

БЕСФОНОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В СТЕКЛАХ ПРИ УЛЬТРАНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ю.Каган, Л.А.Максимов, И.Я.Полищук

Российский Научный Центр "Курчатовский Институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 декабря 1999 г.

Показано, что при ультранизких температурах теплопроводность в диэлектрических стеклах обеспечивается переносом энергии по бесконечному кластеру резонансных пар двухуровневых систем. Получены выражения для бесфононного коэффициента теплопроводности ($\sim T^{4/3}$) и температуры кроссовера между фононным и бесфононным механизмами теплопроводности. Обсуждается возможность экспериментального подтверждения полученных результатов.

PACS: 61.43.Dg, 61.43.Fs

1. Известно, что аномальные свойства диэлектрических стекол в области температур ниже 1 К удается вполне удовлетворительно описать в рамках модели туннельных двухуровневых систем (ДУС) [1]. Существенно, что в [1] ДУС рассматривались как не взаимодействующие друг с другом. Эта модель диэлектрического стекла позволила вполне удовлетворительно объяснить экспериментальные результаты в области температур вплоть до 100 мК [2]. Однако уже для понимания, например, релаксации звука необходим учет взаимодействия ДУС с фононами. Такое взаимодействие неизбежно обуславливает косвенное взаимодействие между ДУС, зависящее от расстояния как R^{-3} [3]. Именно R^{-3} характер этого взаимодействия и связанная с ним спектральная диффузия позволили объяснить экспериментально найденную квадратичную температурную зависимость для скорости поперечной релаксации ДУС $\tau_2^{-1} \sim T^2$ [2]. Долгое время считалось, что спектральная диффузия есть единственное проявление взаимодействия между ДУС. В последнее время, однако, было как экспериментально [4], так и теоретически [5, 6] показано, что это взаимодействие приводит к формированию новой ветви коллективных низкоэнергетических возбуждений. Поэтому наряду с однофононной релаксацией ДУС может релаксировать как компонент упомянутой коллективной моды.

Фактически сценарий такой релаксации выглядит следующим образом. Диполь-дипольный характер взаимодействия обуславливает образование сильно связанных пар ДУС. При низких температурах, когда фононы практически выморожены, связанное состояние пары в течение длительного времени представляет собой когерентное образование со своим спектром возбуждений. В этом спектре возбуждений имеется низкоэнергетическая (по сравнению с температурой системы) мода. Связанные пары, в свою очередь, также взаимодействуют между собой по закону R^{-3} . При этом оказывается возможным перенос низкоэнергетического возбуждения между парами ДУС [5, 6]. Учет этого канала релаксации позволил выявить особенности поведения диэлектрических стекол при ультранизких температурах (линейная температурная зависимость коэффициента внутреннего трения [5], скорость потери фазовой памяти [6], скорость ядерной релаксации [7]).

В настоящей работе вычисляется теплопроводность, связанная с описанным выше бесфононным механизмом транспорта элементарных возбуждений при ультранизких температурах.

2. Изолированная ДУС описывается стандартным псевдоспиновым гамильтонианом

$$\hbar = -\Delta S^z - \Delta_0 S^z. \quad (1)$$

При этом функцию распределения $P(\Delta, \Delta_0)$ расстройки уровней Δ и туннельной амплитуды перехода Δ_0 принято описывать выражением [1]

$$P(\Delta, \Delta_0) = \frac{\bar{P}}{\Delta_0}. \quad (2)$$

В интервале температур $0.1 \text{ K} \div 1 \text{ K}$ релаксация в стеклах, в основном, связана с тепловыми ДУС, для которых

$$\Delta \simeq \Delta_0 \simeq T, \quad (3)$$

а энергия возбуждения $E = \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta^2} \simeq T$. Концентрация c_T таких ДУС равна

$$c_T = (\bar{P}/T). \quad (4)$$

Скорость однофононной релаксации таких ДУС (обратного времени жизни) дается выражением [2]

$$\tau_{ph}^{-1} = U_0/\hbar (T/\hbar v)^3, \quad (5)$$

причем

$$U_0 = \gamma^2/\rho v^2, \quad (6)$$

где γ – константа деформационного взаимодействия между ДУС и фононом, ρ и v – соответственно плотность и скорость звука в стекле. Косвенное взаимодействие между ДУС (обусловленное их взаимодействием с фононами) может быть записано в виде [3]

$$\hat{V} \simeq U(R_{ij}) S_i^z S_j^z, \quad U(R_{ij}) \simeq U_0 (a/R_{ij})^3, \quad (7)$$

где a – среднее расстояние между ДУС. Эмпирически установлено для диэлектрических стекол, что $\bar{P}U_0$ – малый параметр.

3. Любая пара ДУС, находящихся на расстоянии R друг от друга, может, вообще говоря, находиться в одном из четырех состояний – $(+-)$, $(-+)$, $(++)$, $(--)$. При этом знаки $+$ и $-$ соответствуют возбужденному и основному состояниям ДУС. Амплитуда вероятности перехода между состояниями flip-флор-конфигурации $(+-)$ и $(-+)$, дается выражением [5]

$$\Delta_{0p}(R) \approx U_0/R^3 \frac{\Delta_0 \Delta'_0}{EE'}. \quad (8)$$

Поскольку существование flip-флор-конфигурации связано с наличием возбужденной ДУС, очевидно, что такие пары, главным образом, составлены из тепловых ДУС (см. (3)). Заметим, кроме того, что поскольку для таких ДУС $\Delta_0 \sim E \sim T$, то амплитуда перехода (8) достигает своего максимального значения U_0/R^3 (при заданном расстоянии). Как показано в работах [5, 6], если

$$\Delta_{0p}(R) \simeq U_0/R^3 \ll T, \quad (9)$$

то амплитуда перехода, связывающая состояния flip-флор-конфигурации двух тепловых ДУС с любым из оставшихся двух состояний (++) , (--) , мала. Поэтому при выполнении условия (9) следует рассматривать только переходы между состояниями flip-флор-конфигурации. Таким образом, такие пары ДУС, по существу, представляют собой двухуровневую систему нового типа, описываемую гамильтонианом вида (1), причем расстройка уровней $\Delta_p = |E - E'|$, а туннельная амплитуда Δ_{0p} определяется выражением (8), энергией перехода в паре $E_p = \sqrt{\Delta_p^2 + \Delta_{0p}^2}$. Существенно, что, в отличие от стандартной модели, параметры пар распределены по закону [5]

$$P^{(2)}(\Delta_p, \Delta_{0p}) \simeq (\overline{PT}) (\overline{PU}_0) / \Delta_{0p}^2. \quad (10)$$

Из квантовой механики известно, что вероятность квантовомеханического (обратимого) перехода в двухуровневой системе максимальна, если расстройка уровней порядка туннельной амплитуды (такие двухуровневые системы называются резонансными). В применении к парам ДУС это означает, что $\Delta_p \sim \Delta_{0p} \sim E_p$. Плотность таких резонансных пар с характерным значением туннельных параметров, распределенных в полосе $E_p(1 - \zeta) \div E_p(1 + \zeta)$ (где некоторый безразмерный параметр $\zeta \leq 1$), с точностью до множителя $\ln \zeta$ равна [5]

$$n_* \simeq (\overline{PT}) (\overline{PU}_0) \quad (11)$$

и не зависит от полосы, то есть выбранного значения E_p . Этот параметр определяет среднее расстояние $R_* \sim n_*^{-1/3}$ между парами рассматриваемой полосы и, следовательно, характерную энергию взаимодействия $E_* = U/r_*^3 = Un_*$. Из двух резонансных пар, принадлежащих некоторой полосе E_p , в свою очередь можно составить новое образование (фактически состоящее из четырех ДУС) и для последнего ввести понятие flip-флор-конфигурации. Это, в частности, позволяет рассматривать две резонансные пары как двухуровневую систему с расстройкой уровней порядка E_p и туннельной амплитудой E_* . Аналогично ДУС и резонансной паре, квантовомеханическая амплитуда перехода в последнем случае не мала, когда две резонансные пары находятся в резонансе друг с другом, то есть когда $E_p \sim E_*$. При этом скорость квантовомеханических осцилляций по порядку величины равна E_*/\hbar . В то же время, рассматриваемые резонансные пары с той же энергией E_* взаимодействуют с макроскопическим числом пар той же энергетической полосы E_* . Поэтому, фактически, имеет место не квантовомеханическая осцилляция, а релаксация – необратимый обмен возбуждением порядка E_* между двумя резонансными парами со скоростью $\tau^{-1} \simeq E_*/\hbar$. Обратим внимание, что этот процесс имеет место только в том случае, если однофононная релаксация ДУС, определяемая выражением (5), не оказывается более эффективной. Как показано в работе [5] однофононная релаксация ДУС подавлена, если

$$T < T_0 = (\overline{PU}_0) \sqrt{\hbar^3 v^3 / U_0}, \quad (12)$$

и рассматриваемые в данной работе эффекты могут иметь место только при температуре $T < T_0$.

4. При рассматриваемой релаксации перенос возбуждения между резонансными парами происходит на расстояние R_* за время τ_* . Поэтому такому процессу может быть сопоставлена диффузия с коэффициентом, равным $D_* = R_*^2 \tau_*^{-1}$.

Плотность энергии, связанная с рассматриваемыми диффундирующими возбуждениями, $\epsilon_* = E_* n_*$. Соответственно удельная теплоемкость $c_* \simeq 2(PT)(\bar{P}U_0)^3$. Это позволяет оценить коэффициент теплопроводности, связанный с рассмотренным релаксационным механизмом:

$$\kappa_* \approx \frac{2T}{3\hbar} (\bar{P}T)^{1/3} (\bar{P}U_0)^{13/3}. \quad (13)$$

Сравним это выражение с коэффициентом фононной теплопроводности, которая обусловлена рассеянием фононов на тепловых ДУС'ах [2]:

$$\kappa_{ph} = \frac{v}{2\pi(\bar{P}U_0)a^2} \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^2. \quad (14)$$

При низких температурах предложенный механизм теплопроводности, описываемый выражением (13), характеризуется более мягкой температурой зависимости и поэтому может оказаться более эффективным.

Кроссовер – смена механизма теплопроводности – происходит при условии $\kappa_* = \kappa_{ph}$ и должен наблюдаться при температуре

$$T_* = \Theta_D (2\pi)^{3/2} (\bar{P}a_0^3 \Theta_D)^{1/2} (\bar{P}U_0)^8. \quad (15)$$

Заметим, что для наблюдения зависимости (13) ограничение на температуру, связанное с условием (12), несущественно, так как всегда имеет место условие $T_* < T_0$.

Таким образом, наблюдение нефононного механизма теплопроводности возможно только, если фактор $(\bar{P}U_0)$ не слишком мал. В диэлектрических стеклах, таких, например, как Suprasil, этот параметр столь мал ($\sim 10^{-3}$), что T_* оказывается гораздо ниже 1 мК. В то же время, в нашей работе [8] было продемонстрировано, что термодинамические и релаксационные свойства Ферми-стекол (андерсоновских диэлектриков) могут быть описаны в рамках модели взаимодействующих двухуровневых систем. Поэтому к ферми-стеклам полностью применимы все результаты, полученные для диэлектрических стекол. Обратим внимание, что вблизи точки перехода диэлектрик–металл параметр $(\bar{P}U_0)$ может стать относительно большим и температура кроссовера сместится в область температур, вполне достижимую экспериментально.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-1629), Министерства образования России в рамках программы поддержки фундаментальных исследований в области естественных наук (грант 97-0-14.0-80), а также в рамках программы INTAS (грант IR-97-1066).

-
1. P.W.Anderson, B.I.Halperin, and C.M.Varma, *Philos. Mag.* **25**, 1 (1972); W.A.Phillips, *J.Low Temp. Phys.* **7**, 351 (1972).
 2. S.Hunklinger and A.K.Raychaudhari, *Progress in Low Temp. Phys.* **9**, 267 (1986).
 3. J.Joffrin and A.Levelut, *Le Journal De Physique*, **36**, 811 (1975).
 4. D.Osheroff, S.Rogge, and D.Natelson, *Czechoslovak J. of Phys.* **46**, Suppl. S6, 3295 (1996).
 5. A.L.Burin and Yu.Kagan, *ЖЭТФ* **80**, 761 (1995).
 6. A.L.Burin, Yu.Kagan, L.A.Maksimov, and I.Ya.Polishchuk, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2945 (1998).
 7. Ю.Каган, Л.А.Максимов, И.Я.Полящук, *ЖЭТФ* **115**, 1 (1999).
 8. Yu.Kagan, L.A.Maksimov, and I.Ya.Polishchuk, *Theory of relaxation phenomena in glasses and doped semiconductors at low temperatures*, *Physica B* (2000) (to be published).