УДК 536.48 : 537.874.72

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ В СТЕКЛАХ. ЯВЛЕНИЕ «ВЫЖЖЕННОЙ ДЫРЫ» И НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Д. А. Паршин, В. Н. Соловьев

Проведен численный анализ влияния спектральной диффузии на нелинейное резонансное поглощение и выжженную дыру в стеклах, обусловленных двухуровневыми системами. Показано, что в стационарном случае при больших интенсивностях коэффициент поглощения обратно пропорционален интенсивности падающей волны. В нестационарном режиме при малых длительностях импульса имеет место корневая зависимость коэффициента поглощения от интенсивности. Ширина выжженной дыры определяется спектральной диффузией и практически не зависит от интенсивности. Для типичных экспериментальных условий форма дыры является лоренцевой.

Известно, что многие свойства стекол при низких температурах обусловлены существованием в них так называемых двухуровневых систем (ДУС) [1]. В настоящей работе приведены данные численных расчетов нелинейного резонансного поглощения и выжженной дыры. Теория этих явлений в стационарном случае при малых интенсивностях построена в работах [2, 3], а с учетом накопления резонансных фононов — в [4, 5]. Количественная теория этих эффектов при больших интенсивностях, однако, развита недостаточно. Связано это в первую очередь с тем, что они осложнены явлением спектральной диффузии.

Впервые оно обсуждалось в теории магнитного резонанса Клаудером и Андерсоном [6]. При исследовании низкотемпературной кинетики диэлектрических стекол аналогичный подход использовали Жоффрен и Левлю [7], Хунклингер и Арнольд [8], Блэк и Халперин [9], Голдинг и Грабнер [10], Лайхтман [11].

Явление спектральной диффузии состоит в следующем. Каждая ДУС создает вокруг себя поле деформаций, величина которых зависит от того, в каком энергетическом состоянии (верхнем или нижнем) находится данная ДУС. Наиболее важны так называемые тепловые ДУС с энергией $E \leqslant T$. Под влиянием тепловых фононов они постоянно совершают переходы (скачки) из одного состояния в другое. Поэтому поле деформаций, создаваемое ими вокруг, флуктуирует во времени. В свою очередь энергия любой ДУС меняется при деформации. Поэтому переходы в окружающих ее тепловых ДУС приводят к тому, что эта энергия также флуктуирует во времени. Случайное изменение со временем энергии ДУС за счет взаимодействия с другими ДУС и получило название спектральной диффузии.

Ниже мы с помощью численного моделирования на ЭВМ рассмотрим влияние спектральной диффузии на зависимость коэффициента резонансного поглощения от интенсивности и форму выжженной дыры. Напомним, что выжженной дырой называют [8] уменьшение коэффициента поглощения слабого пробного сигнала на частоте ω_1 при наличии сильного на частоте ω в зависимости от расстройки $\omega-\omega_1$. Некоторые из результатов настоящей работы были кратко изложены в [12].

1. Качественная картина

Чтобы лучше представить физическую картину, рассмотрим, какие параметры характеризуют явление спектральной диффузии [3]. Взаимодействие переменного поля частоты ω и резонансной ДУС с расстоянием между уровнями $e=\hbar\omega$ характеризуется матричным элементом $\hbar F/2$ для перехода между уровнями. Явные выражения для F зависят от того, рассматривается ли взаимодействие с ультразвуком или же с переменным электрическим полем. Величина F есть не что иное, как частота Раби для ДУС, и характеризует частоту когерентных осцилляций заселенности ДУС под действием резонансного возмущения. Другим параметром теории является ширина $\hbar\gamma$ уровней резонансной ДУС, обусловленная испусканием и поглощением фононов с энергией e. Энергия взаимодействия резонансной ДУС с тепловыми ДУС имеет характерную величину $\hbar/\tau_d \simeq D^2PT/\rho v^2$, где P — постоянная, не зависящая от энергии плотность состояний ДУС в стекле; ρ — плотность стекла; v — средняя скорость звука; D — деформационный потенциал. Наконец, частота скачков тепловых ДУС равна $\Gamma_0 \simeq D^2T^3/\rho\hbar^4v^5$.

Как мы увидим, важную роль во всем явлении спектральной диффузии играет соотношение между $1/\tau_d$ и Γ_0. Появление в теории безразмерного параметра $\Gamma_0\tau_d$ можно пояснить следующим образом. На малых временах $t \ll \Gamma_0^{-1}$ уход собственной частоты резонансной ДУС от резонанса происходит со временем по линейному закону

$$|e(t)-e(0)| \simeq \hbar\Gamma_0 t/\tau_d. \tag{1}$$

Происхождение этой формулы следующее [11]. Рассмотрим объем с линейными размерами порядка r_t, окружающий резонансную ДУС. В этом объеме имеется $\simeq PTr_t^3$ тепловых ДУС с характерными частотами перехода порядка Γ_0. Скачок хотя бы одной тепловой ДУС в данном объеме к моменту времени t происходит с вероятностью порядка единицы, если r_t удовлетворяет условию $\Gamma_0 tPTr_t^3 \approx 1$. Соответствующее этому скачку характерное изменение энергии резонансной ДУС есть

$$D^2/\rho v^2 r_t^3 \approx \hbar\Gamma_0 t/\tau_d.$$

Отсюда непосредственно и следует (1). На рис. 1, *а—в* приведены зависимости собственной частоты резонансной ДУС от времени за счет взаимодействия с тепловыми соседями, получающееся в процессе моделирования (см. раздел 2). Видно качественное согласие с зависимостью (1).

В результате характерное время сбоя фазы волновой функции резонансной ДУС τ_φ есть

$$\tau_\varphi \simeq \sqrt{\tau_d/\Gamma_0}. \tag{2}$$

Выражение (2) справедливо, если это время много меньше характерного времени между скачками $1/\Gamma_0$, т. е.

$$\Gamma_0\tau_d \ll 1. \tag{3}$$

При $\Gamma_0\tau_d \gg 1$ за время $t \ll \Gamma_0^{-1}$ фаза резонансной ДУС успевает измениться только на малую величину, т. е. не успевает сбиваться. Таким образом, характерное время сбоя фазы $\tau_\varphi \gg \Gamma_0^{-1}$. С другой стороны, на больших временах $t \gg \Gamma_0^{-1}$ характерное значение расстройки (рис. 1, *а—в*) перестает зависеть от времени, поскольку разность $|e(t)-e(0)|$ не может по порядку величины превысить характерную величину $\hbar/\tau_d$. Иными словами, расстройка в этом случае блуждает случайным образом по интервалу $\hbar/\tau_d$. Соответственно время сбоя фазы τ_φ определяется спектральной шириной этого интервала и имеет порядок $\tau_\varphi \simeq \tau_d \gg \Gamma_0^{-1}$.

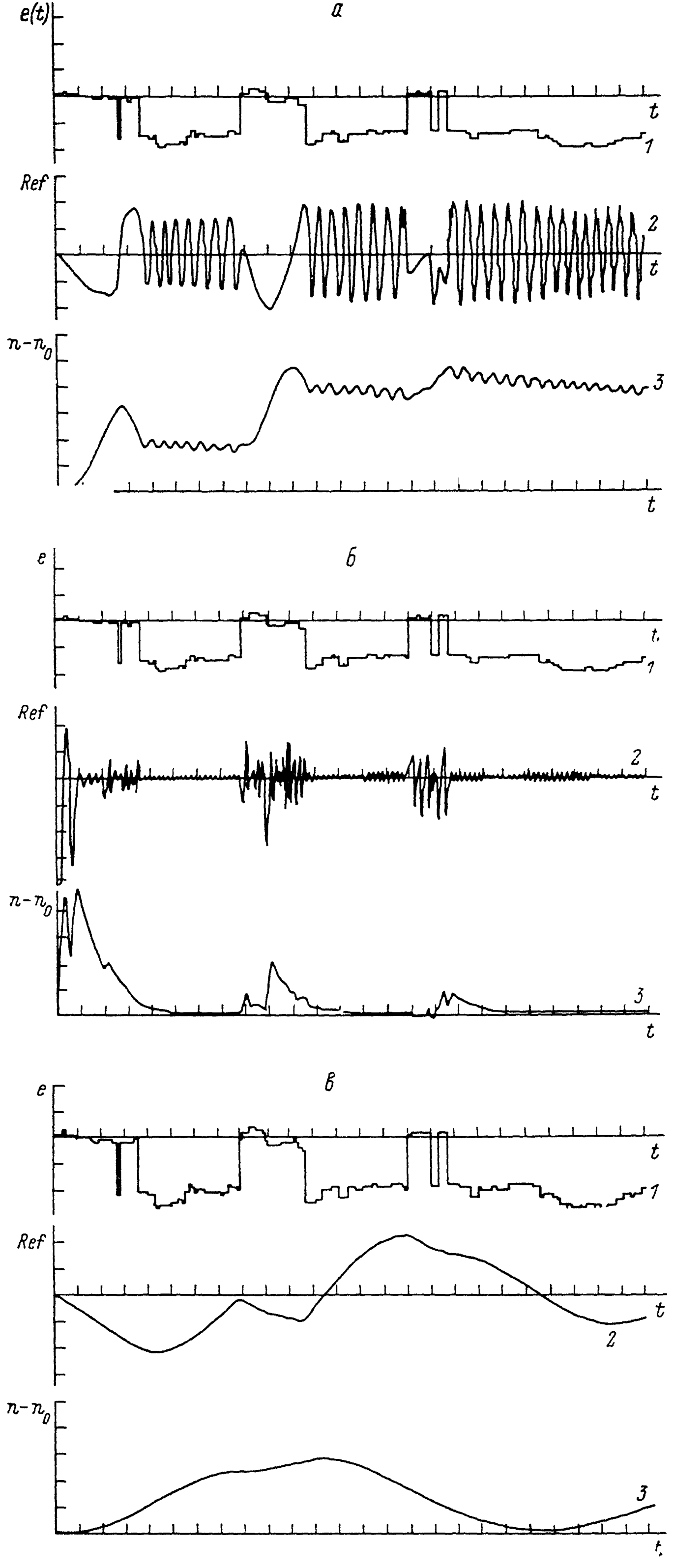

Рис. 1. Изменение со временем основных характеристик процесса резонансного поглощения для случая низких температур $\gamma \ll \Gamma_0 \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$ (*а*), квантового случая $\Gamma_0 \ll \gamma \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$ (*б*) и $\Gamma_0 \gg 1/\tau_d \gg \gamma$ (*в*).

1 — собственная частота резонансной ДУС $e(t)$; *2* — вещественная часть недиагональной компоненты матрицы плотности $\mathrm{Re}\, f(t)$, *3* — изменение заселенности верхнего уровня резонансной ДУС n относительно равновесного значения n_0. Звено гистограммы соответствует перевороту случайно выбранной тепловой ДУС в течение времени $\Delta t = 1/\Gamma_0 N$.

Из этих рассуждений следует, что существуют две области — высоких и низких температур по сравнению с характерной температурой T_D. Последняя определяется из условия равенства единице характерного параметра $\Gamma_0\tau_d$

$$T_D = (p\hbar^3 v^3)^{1/2}. \tag{4}$$

Эта температура была введена в [11, 13]. Ее типичное значение для диэлектрических стекол 0.1—1 K.

В пренебрежении взаимодействием между ДУС и связанным с ним явлением спектральной диффузии коэффициент резонансного поглощения α определяется соотношением между величиной F и собственным затуханием резонансной ДУС γ. Коэффициент поглощения пропорционален произведению разности заселенностей нижнего и верхнего уровней ДУС на спектральную ширину линии поглощения. При $F \ll \gamma$ разность заселенностей в нулевом приближении не зависит от F и определяется своим равновесным значением, а контур линии поглощения — лоренцевский с шириной γ. Коэффициент поглощения описывается в том же приближении линейной теорией; в следующем приближении возникает поправка по параметру $(F/\gamma)^2$.

Если же $F \gg \gamma$, то разность заселенностей убывает обратно пропорционально F^2, т. е. интенсивности, а ширина области резонанса вследствие осцилляций Раби растет $\sim F$ (так называемое динамическое уширение спектральной линии). В результате оказывается, что коэффициент поглощения обратно пропорционален F. Таким образом, критическая амплитуда F_c, определяющая нелинейные эффекты, в этом случае равна γ. Соответственно ширина выраженной дыры порядка γ при $F \ll F_c$ и порядка F при $F \gg F_c$.

Оценим теперь критическую амплитуду F_c в тех случаях, когда существенна спектральная диффузия.

Случай низких температур, $T \ll T_D$ $(\Gamma_0\tau_d \ll 1)$. Здесь можно выделить два предельных случая, когда важна спектральная диффузия

$$\Gamma_0 \ll \gamma \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}, \quad \gamma \ll \Gamma_0 \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}. \tag{5), (6}$$

В первом из них критическая интенсивность определяется из условия, что за время $1/F$ порядка периода осцилляций Раби энергия резонансной ДУС уходит за счет спектральной диффузии в соответствии с (1) на величину порядка F. Отсюда получается оценка для критической амплитуды

$$F_c \simeq \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}. \tag{7}$$

Оценка для ширины выжженной дыры получается при этом из следующих соображений. Резонансная ДУС, проходя область резонанса шириной порядка $\sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$, возбуждается при $F \gtrsim F_c$ с вероятностью порядка единицы. Затем она выходит из резонансной области, оставаясь в возбужденном состоянии еще время $t \simeq \gamma^{-1} \ll \Gamma_0^{-1}$ (кривая *2* на рис. 1, *а*). Подставляя это время в (1), мы приходим к выводу, что ширина выжженной дыры при этом оказывается порядка $\Gamma_0/\gamma\tau_d$.

Во втором случае оценку критической интенсивности можно получить на основе следующей качественной картины [11]. Область случайных изменений собственной частоты резонансной ДУС $1/\tau_d$ в данном случае гораздо больше ширины резонанса $\sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$. При случайных изменениях собственной частоты резонансная ДУС многократно возвращается в резонансную область. Всякий раз при этом происходит возрастание ее заселенности на малую величину $F^2\tau_\varphi^2 = F^2\tau_d/\Gamma_0 \ll 1$ (кривая *2* на рис. 1, *б*). Общее число таких возвратов за время «жизни» $1/\gamma$ есть Γ_0/γ, и, таким образом, полное изменение заселенности за это время есть $(F^2\tau_d/\Gamma_0)(\Gamma_0/\gamma)$. Приравнивая эту величину единице, мы приходим к оценке для F_c

$$F_c \simeq \sqrt{\gamma/\tau_d}. \tag{8}$$

Ширина выжженной дыры получается порядка $1/\tau_d$.

Случай высоких температур, $T \gg T_D$ $(\Gamma_0\tau_d \gg 1)$. Спектральная диффузия важна здесь при

$$\Gamma_0 \gg 1/\tau_d \gg \gamma. \tag{9}$$

Вследствие частых скачков тепловых пар все резонансные ДУС из спектрального интервала шириной $1/\tau_d$ оказываются неравновесными (кривая 2 на рис. 1, *в*). При этом характерная скорость изменения заселенности есть $F^2\tau_d$, а скорость релаксации за счет тепловых фононов есть γ. Сравнение этих величин дает оценку

$$F_c \simeq \sqrt{\gamma/\tau_d}, \tag{10}$$

в то время как ширина выжженной дыры равна ширине области спектральной диффузии $1/\tau_d$, что в свою очередь много больше F_c.

Теоретические расчеты, проведенные в [3, 5], а также проводимые ниже численные оценки удовлетворительно согласуются с оценками (7), (8) и (10).

2. Описание модели и основные уравнения

Рассмотрим систему из N равномерно распределенных в объеме V тепловых ДУС. Радиус-вектор r_i i-й тепловой ДУС определяется тройкой чисел (x_i, y_i, z_i), задаваемой генератором псевдослучайных чисел (ГПЧ). В начало системы координат поместим резонансную ДУС. Среднее расстояние между тепловыми ДУС $r_0=(3V/4\pi N)^{1/3}$. Изменение собственной частоты резонансной ДУС, обусловленное взаимодействием с тепловыми соседями, равно

$$\hbar\Delta\omega(t) \equiv e(t) - e(0) = \sum_i \hbar\mathcal{J}_i\xi_i(t). \tag{11}$$

Здесь $\xi_i(t)$ — случайная функция времени, описываемая телеграфным процессом. Она попеременно принимает значения $+1$ и -1 в случайные моменты с частотой Γ_0. Различные функции $\xi_i(t)$ мы считаем некоррелированными. $\mathcal{J}_i=D^2/\hbar\rho v^2 r_i^3$, где r_i — расстояние от i-й тепловой ДУС до резонансной. Заметим, что характерная энергия $E_d=(\hbar/\tau_d) \sim \hbar\mathcal{J}(r_0)$. Обозначим $z=\omega-e/\hbar$ величину расстройки резонансной ДУС.

В течение временно́го интервала Δt случайно выбранная ГПЧ тепловая ДУС совершает скачок. На следующем шаге переворачивается какая-нибудь другая (или та же самая) тепловая ДУС и т. д. На каждом шаге i для данного z решается система уравнений для диагональной n и недиагональной f компонент матрицы плотности резонансной ДУС [2, 3]

$$\begin{gathered}\partial n/\partial t = -\gamma(n-n_0) - F\,\mathrm{Re}\,f,\\ \partial\,\mathrm{Re}\,f/\partial t = F(n-1/2) + s\,\mathrm{Im}\,f - (\gamma/2)\,\mathrm{Re}\,f,\\ \partial\,\mathrm{Im}\,f/\partial t = -s\,\mathrm{Re}\,f - (\gamma/2)\,\mathrm{Im}\,f.\end{gathered} \tag{12}$$

Здесь $n_0=[\exp(e/T)+1]^{-1}$ — равновесная заселенность верхнего уровня резонансной ДУС; $s=z-\Delta\omega(t)$.

Для численного решения системы (12) нами была использована неявная схема интегрирования. Для уравнения $du/dt+\psi(u, t)=0$ она имеет вид $u^{i+1}=u^i-(\Delta t/2)(\psi^i+\psi^{i+1})$ [14].

В моменты времени $t_k=k\bar{t}$ $(k=1, 2, \ldots)$ находятся средние

$$\langle\mathrm{Re}\,f\rangle_k = \frac{\Delta t}{k\bar{t}} \sum_{i=1}^{k\bar{t}/\Delta t} \mathrm{Re}\,f^i, \tag{13}$$

$$\langle n - n_0 \rangle_k = \frac{\Delta t}{k\bar{t}} \sum_{i=1}^{k\bar{t}/\Delta t} (n^i - n_0), \tag{14}$$

где $\bar{t}$ — отрезок времени, на котором производится усреднение. Проверяется также неравенство, следующее из первого уравнения (12) в стационарном случае

$$\langle \mathrm{Re}\, f \rangle_k = (-\gamma/F) \langle n - n_0 \rangle_k. \tag{15}$$

Если средние (13), (14) на k-м и $(k+1)$-м отрезках времени в пределах заданной точности равны, а также с той же степенью точности выполняется равенство (15), то определяется «стационарный» коэффициент поглощения для резонансной ДУС с фиксированной расстройкой z

$$\alpha(z) = (-2/F) \langle \mathrm{Re}\, f \rangle. \tag{16}$$

Далее расчет производится для другого z и суммарный коэффициент поглощения α (F) для заданной конфигурации тепловых ДУС находится интегрированием α (z) по всем z, дающим существенный вклад. Затем расчет повторяется для новой случайной конфигурации тепловых ДУС и результаты усредняются по конфигурациям.

Для формы выжженной дыры имеем

$$\Delta Q = \left\langle \int de \Delta n_{\omega - e/\hbar}(t)\, \delta(\omega_1 - e/\hbar - \Delta\omega(t)) \right\rangle_t =$$

$$= \langle \Delta n_{\omega - \omega_1 + \Delta\omega(t)}(t) \rangle_t \equiv \Delta Q(\omega - \omega_1), \tag{17}$$

где ω_1 — частота пробного импульса малой интенсивности в присутствии сигнала накачки, вызывающего изменение заселенности $\Delta n_z(t) = n - n_0$ в момент времени t для резонансной ДУС с расстройкой z. Из (17) следует алгоритм расчета. Действительно, найдем Δn_z (t) для всех возможных значений отстройки z. Тогда, согласно (17), для каждого момента времени следует выбрать такое Δn, для которого имеет место равенство $\omega - \omega_1 + \Delta\omega$ $(t) \equiv z$. Интеграл по всем t для выбранного таким образом Δn и определяет форму выжженной дыры.

Расчеты проводились для следующего набора данных: число тепловых ДУС $N=50$; объем, в котором они сгенерированы, $V=8$; число конфигураций, по которым проводится усреднение, 20; шаг при интегрировании по расстройке $\Delta z = 0.5$. Значения параметров Γ_0, γ, $1/\tau_d$ определяются конкретным вариантом расчета. Относительная погрешность не превышала 5 %.

3. Результаты расчета

Ниже приведены результаты численного моделирования.

Нелинейное резонансное поглощение. Стационарный случай. Результаты расчетов в тех ситуациях, когда важна спектральная диффузия (см. (5), (6), (9)), приведены на рис. 2. Кривая *1* имеет место при низких температурах ($T \ll T_D$) и соотношении параметров

$$\gamma \ll \Gamma_0 \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}.$$

Расчеты проведены для значений параметров $\Gamma_0=1$, $\gamma=0.1$, $1/\tau_d=10$. Шаг интегрирования по времени $\Delta t = 1/\Gamma_0 N$. Критическая интенсивность определялась по уровню 0.5 от значения коэффициента поглощения при $F \to 0$. Найденное значение критической интенсивности $F_c \simeq 1$ совпадает с оценкой (8).

Другой важный низкотемпературный случай (5)

$$\Gamma_0 \ll \gamma \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$$

иллюстрирует кривая *2* (рис. 2). Здесь $\Gamma_0=0.02$, $\gamma=0.1$, $1/\tau_d=10$. Соответствующее значение критической интенсивности $F_c \simeq 0.5$. (Оценка (7) дает величину того же порядка $\simeq 0.45$).

Заметим, что на этой кривой имеется еще один излом при значении амплитуды $F \simeq 2$, что совпадает по порядку величины с шириной выжженной дыры в этом случае $\Delta\nu \simeq \Gamma_0/\gamma\tau_d$. Причину этого излома можно объяснить следующим образом. Как следует из формул (15), (16), стационарный коэффициент поглощения $\alpha(z)$

$$\alpha(z) = (2\gamma/F^2)\langle n - n_0\rangle_t,$$

т. е. пропорционален среднему во времени отклонению заселенности верхнего уровня n от его равновесного значения n_0.

Значение $\langle n-n_0\rangle_t$ в этом случае можно оценить из следующих соображений. Мы видим (см. раздел 1), что резонансная ДУС изменяет свою заселенность в резонансной области шириной $\hbar\sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$, которая проходится

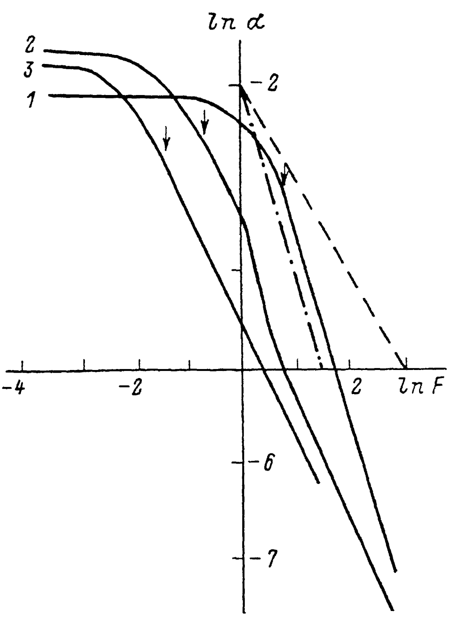

Рис. 2. Зависимость коэффициента нелинейного резонансного поглощения от интенсивности для $\gamma \ll \Gamma_0 \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$ (*1*), $\Gamma_0 \ll \gamma \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$ (*2*), $\Gamma_0 \gg 1/\tau_d \gg \gamma$ (*3*).

Штриховая линия — зависимость $\alpha \sim F^{-1}$, штрихпунктирная — $\alpha \sim F^{-2}$. Стрелками отмечены критические интенсивности.

за время $\sqrt{\tau_d/\Gamma_0}$. Она существует в возбужденном состоянии время $\simeq\gamma^{-1} \gg \sqrt{\tau_d/\Gamma_0}$, после чего девозбуждается, испуская фонон. Все остальное время (пока она проходит область спектральной диффузии шириной $\simeq\hbar/\tau_d$) у нее $n=n_0$. Возвращается она в резонансную область через время $\simeq\Gamma_0^{-1} \gg \gamma^{-1}$. Таким образом, доля времени, проводимая резонансной ДУС в возбужденном состоянии (т. е. с $n=1/2$), порядка $\Gamma_0/\gamma \ll 1$. Отсюда для всех z, лежащих в интервале шириной $1/\tau_d$ вблизи резонанса,

$$\langle n - n_0\rangle_t \simeq (1/2 - n_0)(\Gamma_0/\gamma)$$

и коэффициент поглощения оказывается обратно пропорционален интенсивности $\alpha \sim 1/F^2$. Этот вывод справедлив в диапазоне интенсивностей

$$F_c < F < \Delta\nu$$

и хорошо подтверждается численным расчетом.

При бо́льших значениях интенсивности $F > \Delta\nu$ физическая картина несколько иная. Теперь резонансная ДУС находится в возбужденном состоянии время $\simeq F\tau_d/\Gamma_0 \gg \gamma^{-1}$. Поэтому

$$\langle n - n_0\rangle_t \simeq (1/2 - n_0)\,F\tau_d,$$

и в результате при $F > \Delta\nu$ коэффициент поглощения $\alpha \sim 1/F$, что коррелирует с результатами численного моделирования ($\alpha \sim 1/F^{1.4}$).

Кривая *3* (рис. 2) получена в случае высоких температур ($T \gg T_D$) при

$$\Gamma_0 \gg 1/\tau_d \gg \gamma,$$

где $\Gamma_0=0.5$, $\gamma=0.02$, $1/\tau_d=0.1$. Для F_c имеем величину порядка 0.05.

Однако сравнивать эту величину с оценкой (10) нельзя, поскольку существенную роль при получении этой оценки играет разброс частот скачков Γ_0 тепловых ДУС в стеклах, который не учитывался при численном моделировании. А именно частота Γ_0 считалась одинаковой для всех тепловых ДУС. В такой ситуации при условии $\Gamma_0 \gg 1/\tau_d$ имеет место явление динамического сужения спектральной линии и критическая интенсивность определяется скачками ближайших к резонансной тепловых ДУС [13]

$$F_c \simeq \sqrt{\gamma (1/\tau_d)^2/\Gamma_0} \simeq 0.02.$$

Это по порядку величины коррелирует с результатами численного расчета. Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности в этом случае (как следует из [13]) должна следовать закону $\alpha \sim 1/F$, что также находится в неплохом согласии с расчетом, из которого следует, что в стационарном режиме $\alpha \sim 1/F^{1.3}$.

Как было показано в работе [3], из качественных рассуждений в стационарном случае при учете разброса частот скачков тепловых ДУС при интенсивностях выше критической (10) $\alpha \sim 1/F^2$.

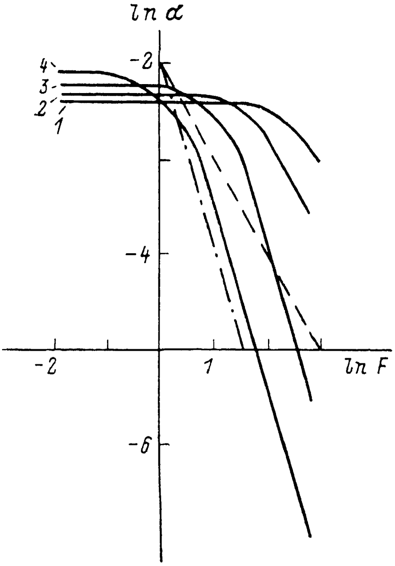

Рис. 3. Зависимость $\alpha(F)$ в нестационарном случае при $t = \Gamma_0^{-1}/10$ (1), $\Gamma_0^{-1}/5$ (2), Γ_0^{-1} (3), $4\Gamma_0^{-1}$ (4).

Одним из важных результатов рассмотрения стационарного режима в случаях (5) и (6) является обратно пропорциональная зависимость коэффициентов поглощения от интенсивности, $\alpha \sim F^{-2}$. Отметим, что из уравнения Блоха следует закон $\alpha \sim F^{-1}$, т. е. коэффициент поглощения обратнопропорционален корню из интенсивности.

Из рис. 2 видно, что настоящие данные для стационарного нелинейного поглощения не позволяют объяснить наблюдавшуюся в ряде опытов при низких температурах зависимость $\alpha(F) \sim F^{-1}$ [15]. Как отмечалось в [11], дело, видимо, заключается в том, что в выполненных экспериментах длительность импульса была достаточно малой, так что не устанавливалось настоящего стационарного режима. Об этом, в частности, свидетельствует работа [16], в которой наблюдалась зависимость нелинейного поглощения звука от длительности акустического импульса.

С целью проверки последнего предложения были проведены расчеты нелинейного коэффициента поглощения в нестационарном случае.

Нестационарный случай. В нестационарном режиме усреднение (13) и расчет коэффициента поглощения (16) производились для текущего значения времени $t=(1, 2, \ldots)\,\Delta t$. В качестве примера на рис. 3 приведена зависимость $\alpha(F)$ для случая (6) для тех же значений параметров, $\gamma=0.1$ $\Gamma_0=1$, $1/\tau_d=10$,

$$\gamma \ll \Gamma_0 \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}.$$

Видно, что на малых временах (длительностях импульса) $t < (1/\gamma,\ 1/\Gamma_0)$ для коэффициента поглощения имеет место зависимость $\alpha \sim F^{-1}$, тогда как начиная с времен $t > 1/\Gamma_0$ зависимость коэффициента поглощения от интенсивности стремится к виду $\alpha \sim F^{-2}$.

Выжженная дыра. Форма выжженной дыры исследована для тех же случаев и с теми же наборами параметров, что и стационарное нелинейное поглощение. Полученные результаты для до- и закритической интенсивности приведены на рис. 4.

Для случая (6) оценка ширины выжженной дыры дает $\Delta Q \simeq 1/\tau_d \simeq 10$. Из результатов расчетов имеем: при $F < F_c$ $\Delta Q \simeq 8$, при $F > F_c$ $\Delta Q \simeq 5$. Форма выжженной дыры лоренцева.

В случае (5) значения ширины дыры выше теоретической оценки ($\Delta Q \simeq 2$): при $F < F_c$ $\Delta Q \simeq 4 \div 5$, при $F > F_c$ $\Delta Q \simeq 5$. Форма дыры не является лоренцевой.

При высоких температурах для ширины выжженной дыры получены значения $\Delta Q \simeq 0.3 \div 0.4$ ($F < F_c$), $\Delta Q \simeq 0.3 \div 0.5$ ($F > F_c$). Как и в случае (6), форма выжженной дыры лоренцева.

Заметим, что во всех исследованных случаях ширина выжженной дыры очень слабо зависит от интенсивности, что находится в согласии с имеющимися экспериментальными данными.

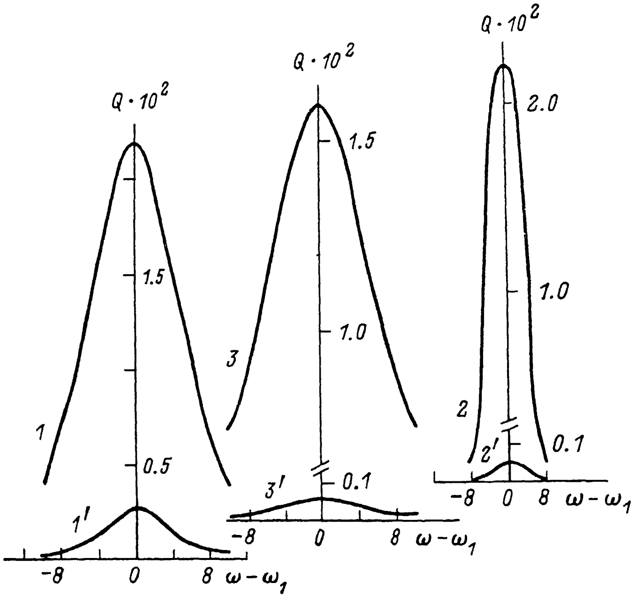

Рис. 4. Форма выжженной дыры при $F > F_c$ (*1—3*) и $F < F_c$ (*1′—3′*).

1, 1′ — $\gamma \ll \Gamma_1 \ll \sqrt{\Gamma_1/\tau_d}$, $F'=0.2$, $F=2$: *2, 2′* — $\Gamma_0 \ll \gamma \ll \Gamma_0/\tau_d$, $F'=0.2$, $F=2$; *3, 3′* — $\Gamma_0 \gg 1/\tau_d \gg \gamma$, $F'=0.01$, $F=0.1$. (Разность $\omega-\omega$ — в отн. ед.).

4. Обсуждение результатов

Таким образом, спектральная диффузия играет важную роль в явлениях нелинейного поглощения и выжженной дыры в диэлектрических стеклах. Рассматриваемые явления моделируются системой «резонансная ДУС+ансамбль тепловых ДУС» в приближении скачкообразных перескоков тепловых ДУС и определяются соотношением трех величин: энергии взаимодействия $\mathcal{J}$ (r_0) обеих ДУС (порядка ширины области спектральной диффузии $1/\tau_d$), частоты перескоков тепловых ДУС Γ_0 и собственной ширины линии поглощения γ резонансной ДУС.

В зависимости от значения характерного параметра $\Gamma_0\tau_d$ существуют две области — высоких и низких температур по сравнению с характерной температурой T_D. При $\Gamma_0\tau_d \ll 1$ (область низких температур) спектральная диффузия важна в двух предельных случаях соотношения параметров: $\gamma \ll \Gamma_0 \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$ и $\Gamma_0 \ll \gamma \ll \sqrt{\Gamma_0/\tau_d}$. При $\Gamma_0\tau_d \gg 1$ (область высоких температур) актуальным является случай $\Gamma_0 \gg 1/\tau_d \gg \gamma$.

При амплитудах поля волны, больших критического значения, стационарный коэффициент нелинейного поглощения убывает обратно пропорционально интенсивности. В нестационарном случае при малых длительностях импульса наблюдается корневая зависимость от интенсивности, наблюдаемая в некоторых экспериментах. С приближением к стационару (ростом длительности импульса) зависимость $\alpha \sim F^{-1}$ сменяется зависимостью $\alpha \sim F^{-2}$.

То же самое можно сказать и про явление выжженной дыры. Если спектральная диффузия отсутствует, то его можно рассматривать на основе уравнений Блоха с двумя временами, продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации, причем $T_2=2T_1=2/\gamma$. Из уравнений Блоха следовало бы однозначное соотношение между критической амплитудой и шириной выжженной дыры

$$\Delta Q = F_c\sqrt{1+F^2/F_c^2}.$$

Форма дыры получается лоренцевой даже в том случае, если соотношение $T_2=2T_1$ не выполняется.

Однако, как следует из расчета, форма выжженной дыры не является лоренцевой во всех рассмотренных случаях, когда важна спектральная диффузия. И что самое важное, ее ширина практически не зависит от интенсивности.

На наш взгляд, представляли бы больший интерес систематическое экспериментальное исследование явлений выжженной дыры и нелинейного резонансного поглощения (с одновременным контролем стационарности эффекта) и подробное сопоставление результатов опыта с численными данными, полученными в настоящей работе.

Авторы выражают сердечную благодарность Ю. М. Гальперину и В. Л. Гуревичу за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Amorphous Solids. Low Temperature Properties / Ed. W. A. Phillips. Berlin—Meidelberg—N. Y., 1981.
[2] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 2. С. 85—88.
[3] Galperin Yu. M., Gurevich V. L., Parshin D. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 17. P. 10 339—10 349.
[4] Гуревич В. Л., Рзаев Э. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 136—142.
[5] Паршин Д. А., Рзаев Э. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 6. С. 2129—2150.
[6] Klauder J. R., Anderson P. W. // Phys. Rev. 1962. V. 125. N 3. P. 912—932.
[7] Joffrin J., Levelut A. // J. de Phys. 1975. V. 36. N 9. P. 811—822.
[8] Hunklinger S., Arnold W. Physical Acoustics. V. 12 / Ed. W. P. Mason, R. N. Thuston. N. Y., 1976. P. 155—215.
[9] Black J. L., Halperin B. I. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 6. P. 2879—2895.
[10] Golding B., Graebner J. E. // См. [1]. P. 207.
[11] Laikhtman B. D. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 1. P. 490—504; 1986. V. 33. N 4. P. 2781—2795.
[12] Паршин Д. А., Соловьев В. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1888—1891.
[13] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 6. С. 2178—2192.
[14] Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975.
[15] Golding B., Graebner J. E., Schutz R. J. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 4. P. 1660—1662.
[16] Arnold W., Black J. L., Weiss G. // Phonon Scattering in Condensed Matter // Ed. H. J. Maris. N. Y.—London, 1980. P. 77.

Криворожский
государственный педагогический институт

Поступило в Редакцию
19 февраля 1990 г.