Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 2, стр. 85 – 88 *25 января 1987 г.*

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ В СТЕКЛАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. ЯВЛЕНИЕ "ВЫЖЖЕННОЙ ДЫРЫ" И НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЧ И ЗВУКА

Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, Д.А.Паршин

Излагаются основы количественной теории спектральной диффузии в стеклах при низких температурах, когда за резонансное поглощение звука и СВЧ ответственны двухуровневые системы. Получены выражения для формы "выжженной дыры" и поправки, пропорциональной интенсивности звука или СВЧ, к коэффициенту резонансного поглощения.

Как известно, поглощение звука и СВЧ в стеклах при низких температурах обусловлено их взаимодействием с двухуровневыми системами (ДУС). Мы рассмотрим нелинейные эффекты при резонансном поглощении. Сюда относится зависимость коэффициента поглощения от интенсивности внешнего сигнала. Сюда же принадлежит и явление "выжженной дыры": если на фоне поглощения сравнительно сильного сигнала частоты ω наблюдать поглощение слабого немного другой частоты ω_1, то можно зарегистрировать уменьшение поглощения последнего в некотором частотном интервале $\nu = \omega - \omega_1$, $|\nu| \ll \omega$ ("выжженная дыра").

Мы коротко изложим количественную теорию этих эффектов в первом приближении по интенсивности сигнала для тех случаев, когда главную роль играет спектральная диффузия[1]. Заключается это явление в следующем. Внешний сигнал частоты ω взаимодействует резонансным образом с ДУС, у которых расстояние между уровнями $e = \hbar\omega$. Но с каждой такой резонансной ДУС соседствует некоторое количество тепловых ДУС, т. е. таких, у которых расстояние между уровнями порядка T. Последние взаимодействуют с резонансной по-разному – в зависимости от того, находятся ли они в основном или возбужденном состоянии. Изменение энергии взаимодействия при их переходах имеет порядок A/r^3 [3]. Здесь r – расстояние между ДУС, а A имеет порядок $D^2/\rho w^2$ (D – деформационный потенциал ДУС, ρ – плотность стекла, w – некоторая средняя скорость звука).

Переходы ("скачки") тепловых ДУС приводят к изменению расстояния между уровнями резонансной. В результате она то выходит из резонанса, то вновь возвращается в резонанс. Таким образом, при наличии спектральной диффузии в резонансе участвует гораздо большее число ДУС, чем в ее отсутствие.

Уравнение для диагональной части, n, матрицы плотности резонансной ДУС и недиагональной части – $if\exp(i\omega t)$ имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma(n - n_0) - F\mathrm{Re}f, \tag{1}$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + i[\omega - e/\hbar - \Delta\omega(t)]f + \frac{\gamma}{2}f = \frac{F}{2}(2n - 1). \tag{2}$$

Здесь $\hbar F/2$ – матричный элемент для перехода между уровнями, характеризующий взаимодействие сигнала с резонансной ДУС, γ – затухание резонансной ДУС, $n_0 = [\exp(e/T) + 1]^{-1}$ $\Delta\omega(t) = \sum_l J_l\xi_l(t)$ – случайное изменение собственной частоты резонансной ДУС; суммирование производится по всем тепловым ДУС. Далее, $J_l = A/\hbar r_l^3$, где r_l – расстояние от l-й тепловой ДУС до данной резонансной. Функция $\xi_l(t)$ попеременно принимает значения 1 и -1 в случайные моменты времени; средняя частота таких скачков есть Γ_l. Различные функции ξ_l считаются некоррелированными.

Изменение ΔQ поглощения слабого пробного сигнала частоты ω_1, в присутствии сильного, вызывающего изменение равновесной заселенности Δn, есть

$$\Delta Q = -\pi\omega_1 F_1^2 P \int_0^\infty de \langle\langle \Delta n(t)\delta[\hbar\omega_1 - e - \hbar\Delta\omega(t)]\rangle_\xi\rangle_c. \tag{3}$$

Здесь F_1 – амплитуда слабого сигнала, P – константа, характеризующая плотность состояний ДУС (порядка 10^{33} эрг $\cdot$ см$^{-3}$); одна пара угловых скобок означает усреднение по реализациям случайного процесса $\xi(t)$, а другая – по расположениям тепловых ДУС.

Решая систему (1), (2) методом иттераций по F, получаем в наинизшем приближении по F^2:

$$\Delta Q = -B\int_0^\infty d\tau' e^{-\gamma\tau'}\int_0^\infty d\tau\, e^{-\gamma\tau/2}\cos\nu\tau\,\langle L(\tau, \tau')\rangle_c, \tag{4}$$

[1] Понятие спектральной диффузии ввели Клаудер и Андерсон [1] в теории магнитного резонанса. На важность ее для низкотемпературной физики стекол указано в работах [2-5].

где $B = \pi\omega_1 F_1^2 F^2 P[1/2 - n_0(\hbar\omega)]$, а $L(\tau, \tau')$ представляет собой произведение независимых средних, каждое из которых отвечает одной какой-нибудь ДУС и равно:

$$\varphi(\tau, \tau') = \langle \exp[iJ\tau\xi(0) - iJ \int_{\tau'}^{\tau+\tau'} \xi(t)dt] \rangle_{\xi,\ \xi(0)} . \quad (5)$$

Усреднение производится по всем реализациям случайного процесса $\xi(t)$ при заданных начальных значениях $\xi(0)$ в некоторый произвольный момент $t = 0$ и по всем $\xi(0)$. Производя усреднение методом, изложенным в [6], приходим к результату:

$$\varphi(\tau, \tau') = \cos J\tau\, e^{-\Gamma\tau}\left[\mathrm{ch}\sqrt{\tau^2 - J^2}\,\tau + \frac{\Gamma}{\sqrt{\Gamma^2 - J^2}}\mathrm{sh}\sqrt{\Gamma^2 - J^2}\,\tau\right] +$$

$$+ \sin J\tau\, e^{-\Gamma(\tau + 2\tau')}\frac{J}{\sqrt{\Gamma^2 - J^2}}\mathrm{sh}\sqrt{\Gamma^2 - J^2}\,\tau . \quad (6)$$

Далее, усредняя по всевозможным расположениям тепловых ДУС (см. [7]) и значениям их туннельных прозрачностей, от которых зависят частоты переходов Г, мы получаем:

$$\langle L(\tau, \tau')\rangle_c = \exp\left[-\frac{V(\tau, \tau')}{\tau_d}\right] , \quad (7)$$

где

$$V(\tau, \tau') = \int_0^{\Gamma_0}\frac{d\Gamma}{\Gamma}\int_0^{\infty}\frac{dJ}{J^2}\,[1 - \varphi(\tau, \tau')] . \quad (8)$$

Здесь Γ_0 — характерная частота переходов тепловых ДУС за счет взаимодействия с фононами, равная по порядку величины $\Gamma_0 \simeq D^2 T^3 / \rho\hbar^4 w^5$, а $\hbar/\tau_d = A/\bar{r}^3 = APT$ есть характерная энергия взаимодействия тепловых ДУС на среднем расстоянии между ними, равном $\bar{r} = (PT)^{-1/3}$.

При малых значениях $\widetilde{F}$ коэффициент нелинейного поглощения α можно представить в виде $\alpha = \alpha_0(1 - F^2/F_c^2)$, где α_0 — его линейное значение. Критическое значение амплитуды сигнала F_c может быть рассчитано таким же методом.

Ниже приводятся результаты расчета для случаев, когда существенна спектральная диффузия. Эти результаты зависят от соотношения между температурой T и характерной температурой T_D, определяемой из условия $\Gamma_0 = 1/\tau_d$ и равной по порядку величины $\sqrt{P\hbar^3 w^3} \simeq$ $\simeq 1$ К. 1) При $T \gg T_D$, $\gamma \ll 1/\tau_d$

$$F_c^2 = \frac{\gamma}{\tau_d}L; \qquad L = \frac{\pi}{2}\ln(1/\gamma\tau_d). \quad (9)$$

Это выражение отличается от оценки работы [3] большим логарифмическим множителем. Форма выжженной дыры лоренцева:

$$\Delta Q = -\frac{B}{\gamma}\frac{L/\tau_d}{\nu^2 + (L/\tau_d)^2} \quad (10)$$

2) При $T \ll T_D$ и $\Gamma_0 \ll \gamma \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$

$$F_c^2 = \frac{2\pi\Gamma_0}{\tau_d\ln(\Gamma_0/\gamma^2\tau_d)} , \quad (11)$$

а форма выжженной дыры существенно нелоренцева:

$$\Delta Q = -B\int_0^{\infty} d\tau\cos\nu\tau\,\frac{\exp(-\pi\Gamma_0\tau^2/2\tau_d)}{\gamma + (\pi\Gamma_0\tau/\tau_d)} . \quad (12)$$

3) Наконец, при $T \ll T_D$ и $\gamma \ll \Gamma_0 \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$

$$F_c^2 = \frac{\gamma}{\tau_d} L_1 \; ; \qquad L_1 = \frac{\pi}{2} \ln \frac{\Gamma_0}{\gamma} \; , \tag{13}$$

а форма выжженной дыры опять-таки лоренцева и дается формулой (10) с заменой L на L_1.

Выражения (9) и (13) хотя и совпадают с точностью до логарифмических множителей с оценкой [3], но определяются совершенно разной физикой. Это видно уже из того, что им соответствуют и разные (большие) логарифмические множители и разная форма выжженной дыры. Оценка (11), опять-таки с точностью до большого логарифмического множителя, была получена в работе [5], где анализировался нестационарный случай. Здесь же рассмотрен стационарный случай. Это означает, что длительность импульса сигнала предполагается в случаях 1) и 3) больше, чем γ^{-1}, а в случае 2) – больше, чем Γ_0^{-1}. Кроме того, для нас существенно также предположение о равновесности фононной функции распределения.

Было бы очень интересно изучить на опыте одновременно нелинейное резонансное поглощение и форму выжженной дыры в разных случаях. Подробное сопоставление с выводами изложенной теории позволило бы разобраться в особенностях взаимодействия ДУС в стеклах.

Литература

1. *Klauder J.R., Anderson P.W.* Phys. Rev., 1962, **125**, 912.
2. *Joffrin J. et ' Levelut A.* J. Phys. (Paris), 1975, **36**, 811.
3. *Hunklinger S. Arnold W.* In: Physical Acoustics, ed. by W.P. Mason and R.N. Thurston, Academic, New-York, 1976, vol. 12, p. 155.
4. *Black J.L., Halperin B.I.* Phys. Rev., 1977, **B16**, 2879.
5. *Laikhtman B.D.* Phys. Rev., 1986, **B33**, 2781.
6. *Кляцкин В.И.* Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980.
7. *Chandrasekhar S.* Rev. Mod. Phys., 1943, **13**, 1. См. перевод: Чандрасенар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. – М.: ИЛ, 1947.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 ноября 1986 г.