Неравновесная статистическая термодинамика*, Наука, Москва (1971).
14. Дж. Блэк, в кн.: *Металлические стекла*, Г. Гюнтеродт, Г. Бек (ред.), Мир, Москва (1983).
15. S. Hunklinger and W. Arnold, *Ultrasonic Properties of Glasses at Low Temperatures*, in: *Phys. Acoustics* R. N. Thurston and W. A. Mason (eds.), **12**, 155 (1976).
16. Л. Л. Буишвили, Л. Ж. Захаров, А. И. Тугуши, *ТМФ* **96**, 453 21 (1993).
17. Л. Л. Буишвили, Н. П. Гиоргадзе, *Изв. вузов, Радиопизика* **14**, 1493 (1971).

The influence of heating of two-level systems on low temperature nuclear spin lattice relaxation

N. P. Giorgadze, L. Zh. Zakharov, A. I. Tugushi, and L. L. Chotorlishvili

The influence of heating of two-level systems on low temperature nuclear spin lattice relaxation is investigated. The phonon «bottle-neck» type processes are investigated in amorphous samples where two-level tunnelling systems play the role of resonant phonons.