

Экситонные восприимчивости полупроводников при высоких уровнях лазерного возбуждения

© П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко

Приднестровский государственный университет,
3300 Тирасполь, Молдавия

Исследовано гистерезисное поведение действительной и мнимой частей восприимчивости полупроводника в экситонной области спектра при учете экситон-фононного и упругого экситон-экситонного взаимодействий в режиме pump-probe в зависимости от интенсивности и частоты сильного лазерного импульса и частоты зондирующего импульса. Определены условия возникновения эффекта подавления затухания и усиления зондирующего импульса. Предсказаны скачкообразные красный и фиолетовый сдвиги спектрального положения полосы экситонного поглощения в зависимости от интенсивности импульса накачки.

При исследовании оптических свойств полупроводников при больших уровнях лазерного возбуждения в последние годы широко используется методика pump-probe, которая состоит в том, что полупроводник возбуждается мощным лазерным излучением, вызывающим сильные изменения свойств кристалла, которые затем зондируются слабым излучением. Теоретические основы этого метода были разработаны для системы двухуровневых атомов.

Ниже представлены результаты теоретического исследования бистабильных и спектральных особенностей поведения действительной χ' и мнимой χ'' частей диэлектрической восприимчивости полупроводника в экситонной области спектра при стационарном возбуждении мощным лазерным излучением с частотой ω_e и амплитудой электрического поля волны E_0 . После этого импульса генерируются экситоны высокой плотности, взаимодействие между которыми приводит к перенормировке энергетического спектра кристалла, вызывая существенные изменения его оптических свойств. Эти изменения зондируются слабым лазерным излучением с частотой ω и амплитудой поля E .

Гамильтониан системы когерентных экситонов, взаимодействующих с внешними электромагнитными полями, в приближении вращающейся волны с частотой ω_e сильного поля накачки имеет вид

$$H = \hbar\Delta\alpha^+\alpha + \hbar\nu\alpha^+\alpha^+\alpha\alpha/2 + \hbar g(E_0^+\alpha^+ + \alpha E_0) - \hbar g(\alpha^+E^+e^{-i\delta t} + \alpha Ee^{i\delta t}), \quad (1)$$

где $\Delta = \omega_e - \omega_0$, $\delta = \omega - \omega_e$ — расстройки частот сильного ω_e и слабого ω полей, ω_0 — частота экситонного перехода, α — амплитуда экситонной волны, ν — константа упругого экситон-экситонного взаимодействия, g — константа экситон-фотонного взаимодействия. В соответствии с (1) легко получить (материальное) уравнение для изменения амплитуды экситонной волны. Рассчитывая стационарный отклик системы экситонов во всех порядках теории возмущений по сильному полю E_0 и в первом порядке теории возмущений по слабому полю E , для дисперсионной χ' и абсорбционной χ''

компонент восприимчивости кристалла получаем следующие выражения:

$$\chi'/\chi_0 = \left[\delta_0 + \Delta_0 - 2z + z^2 \frac{(\delta_0 - \Delta_0 + 2z)}{1 + (\delta_0 - \Delta_0 + 2z)^2} \right] F^{-1}, \quad (2)$$

$$\chi''/\chi_0 = \left[1 - \frac{z^2}{1 + (\delta_0 - \Delta_0 + 2z)^2} \right] F^{-1}, \quad (3)$$

где

$$F = \left[1 - \frac{z^2}{1 + (\delta_0 - \Delta_0 + 2z)^2} \right]^2 + \left[\delta_0 + \Delta_0 - 2z + z^2 \frac{\delta_0 - \Delta_0 + 2z}{1 + (\delta_0 - \Delta_0 + 2z)^2} \right]^2, \quad (4)$$

$\chi_0 = \hbar g^2/\gamma$, $\Delta_0 = \Delta/\gamma$, $\delta_0 = \delta/\gamma$, $x = \Delta_0 + \delta_0 = (\omega - \omega_0)/\gamma$, $z = \nu n_0/\gamma$, γ — феноменологическая константа затухания экситонов, n_0 — концентрация когерентных экситонов, возбуждаемых полем мощного лазерного импульса, которая определяется из нелинейного уравнения

$$z[(z - \Delta_0)^3 + 1] = j^2. \quad (5)$$

Здесь $f = E_0/E_s$ — нормированная амплитуда поля накачки, $E_s^2 = \gamma^3/\nu g^2$.

Из (2)–(5) следует, что χ' и χ'' являются сложными функциями амплитуды поля накачки f и расстройек резонанса сильного Δ_0 и слабого x полей относительно частоты экситонного перехода. В силу того, что нормированная плотность экситонов z является неоднозначной функцией f при $\Delta_0 > 3^{1/2}$, неоднозначными функциями f являются также χ' и χ'' , т.е. они проявляют гистерезисное поведение в зависимости от амплитуды поля накачки.

На рис. 1 представлена спектральная форма полосы поглощения слабого (зондирующего) излучения χ''/χ_0 при фиксированных значениях расстройки резонанса (по сильному свету) $\Delta_0 = 3$ и нескольких значениях амплитуды поля накачки, т.е. в условиях развитой бистабильности для функции $z(f)$. Положение и форма полосы

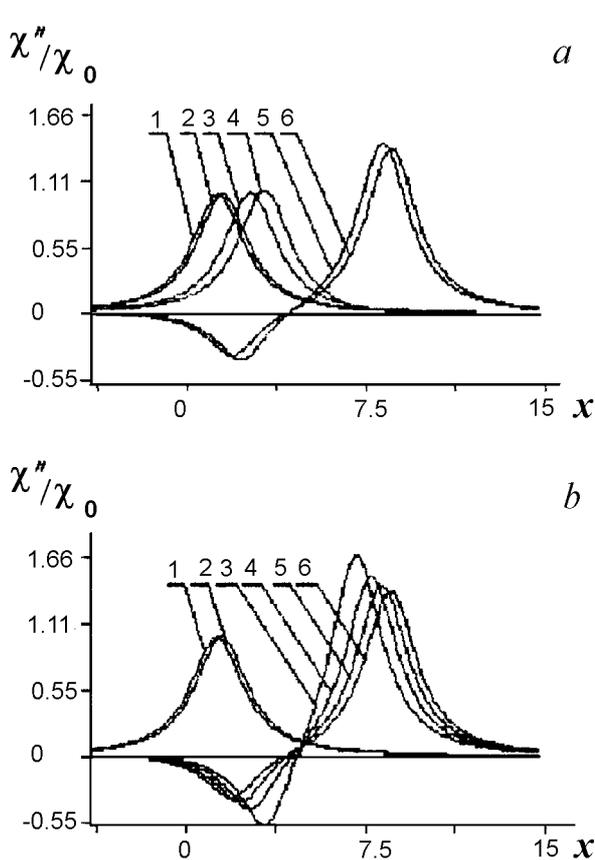


Рис. 1. Нормированная абсорбционная часть восприимчивости χ''/χ_0 в зависимости от нормированной расстройки x при ринтр-расстройке $\Delta_0 = 3$, в случае увеличения (а) и уменьшения (б) ринтр-амплитуды f . $f_{cr} = 2.25$ (а) и 1.71 (б). Кривые 1–6 соответствуют $f = 0; 0.85, 1.89, 2.07, 2.25, 2.44$.

поглощения существенно зависят не только от f и Δ_0 , но также и от того, увеличивается или уменьшается амплитуда накачки при своем изменении. Полоса поглощения зондирующего излучения постепенно смещается в коротковолновую сторону с ростом амплитуды накачки f от 0 до f_{cr} (рис. 1, а). При переходе через значение $f = f_{cr}$ пик полосы поглощения испытывает скачкообразный сдвиг в фиолетовую сторону и одновременно на длинноволновом хвосте возникает область отрицательного поглощения т.е. имеет место усиление зондирующего излучения. При дальнейшем увеличении $f > f_{cr}$ имеет место только монотонное смещение в фиолетовую сторону как полосы поглощения, так и полосы усиления. Появление полосы усиления обусловлено процессами попарного выхода экситонов из когерентного состояния, генерируемого накачкой, и переходами этих экситонов в длинноволновую и коротковолновую области обеих поляритонных ветвей в соответствии с законами сохранения энергии и импульса. Излучательная рекомбинация этих экситонов и приводит к эффекту усиления зондирующего импульса.

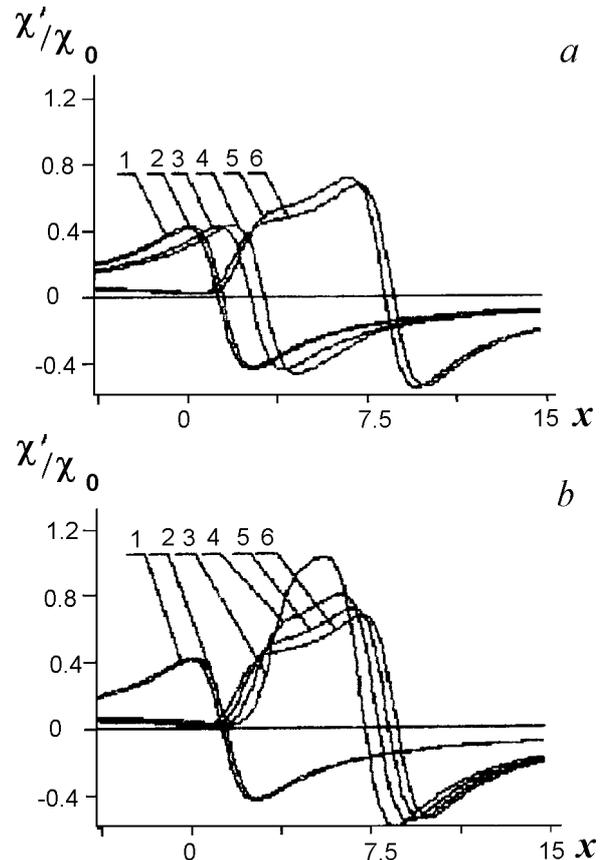


Рис. 2. Нормированная дисперсионная часть восприимчивости χ'/χ_0 в зависимости от нормированной расстройки x при ринтр-расстройке $\Delta_0 = 3$, в случае увеличения (а) и уменьшения (б) ринтр-амплитуды f . $f_{cr} = 2.25$ (а) и 1.71 (б). Кривые 1–6 — см. подпись к рис. 1.

При уменьшении амплитуды накачки (рис. 1, б) от значения $f > f_-$ вплоть до значения $f = f_+ < f_-$ сначала имеет место монотонный сдвиг пиков полос поглощения и усиления в длинноволновую сторону и исчезновение полосы усиления. Дальнейшее уменьшение f приводит к дальнейшему монотонному смещению пика полосы поглощения в длинноволновую область. Здесь f_{\pm} определяется только расстройкой резонанса Δ_0 .

Как видно из рис. 2, аналогичные особенности присутствуют и действительной части восприимчивости χ' .