

УСТАНОВЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ НИЖЕ 1 К

И.Б.Левинсон

Обсуждается процесс установления температуры в системе двухуровневые центры + фононы. Показано, что время установления очень велико (при $T \cong 0,2$ К оно составляет около 10 мс).

В последнее время широко обсуждается вопрос о том, как двухуровневые центры, ответственные за линейную теплоемкость диэлектрических стекол ниже 1 К, взаимодействуют с фононами.

Это взаимодействие характеризуется шириной Γ верхнего уровня относительно перехода на нижний с испусканием фонона. Согласно модели туннелирования^{1,2} для центров с данным расщеплением ϵ существует широкий спектр значений Γ ; при этом максимальное значение $\Gamma_0 = \alpha \epsilon \operatorname{cth}(\epsilon/2T)$, где малый параметр $\alpha \cong (\Xi^2/M_0 s^2) \rho a_0^3$ выражается через константу деформационного потенциала Ξ , массу и объем элементарной ячейки M_0 и a_0^3 , скорость звука s и плотность фоновых состояний ρ при $\omega = \epsilon$, между тем как минимальное Γ остается неопределенным.

Попытки получить информацию о распределении центров по Γ основываются на измерении так называемой „быстрой теплоемкости”, т.е. фактически динамики остывания образ-

цов на малых временах ³⁻⁸. Интерпретация экспериментов неявно предполагает, что фононы, инжектированные в стекло, мгновенно термализуются и навязывают свою температуру центрам, причем за время t в равновесие с фононами приходят центры с $\Gamma^{-1} \lesssim t$. Между тем, известно, что процесс установления фононной температуры T в диэлектриках при низких температурах сильно замедляется ⁹. Время термализации t_T за счет ангармонических процессов (распады и слияния) можно оценить по времени спонтанного распада $\tau_a^{-1} \cong \gamma \omega_D \cdot (\omega / \omega_D)^5$ для тепловых фононов $\omega \cong T$; здесь ω_D — дебаевская температура и адиабат-параметр $\gamma \cong \omega_D / M_0 s^2 \cong 10^2$. Полагая $\omega_D = 400$ К и $T = 0,2$ К, получим $t_T \cong 10^4$ с. Таким образом, участие ангармонических процессов исключается даже в самых долговременных экспериментах ⁸, где $t < 10^4$ с.

В связи со сказанным представляет интерес понять, как происходит установление равновесия, и начиная с каких времен можно говорить о температуре стекла ¹⁾. Прежде всего ясно, что если температура и устанавливается за время эксперимента, то это происходит при посредстве центров, и что установившаяся таким образом температура описывает и фононы и центры.

Наиболее быстрые процессы взаимодействия центров с фононами это резонансное поглощение фонона невозбужденным центром и испускание фонона возбужденным центром. Время жизни фонона относительно резонансного поглощения $\tau_r^{-1} = c \omega \text{th}(\omega / 2T)$, где $c \cong (\bar{\Sigma}^2 / M_0 s^2) g a_0^3$, а g — плотность состояний для центров. Типичное значение $c \cong 10^3$, так что для теплового фонона $\omega \cong T = 0,2$ -К имеем $\tau_r \cong 0,1$ мкс. Чтобы оценить Γ_0 , запишем $\alpha \cong \epsilon \gamma^{-1} (\epsilon / \omega_D)^2$, что для теплового центра при $\epsilon \cong T = 0,2$ К дает $\alpha \cong 10^4$ и $\Gamma_0^{-1} \cong 1$ мкс.

При достаточно низких температурах $\Gamma_0^{-1} \gg \tau_r$, т.е. имеет место пленение фононов — фонон быстро поглощается и его энергия ω долго живет в виде возбужденного центра с $\epsilon = \omega$.

За время $\tau_r + \Gamma_0^{-1}$ происходит обмен энергией между фононами и центрами, однако указанные процессы не изменяют спектрального состава фононов и распределения центров по ϵ ; поэтому они не могут термализовать систему центры + фононы. Установление температуры происходит значительно медленнее, за счет процессов более высокого порядка по α и c , например за счет девозбуждения центра ϵ с испусканием двух фононов (оба с частотой $\omega \cong \epsilon / 2$). Максимальную ширину относительно такого процесса легко оценить; она есть $\Gamma_0' \cong \alpha^2 \epsilon$. Если происходит резонансное поглощение фонона ω , а затем девозбуждение поглотившего центра с испусканием двух фононов ω_1 и ω_2 , то это эквивалентно распаду фонона $\omega \rightarrow \omega_1 + \omega_2$ за время $\tau_r + \Gamma_0'^{-1}$, причем узким местом является девозбуждение, как процесс второго порядка. Слияние фононов происходит, когда два фонона ω_1 и ω_2 поглощаются одним центром, который затем испускает один фонон $\omega = \omega_1 + \omega_2$. Возникающий эффективный ангармонизм описывается темпом „спонтанного распада” $\Gamma_0' \cong \gamma^{-2} \omega_D \cdot (\omega / \omega_D)^5$, который в $\gamma^{-3} \cong 10^6$ раз быстрее подлинного τ_a^{-1} .

Усиление эффективного ангармонизма по сравнению с затравочным можно объяснить следующим образом. Затравочный ангармонизм в диэлектрике возникает благодаря поляризации атомных остовов, энергия возбуждения которых порядка атомной; эффективный ангармонизм можно понимать как возникающий благодаря поляризации двухуровневых центров, энергия возбуждения которых много меньше.

Другой возможный механизм размена энергии — неупругое рассеяние фонона с возбуждением или девозбуждением центра. Время жизни теплового фонона относительно такого процесса (с передачей центру энергии порядка T) тоже нетрудно оценить; оно есть $\tau_s^{-1} \cong c \alpha T$. В условиях пленения, когда $c \gg \alpha$, имеем $\tau_s^{-1} \gg \Gamma_0'$. Однако в этих условиях τ_s не может рассматриваться как время установления равновесия. Вероятность того, что фонон неупруго

¹⁾ Планковское распределение фононов, инжектированных из пленки, после распределения по стеклу умножается на множитель (меньше единицы); напомним, что такое распределение не является равновесным — характеризующая его температура является только “цветовой”.

рассеется за время жизни τ_r , есть $\tau_r / \tau_s \cong \alpha$. Поэтому неупругое рассеяние произойдет только через α^{-1} актов поглощения фонона, т.е. через время $\alpha^{-1} \Gamma_0^{-1} \cong \Gamma_0'^{-1}$. Иначе говоря, эффективное время неупругого рассеяния фонона такое же, как и время двухфононного девозбуждения.

Таким образом, все процессы второго порядка по взаимодействию центров с фононами приводят к термализации фононов за время $t_T \cong \gamma^2 \omega_D^{-1} (\omega_D / T)^5$, что при $T = 0,2$ К дает $t_T \cong 10$ мс. Эта термализация происходит при участии центров с $\Gamma \cong \Gamma_0$, однако за ее время установившаяся температура T будет навязана всем центрам с $\Gamma^{-1} \ll t_T$; остальные центры с $\Gamma^{-1} \gg t_T$ будут термализоваться уже после установления фононной температуры.

Сказанное означает, что понятие быстрой теплоемкости как функции температуры $C(T, t)$ имеет смысл только для $t \gg t_T$, так что измеряя $C(T, t)$, можно исследовать только центры с $\Gamma^{-1} \gg t_T$. Именно такова ситуация в экспериментах ^{5,8} выполненных на временах $t \gg 0,1$ с. Сделанные выше оценки времени t_T ставят под сомнение интерпретацию экспериментов ^{3,4,6,7}, выполненных на меньших временах $t \cong 1 \div 100$ мкс, и, возможно, объясняют их противоречивые результаты.

В связи с упомянутым выше эффективным ангармонизмом заметим следующее. Ряд экспериментов ¹⁰⁻¹³ указывает на то, что вблизи поверхности совершенных кристаллов существует некий неизвестный механизм неупругого рассеяния фононов. С другой стороны, вблизи поверхности всегда существует испорченный слой кристалла, с большим количеством дислокаций, т.е. в значительной степени аморфизованный и, возможно, содержащий заметное количество двухуровневых центров. Если это так, то неупругое рассеяние фононов на поверхности можно объяснить эффективным ангармонизмом, возникающим благодаря двухуровневым центрам. Двухуровневые центры вблизи поверхности привлекались для объяснения скачка Капицы ¹⁴.

Эта работа была начата во время пребывания автора в ЦИФИ, Будапешт; руководству этого Института автор выражает благодарность за гостеприимство. Автор благодарен также Т.Гести за многочисленные обсуждения природы двухуровневых центров, Н.Н.Сибельдину за первое указание на существование неупругого рассеяния вблизи поверхности и С.В.Иорданскому за обсуждение связи между дислокациями и двухуровневыми центрами.

Литература

1. Phillips W. J. Low Temp. Phys., 1972, 11, 351.
2. Anderson P.W., Galperin B.I., Varma C.M. Phil. Mag., 1972, 25, 1.
3. Goubau W.M., Tait R.H. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, 1220.
4. Kummer R.B., Dynes R.C., Narayanamurti V. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 1187.
5. Lewis J.E., Lasjaunias J.C. Сб. Phonon Scattering in Condensed Matter, ed H.J. Maris, Plenum, N.-Y. 1979, p. 33.
6. Laponen M.T., Dynes R.C., Narayanamurti V., Garno J.P. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 457; Phys. Rev., 1982, B25, 1161.
7. Meisner M., Spitzmann K. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 265.
8. Zimmerman J., Weber G. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 661.
9. Levinson Y.B. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 1980, 57, 23.
10. Wigmore J.K. J. Appl. Phys., 1970, 41, 1996; Phys. Lett., 1971, 37A, 293.
11. Trump H.J., Eisenmenger W. Zs. Phys. 1977, B28, 159.
12. Ulbrich R.G., Narayanamurti V., Chin M.A. J. Phys. (Paris), 1981, 42, C6, 226.
13. Challis L.J., Ghazi A.A., Wybourne M.N. J. Phys. (Paris), 1981, 42, C6, 229; Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 759.
14. Kinder H. Physica, 1981, 107B, 549.