

Е.В. Тимошенко¹, В.А. Юревич², Ю.В. Юревич²

**¹УО «Могилевский государственный университет
имени А.А. Кулешова», Могилев, Беларусь**

**²УО «Могилевский государственный университет продовольствия»,
Могилев, Беларусь**

**РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ
НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ**

Проблемам взаимодействия лазерного излучения с планарной поверхностью полупроводниковых слоистых структур в последнее время уделено большое внимание. Во многом это определено

перспективой создания активных отражателей и оптических фильтров в тонкопленочном исполнении для применения при разработке и совершенствовании компактных устройств управления потоками когерентного излучения. Использование полупроводниковых наноструктур, образованных квантовыми точками, открывает особые возможности [1]. Технологии формирования таких наноструктур позволяют достичь высокой степени концентрации активных центров, таким образом, подобные материалы при взаимодействии с когерентным излучением можно рассматривать как плотные резонансные среды. Кроме того, для элементов таких наноструктур характерны большие дипольные моменты, связанные с экситонными переходами – их величина составляет несколько десятков Дебай [2]. Будучи скомпонованными в десяток и более страт такие структуры способны образовать субмикронную планарную пленку с выраженным нелинейным откликом [3]. При их взаимодействии с когерентным излучением в выражении, описывающем отраженные (прошедшие) пучки света, оказывается существенной дополнительная к френелевскому отражению (преломлению) компонента, которая обусловлена резонансной поверхностной поляризацией.

В исследовании, результаты которого положены в основу настоящего сообщения, ставилась задача провести оценку влияния поверхностной поляризованности на нелинейную зависимость отражения света граничным тонким слоем плотной резонансной среды, образованной полупроводниковой наноструктурой на квантовых точках. Оригинальность исследования состоит в одновременном учете нескольких дополнительных факторов, определяющих нелинейную реакцию слоя на излучение, – квазирезонансной поляризуемости активных центров и диполь-дипольного взаимодействия в условиях неоднородного уширения резонанса поглощения, которое достаточно типично для ряда квантово-размерных структур [1].

Считается, что тонкий поверхностный слой на основе полупроводниковых структур разделяет оптические среды с линейными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Расстояние между резонансными частицами в тонком слое предполагается достаточно большим во избежание перекрытия их электронных орбиталей, тогда можно сохранить традиционное описание взаимодействия атомарных диполей в квантоворазмерной структуре [4]. Нормально падающее на граничный слой поле с амплитудой E_i предполагаем плосковолновым и квазистационарным, т.е., относительно медленно меняющимся за промежутки времени, сравнимые с периодом светового колебания. Взаимодействие вещества границы с полем лазерного излучения (с несущей частотой $\omega = 2\pi c/\lambda$) описывается аналогично

модифицированной системой уравнений Максвелла-Блоха для квазистационарных комплексных амплитуд проходящей (E) и отраженной волн (E_r) и вероятностных переменных резонансного отклика среды – поляризованности $\rho(t, \omega)$ и разности заселённости $n(t, \omega)$ уровней экситонного перехода, отнесённых к одному атому:

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_i(t) - \frac{\omega N l}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}) c} \left[\frac{\mu}{\varepsilon_0} \langle \rho \rangle + i 2\pi \Delta \alpha (n_0 - \langle n \rangle) E' \right], \\
 \dot{\rho} + \frac{1}{T_2} (1 + i \Delta) \rho &= \frac{\mu}{\hbar} n E, \quad \dot{n} + \frac{1}{T_1} (n - n_0) = -\frac{\mu}{2\hbar} (\rho^* E + \rho E^*), \\
 E' &= \frac{1}{1 - 2\pi \Delta \alpha N (n_0 - \langle n \rangle) / 3} \left(E + i \frac{\mu N}{3\varepsilon_0} \langle \rho \rangle \right), \quad E_r = E - E_i, \quad \Delta = (\omega - \omega_{12}) T_2.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь μ – средний дипольный момент активных частиц, – их объёмная плотность, n_0 – начальное значение разности населённости, T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной релаксации (соответствующие времени межзонной релаксации и однородной ширине линии, обратной T_2), Δ – нормированная отстройка частоты зондирующего поля относительно центра ω_{12} резонансной спектральной линии поглощения (или, при учёте неоднородного уширения, относительно центров спиновых пакетов, имеющих разброс по частотам шириной $1/T_2^*$). Толщина слоя l считалась значительно меньшей длины волны λ , поэтому уравнения связи полей E , E_r и E_i в (1) записаны в приближении особо тонкого слоя на основе используемых при решении уравнений Максвелла граничных условий. Использование в уравнениях связи переменной поляризованности означает учёт компоненты нелинейного отклика вещества граничного слоя, связанной с сверхизлучением ансамбля активных частиц, образующих его среду. Угловые скобки в обозначении материальных переменных означают усреднение по разбросу частот, вызванное неоднородным уширением. Выражение для поляризованности содержит составляющую, которой обычно учитывается квазирезонансная компонента поляризуемости, существенная при наличии возбуждаемых внешним полем частоты ω переходов, близких к резонансному. При этом оказывается значимым параметр $\Delta \alpha$ – разность поляризуемостей в основном и возбуждённом состоянии атома. Поскольку рассматриваются плотные резонансные среды система (1) преобразована с учетом влияния локальных полей, создаваемых дипольными атомами, т.о. действующее на атомы пленки световое поле $E'(t)$ содержит поправку Лоренца, которая рассчитана

в приближении среднего поля и содержит только динамичную резонансную составляющую.

Отличительной закономерностью реакции особо тонкого слоя на воздействие резонансного излучения, традиционно рассматриваемой в рамках подобных моделей, является оптическая бистабильность. Её анализируют для стационарной задачи, когда интенсивность излучения, зондирующего граничный слой, изменяется крайне медленно по сравнению с временами релаксации двухуровневой системы и поэтому её можно считать непрерывной во времени. Это означает, что при данном значении амплитуды приложенного поля $E_i(t) = E_0$ в среде слоя устанавливается равновесие, характеризуемое определенными значениями материальных переменных. Интенсивности приложенного (Y) и прошедшего полей (X) удобно нормировать по мощности поля, насыщающего поглощение: $Y = \mu\sqrt{T_1 T_2} E_0^2 / \hbar$, $X = \mu\sqrt{T_1 T_2} |E_s|^2 / \hbar$, здесь E_s – равновесная амплитуда прошедшего в слой поля. В стационарном приближении системы (1) связь этих интенсивностей и поля с интенсивностью Y выразится следующими соотношениями:

$$\frac{4\eta Y}{(1+\eta)^2} = X' \left[1 + \kappa_0 \left(\frac{K}{1+\eta} - \gamma F \right) \right]^2 + \kappa_0^2 X' \left(\frac{R}{1+\eta} + \gamma \right)^2,$$

$$X = \left[(1 - \kappa_0 \gamma F)^2 + (\kappa_0 \gamma K)^2 \right] X', \quad \kappa_0 = \frac{\mu^2 \omega_0 N l}{\varepsilon_0 c \hbar} T_2,$$
(2)

$$K = \int \frac{g(\omega'_{12} - \omega_0)}{1 + \Delta^2 + X'} d\omega'_{12}, \quad F = \int \frac{\Delta - \beta X'}{1 + \Delta^2 + X'} g(\omega'_{12} - \omega_0) d\omega'_{12}.$$

Здесь гауссова функция $g(\omega_0 - \omega'_{12})$ описывает разброс частот спиновых пакетов ω'_{12} вблизи центральной частоты резонанса поглощения ω_0 , $\beta = 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0\hbar/\mu^2 T_2$ – параметр резонансной нелинейности рефракции, $\gamma = c/3\omega_0(1 + \eta)l$ – нормированный коэффициент в локальной лоренцевской поправке, κ_0 – ненасыщенный показатель поглощения, $\eta = \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$ – относительный коэффициент преломления.

Из соотношений (2) можно непосредственно выразить пропускающую способность слоя $X(Y)$, а также его эффективное отражение $R(Y)$, в зависимости от интенсивности, основываясь на выражении:

$$R = \frac{[r + \kappa_0(K - r\gamma F)]^2 + \kappa_0^2 [F/(\eta + 1) + r\gamma K]^2}{\{1 + \kappa_0 [K/(\eta + 1) - \gamma R]\}^2 + \kappa_0^2 [F/(\eta + 1) + \gamma K]^2},$$
(3)

где $r = (\eta - 1)/(\eta + 1)$ – френелевский амплитудный коэффициент отражения. Закономерности хода указанных зависимостей удобно оценить, используя параметрический расчёт (2), (3), то есть, полагая одну из переменных величин (X') линейно нарастающим параметром. Приведенные ниже результаты вычислений получены для коэффициентов используемой модели, значения которых перекрывались с диапазоном параметров квантоворазмерных структур, в основном, известных из данных, приведенных в [1, 2]. Судя по зависимостям на рисунке, величины резонансного коэффициента отражения выше френелевского значения, однако, по мере насыщения поглощения в слое их значения снижаются, приближаясь к френелевской величине. В определенной области значений Y , где фазовые вклады ближнего дипольного взаимодействия и фактора спектрального уширения линии сравнимы, нелинейной характеристике отражения при показателе поглощения выше порогового значения ($k_0 \sim 1,5$) свойственна бистабильность. Тогда при циклическом изменении интенсивности внешнего сигнала стационарный отклик структуры должен демонстрировать гистерезис. Расстояние между точками поворота кривых, где возможны гистерезисные изменения отражения, зависит от величины частотной отстройки (рисунок 1, а, б) и параметра нелинейной рефракции β (рисунок 1, в, г). Отметим далее, что в случае неоднородного уширения (рисунок 1, а, в) гистерезис должен наблюдаться при больших значениях мощности внешнего сигнала. Для насыщение поглощения в подобных средах обычно необходимо большее значение мощности, чем при однородном уширении (последнему соответствуют фрагменты б, г). Тогда зависимость размеров петли гистерезиса от отстройки Δ и параметра β оказывается более выраженной.

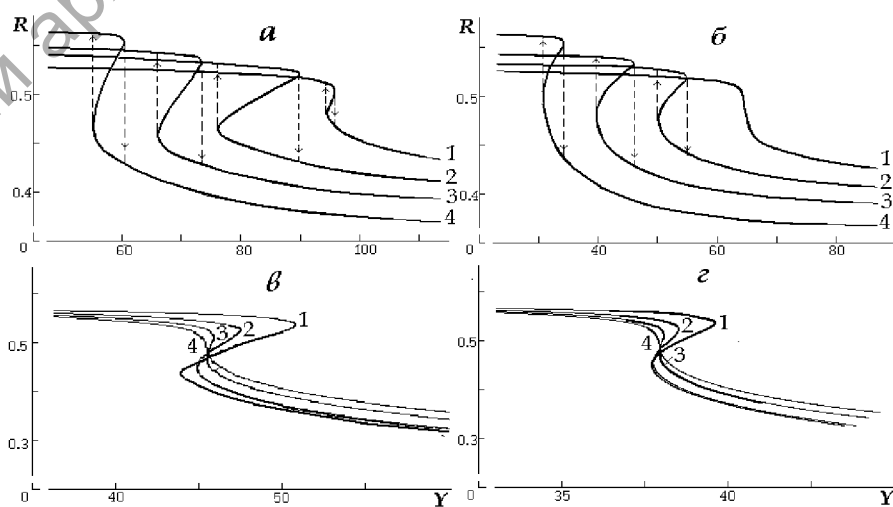


Рисунок 1 – Зависимость резонансного отражения от уровня нормированной интенсивности приложенного поля

(на фрагментах a, b пунктиром указаны направления гистерезисных скачков)

$$\begin{aligned} \kappa_0 &= 2,2, \beta = 0,1, \Delta = 0,1 \text{ (кривая 1)}, 0,5 \text{ (2)}, 1,0 \text{ (3)}, 2,0 \text{ (4)}, (a, b); \\ \kappa_0 &= 1,8, \beta = 0 \text{ (1)}, 0,05 \text{ (2)}, 0,08 \text{ (3)}, 0,10 \text{ (4)}, \Delta = 0,5 \text{ (в, г)}; \gamma = 0,15, \\ \lambda &= 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \eta = 3,6, T_1 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ с}, T_2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ с}, T_2 / T_2^* = 3 \text{ (а, в)} \end{aligned}$$

Расчет соотношения (2) совместно с (3) для фиксированных значений Y как алгебраического уравнения относительно X для ряда значений отстройки Δ дает дисперсионную зависимость $R(\Delta, Y)$. Результаты анализа эффекта резонансного отражения света планарными квантово-размерными структурами найдут применение при разработке нелинейных отражателей, активных покрытий и безынерционных частотных фильтров в пассивных устройствах управления когерентным излучением.

Литература

1. Алфёров, Ж.И. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры / Ж.И. Алфёров и др. // ФТП. – 1998. – Т. 32. – № 4. – С. 385–410.
2. Panzarini, G. Self-induced transparency in semiconductor quantum dots / G.Panzarini, U. Hohenester, E. Molinari // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – № 16. – P.165322-1–165322-6.
3. Khomchenko, A.V. Waveguide spectroscopy of thin films / A.V.Khomchenko // NY: Academic Press, 2005. – 220 p.
4. Каплан, А.Е. Поведение локальных полей в нанорешётках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // УФН. – 2009. – Т. 179. – № 5. – С. 539–547.