

Особенности резонансного акустооптического взаимодействия в условиях реально уширенной линии поглощения

© А.В. Герус, В.В. Проклов, В.Н. Чесноков

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 10 января 1997 г.)

Построена теория резонансного акустооптического (АО) взаимодействия для произвольного характера уширения спектральной линии перехода. Учитывался наиболее сильный из механизмов резонансной фотоупругости, связанный с потенциал-деформационным взаимодействием света и звука. Выяснено, что наличие неоднородного уширения приводит к тому, что максимальная эффективность АО-взаимодействия на длине поглощения света достигается не в точном резонансе, как в случае однородно уширенных линий, а на некотором удалении от него — порядка полуширины линии поглощения. Установлено, что совместное исследование дифракционной эффективности АО-взаимодействия и коэффициента поглощения света на частотах вблизи резонанса позволяет получать сведения о вкладах однородного и неоднородного уширений в реальном резонансе и таким образом судить о качестве материала.

Ранее в ряде работ (см., например, [1–4]) было установлено, что в оптически резонансных средах возможно существенное усиление эффекта фотоупругости, что стимулирует дальнейший поиск условий, при которых резонансные явления становятся максимально выраженными. Теоретически этот поиск пока проводился либо в некоторой удаленности частоты света от частоты резонанса, либо в приближении идеальной лоренцевой формы резонансной линии [5]. Вместе с тем известно, что в большинстве материалов при комнатных температурах резонансные линии поглощения далеки от идеальных, и имеют место как однородное, так и неоднородное уширения. Это может существенно повлиять как на величину резонансных фотоупругих констант, так и на характер акустооптического (АО) взаимодействия. Целью данной работы было теоретическое исследование резонансной фотоупругости с учетом как однородного, так и неоднородного уширений, в частности обусловленных несовершенством материалов.

В данной работе рассматривается потенциал-деформационный механизм резонансного взаимодействия света и звука, который, как показано в [6], в большинстве случаев является преобладающим. На величину фотоупругой константы, а также на ее зависимость от длины волны света существенное влияние оказывает характер уширения спектральной линии перехода. Причиной уширения, как известно, является то, что в каждый момент времени различные излучатели находятся в неодинаковых условиях. В случае когда характерное время изменения состояния окружения излучателей существенно меньше времени жизни их возбужденного состояния, линия оказывается однородно уширенной, в противном случае уширение оказывается неоднородным. Влияние оптических фоонов на излучатели приводит к однородному уширению, длинноволновые акустические фооны, а также технологические неоднородности материала приводят к неоднородному уширению. Покажем, что АО-взаимодействие вблизи резонанса чувствительно к соотношению однородного и неоднородного уширений.

Величину диэлектрической проницаемости вблизи резонанса можно выразить в виде [7]

$$\varepsilon = \varepsilon_0(u) - A \sum_j \frac{1}{h[\omega_j(u) - \omega] + iS_j}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_0(u)$ — нерезонансная часть диэлектрической проницаемости, ω_j — частота перехода j -го излучателя, S_j — энергетическая ширина перехода, A — константа, связанная с силой осциллятора перехода. Суммирование в (1) ведется по всем излучателям резонансного перехода вещества. При наличии деформации u можем записать

$$h\omega_j = h\omega_0 + \Lambda u + x_j, \quad (2)$$

где ω_0 — ”не сдвинутая” частота перехода, Λ — константа потенциала деформации, x_j — сдвиг энергии перехода, происходящий из-за того, что различные излучатели в каждый момент времени могут находиться в разных условиях (заметим, что влияние оптических фоонов сводится к изменению S_j). Будем считать, что все x_j независимы и подчиняются нормальному распределению

$$N(x) = \frac{N(0)}{x_0} \exp[-(x/x_0)^2], \quad (3)$$

где $N(x)$ — число излучателей, имеющих сдвиг энергии перехода на величину x , x_0 — среднее значение сдвига, т.е. неоднородное уширение линии. Переходя в (1) от суммирования к интегрированию, с учетом (2), (3) имеем

$$\varepsilon = \varepsilon_0(u) - \frac{B}{x_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(x/x_0)^2] dx}{h(\omega_0 - \omega) + \Lambda u + iS + x}, \quad (4)$$

где B — новая константа, связанная с A . В линейном приближении по деформации можем записать

$$\varepsilon(u) = \varepsilon + \frac{\partial \varepsilon}{\partial u} u, \quad (5)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость на данной частоте.

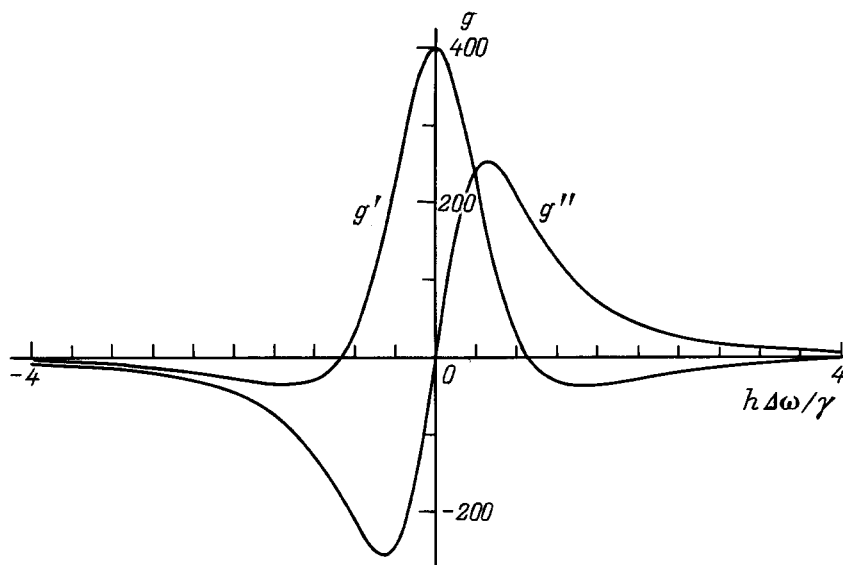


Рис. 1. Зависимости действительной и мнимой частей резонансной фотоупругости от расстройки частоты. $\gamma/x_0 = 5$.

Обозначая $a = \frac{S - ih(\omega_0 - \omega)}{x_0}$, можем из (4) получить

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial u} = \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial u} + \frac{B\Lambda}{x_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(x/x_0)^2] dx}{(x + ia)^2}. \quad (6)$$

Выполняя интегрирование в (6), получим

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial u} = \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial u} - 2 \frac{B\Lambda}{x_0^2} \{ \sqrt{\pi} - \pi a \exp(a^2) [1 - \Phi(a)] \}, \quad (7)$$

где $\frac{\partial \varepsilon_0}{\partial u}$ — нерезонансная часть фотоупругости, $\Phi(a) = \int_0^a \exp(-t^2) dt$ — интеграл вероятности. Из (4) также можно получить

$$\begin{aligned} \varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' &= \varepsilon_0 - \frac{B}{x_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(x/x_0)^2] dx}{x + ia} \\ &= \varepsilon_0 + \frac{i\pi B}{x_0} \exp(a^2) [1 - \Phi(a)], \end{aligned} \quad (8)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вдали от резонанса.

Обозначив $\partial \varepsilon / \partial u = g = g' + ig''$, из (7) и (8) получаем

$$g' = g'_0 + \text{Re} \left\{ -2 \frac{B\Lambda}{x_0^2} \{ \sqrt{\pi} - \pi a \exp(a^2) [1 - \Phi(a)] \} \right\}, \quad (9)$$

$$g'' = \text{Im} \left\{ -2 \frac{B\Lambda}{x_0^2} \{ \sqrt{\pi} - \pi a \exp(a^2) [1 - \Phi(a)] \} \right\}, \quad (10)$$

g'_0 — нерезонансная фотоупругость, которая, как известно, является действительной величиной.

Как видно из (9), (10), вблизи резонанса наряду с действительной фотоупругостью присутствует и мнимая.

Это свидетельствует о том, что под действием деформации u происходит изменение как действительной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости. В случае распространения акустической волны, когда деформация имеет периодический характер, в материале одновременно будут существовать движущиеся фазовая и амплитудная решетки. Из выражения (8) можно также получить выражения для нелинейных фотоупругостей. Для этого надо выражение (4) продифференцировать по u столько раз, какого порядка нелинейную фотоупругость мы хотим получить. Вблизи резонанса нелинейная фотоупругость, как показано в [8], в некоторых случаях может играть значительную роль, однако в данной работе мы ограничимся рассмотрением лишь линейной фотоупругости.

Рассмотрим теперь распространение световой волны через поглощающую среду, где одновременно присутствуют фазовая и амплитудная дифракционные решетки. Рассмотрение будем вести в рамках раман-натовского приближения. Пусть свет падает по нормали на звуковой столб ширины l . Будем считать, что ширина столба достаточно мала для того, чтобы распространение света можно было считать прямолинейным. Фаза света на выходе звукового столба будет промодулирована в пространстве и во времени

$$\varphi = (ky - \omega t) - C \sin(qz - \Omega t), \quad (11)$$

где y и z — координаты в направлении распространения света и звука соответственно, $C = k_0 \Delta n l$, k_0 — волновой вектор света в вакууме, Δn — амплитуда модуляции показателя преломления света звуковой волной. Амплитуда света E на выходе также будет промодулирована

$$E = E_0 \exp \left\{ -k_0 l [\chi_0 + \Delta \chi \sin(qz - \Omega t)] \right\}, \quad (12)$$

где χ_0 и $\Delta \chi$ — мнимая часть комплексного показателя преломления и амплитуда ее модуляции звуковой

волной. При не слишком большой глубине амплитудной модуляции (12) можно записать в виде

$$E = E_0 \exp[-k_0 \chi_0 l] \{1 + D \sin(qz - \Omega t)\}, \quad (13)$$

где $D = k_0 \Delta \chi l$.

В дальней зоне дифракции амплитуда электрического поля будет пропорциональной

$$E \sim \exp(-k_0 \chi_0 l) \sum_m E_m,$$

$$E_m = \int_{z_m}^{z_m + \Lambda_s} [1 + D \sin(qz - \Omega t)] \times \exp\{i[-C \sin(qz - \Omega t) + (ky - \omega t) \sin \vartheta]\} dz. \quad (14)$$

Здесь Λ_s — длина волны звука, ϑ — угол между направлением падающего света и направлением наблюдения. Суммирование ведется по апертуре света на выходной поверхности звукопровода. В случае когда эта поверхность составляет много периодов звука, правая часть отлична от нуля лишь при ϑ , удовлетворяющих условию $\sin \vartheta = n\lambda/\Lambda_s$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, как и при рамантовской дифракции в нерезонансной среде. Из(14) можно получить интенсивность света в n -м порядке дифракции

$$I_n = I_i \exp(-2k_0 \chi_0 l) \times \left\{ J_n^2(C) + \frac{D^2}{4} [J_{n+1}(C) - J_{n-1}(C)]^2 \right\}, \quad (15)$$

где I_i — интенсивность падающего света, $J_n(C)$ — бесселевы функции n -го порядка. В первом порядке дифракции при малой глубине модуляции имеем

$$I_1 = I_i (k_0 l)^2 \frac{\exp(-2k_0 \chi_0 l)}{4} [(\Delta n)^2 + (\Delta \chi)^2] \quad (16)$$

или, выражая C и D через g' и g'' и определяя эффективность дифракции η_1 , как отношение I_1/I_0 , где I_0 —

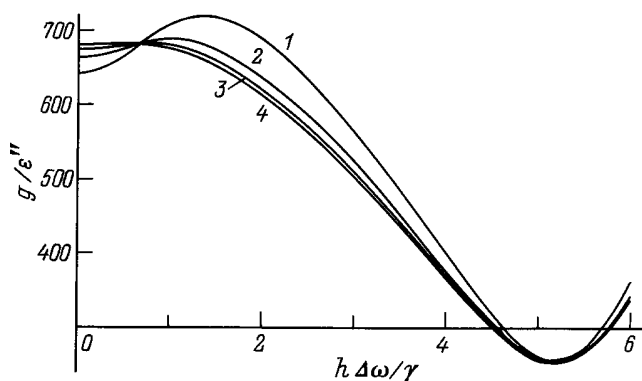


Рис. 2. Частотные зависимости отношения модуля фотоупругости к мнимой части диэлектрической проницаемости для $g'_0 = 15$ при различных соотношениях γ/x_0 . Значения γ/x_0 : 1 — 1.1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4.

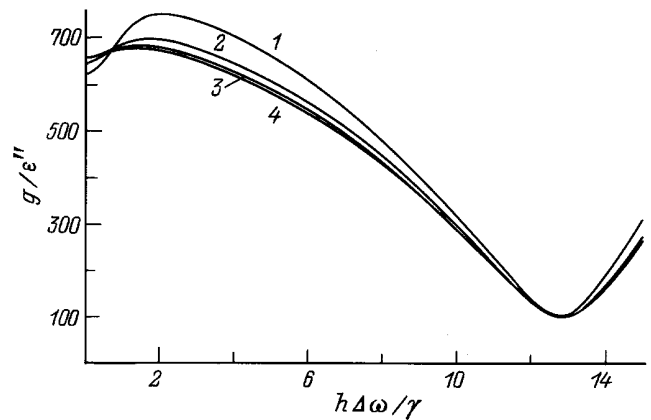


Рис. 3. Частотные зависимости отношения модуля фотоупругости к мнимой части диэлектрической проницаемости для $g'_0 = 2$ при различных соотношениях γ/x_0 . Обозначения кривых те же, что и на рис. 2.

интенсивность прошедшего света (без звука!), можем записать

$$\eta_1 = \frac{(k_0 l)^2}{16} \frac{g^2 + g''^2}{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}} u^2 = \left\{ \frac{k_0 l}{4} \frac{|g|}{\sqrt{|\epsilon|}} u \right\}^2. \quad (17)$$

Измеряя η_1 как функцию частоты света вблизи резонанса, можно определить частотную зависимость отношения $\frac{|g|}{\sqrt{|\epsilon|}}$, из которой, зная зависимость $\epsilon(\omega)$, можно получить $|g|$.

Для оценки полученных соотношений использовалась хорошо исследованная система AlGaAs–GaAs (см., например, [9]). В такой системе к тонким ($\sim 100 \text{ \AA}$) проводящим слоям GaAs примыкают с двух сторон более толстые непроводящие слои AlGaAs. Такие системы характеризуются тем, что даже при комнатных температурах они обладают очень узкими пиками поглощения, связанными с переходами двумерных экситонов. На рис. 1 приведены зависимости $g'(\omega)$ и $g''(\omega)$ для случая почти однородно уширенной линии поглощения, построенные по формулам (9) и (10), где введено известное понятие полуширины линии поглощения γ , определяемое из выражения $\gamma^2 = S^2 + x_0^2$. Значения параметров взяты для пика поглощения двумерного экситона в системе AlGaAs–GaAs ($\Lambda = 4 \text{ eV}$, $\gamma = 6 \text{ meV}$, $\epsilon'' = 0.5$). Эти зависимости приведены в предположении малости отношения нерезонансной фотоупругости к резонансной. Видно, что $g''(\omega)$ спадает при уходе от резонанса гораздо быстрее, чем $g'(\omega)$. Из этих зависимостей видно, что в резонансе $|g|$ достигает значения 400, в то время как типичное нерезонансное значение $g'_0 = \epsilon_0^2 p$ составляет 15 (p — нерезонансная фотоупругая константа).

Рассматриваемые в данной работе резонансные системы могут найти широкое применение в сверхбыстродействующих АО-устройствах. Это обусловлено тем обстоятельством, что в таких системах из-за столь большого значения фотоупругости, как видно из (17), можно существенно уменьшить длину взаимодействия l , которая

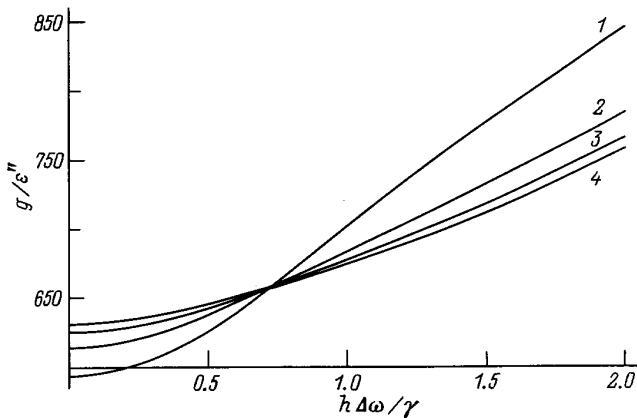


Рис. 4. Частотные зависимости отношения модуля фотоупругости к мнимой части диэлектрической проницаемости для $g'_0 = -15$ при различных соотношениях γ/x_0 . Обозначение кривых то же, что и на рис. 2.

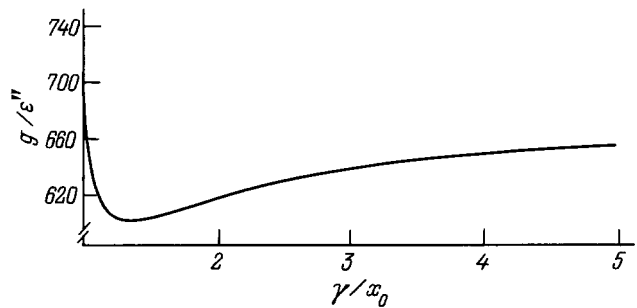


Рис. 5. Зависимость резонансного значения $|g|/\varepsilon''$ от отношения γ/x_0 .

и определяет быстродействие АО-устройств. Из-за значительной величины поглощения света в таких системах длина взаимодействия реально будет определяться глубиной проникновения света в вещество. По этой причине представляется целесообразным при оценке эффективности АО-материалов рассматривать величину $|g|/\varepsilon''$, определяющую эффективность АО-взаимодействия на глубине поглощения света при заданной деформации. На рис. 2 приведены частотные зависимости отношения $|g|/\varepsilon''$ при различных отношениях γ/x_0 . Нерезонансная константа принималась равной значению $g'_0 = 15$. Всем кривым отвечают одно значение поглощения света в резонансе и одно значение полуширины линии поглощения γ , что наиболее просто определяется из оптических экспериментов. На рис. 3 приводятся аналогичные зависимости для $g'_0 = 2$. Характерными особенностями кривых являются наличие двух общих точек для каждого семейства (эта особенность имеет место при $\gamma/x_0 > 1.1$, т. е. для не слишком плохих материалов), а также существование минимума для каждой из кривых. Положение минимума определяется взаимной компенсацией резонансной и нерезонансной фотоупругостей. При данных значениях параметров резонанса нижняя общая точка семейства, располагающаяся вблизи минимума кривых,

пропадает при $g'_0 > 15$. Заметим, что в тех случаях, когда нерезонансная фотоупругость имеет другой знак, рассмотренные выше зависимости имеют простой монотонный характер (см. рис. 4 для $g'_0 = -15$).

Как следует из (7), (8), отношение $|g|/\varepsilon''$ в точке резонанса выражается величиной

$$|g|/\varepsilon'' = \frac{2\Lambda}{x_0} \left[\frac{\exp(-a_0^2)}{\sqrt{\pi}[1 - \Phi(a_0)]} - a_0 \right], \quad (18)$$

где $a_0 = S/x_0$. На рис. 5 приведена зависимость $|g|/\varepsilon''$ от величины γ/x_0 в пике поглощения. Видно, что эта зависимость имеет минимум при $\gamma/x_0 \sim 1.18$. Видно также, что в случае чисто неоднородной ширины линии ($\gamma/x_0 = 1$) значение фотоупругости в резонансе несколько больше, чем для лоренцевской кривой, что обусловлено более высоким значением производной $\frac{\partial \varepsilon'}{\partial \omega}$ в точке резонанса (напомним, что для всех кривых принималось $\gamma = 6 \text{ meV}$, $\varepsilon'' = 0$).

Как видно из рис. 2–5, отношение $|g|/\varepsilon''$ особо чувствительно к степени неоднородности уширения, а также к соотношению резонансных и нерезонансных параметров материала, в то время как частотные зависимости поглощения света при заданных значениях ε'' и g'_0 в резонансе практически были бы неразличимы. Таким образом, из совместного исследования АО-взаимодействия и поглощения света вблизи резонанса можно не только получать довольно обширную информацию о различных параметрах материалов, но и судить о качестве этих материалов. Из рис. 2–4 видно также, что учет существования неоднородного уширения приводит к тому, что максимальная эффективность АО-взаимодействия на длине поглощения света достигается не в точном резонансе, а на некотором удалении от него — порядка 1–2 полуширины линии поглощения, в то время как для чисто однородно уширенных линий эффективнее работать в условиях точного резонанса.

Список литературы

- [1] P. Renosi, J. Sapriel. *J. Appl. Phys. Lett.* **64**, 21, 2794 (1994).
- [2] Р.А. Аусанов, Ю.В. Гуляев, Г.Н. Шкердин. *ФТТ* **32**, 12, 3555 (1990).
- [3] Chernozatonskii, A.V. Vakulenko. *Opt. Acoust. Rev.* **1**, 3, 735 (1991).
- [4] F.C. Jain, K.K. Bhattacharjee. *SPIE Proc.* **1151**, 495 (1989).
- [5] Wemple, M. DiDomenico. *Phys. Rev. B* **1**, 1, 235 (1970).
- [6] V.V. Proklov, V.N. Chesnokov, A.V. Gierus. *Abstracts of 1996 IEEE Ultrasonics Symposium* (November 3–6). San-Antonio. (1996). 238 p.
- [7] R. Loudon. *Proc. Roy. Soc. (London)* **275**, 218 (1963).
- [8] В.В. Проклов, В.Н. Чесноков. *ФТТ* **36**, 11, 3268 (1994).
- [9] Schmitt-Rink, D.S. Chemla, D.A.B. Miller. *Adv. Phys.* **38**, 2, 89 (1989).