

Безрезонаторная оптическая бистабильность в тонкой пленке полупроводника при резонансном возбуждении экситонов и биэкситонов

© П.И. Хаджи, С.Л. Гайван

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии, MD-2028 Кишинев, Молдавия

Теоретически изучены бистабильные свойства тонкой полупроводниковой пленки в условиях резонансного возбуждения когерентных экситонов и биэкситонов фотонами одного либо двух различных импульсов.

Рассмотрим квазистационарное пропускание тонкой полупроводниковой пленки (ТПП) с толщиной L , значительно меньшей длины волны возбуждающего излучения в экситонной области спектра. Мы будем учитывать одновременно два квантовых перехода — в области экситонного резонанса (ОЭР) и в области M -полосы (ОМП) люминесценции. Гигантская сила осциллятора оптической экситон-биэкситонной конверсии [1] может способствовать проявлению оптической бистабильности (ОБ) даже при умеренных уровнях возбуждения кристалла, поэтому мы не будем учитывать эффекты межчастичного взаимодействия.

1. Одноимпульсное возбуждение

В кристаллах типа CdS, CdSe и др., в которых энергия связи биэкситона мала ($< 3 \text{ meV}$), фотоны одного импульса могут индуцировать ступенчатые переходы из основного состояния кристалла в экситонное, а из него в биэкситонное. Временная эволюция макрозаполненных амплитуд экситонной a и биэкситонной b волн под действием поля E определяются гейзенберговскими уравнениями [2]:

$$i\dot{a} = \omega_0 a - i\gamma_e a - gE^+ - \sigma bE^-, \quad (1)$$

$$i\dot{b} = \Omega_0 b - i\gamma_m b - \sigma aE^+, \quad (2)$$

где ω_0 и Ω_0 — собственные частоты экситонного и биэкситонного состояний соответственно; γ_e и γ_m — феноменологически введенные константы затухания; g — константа взаимодействия экситонов с полем; σ — константа оптической экситон-биэкситонной конверсии.

Предполагая, что на ТПП, расположенную в вакууме, падает нормально импульс с амплитудой электрического поля E_0 и частотой $\omega = \omega_0 = \Omega_0 - \omega_0$, из условий непрерывности тангенциальных компонент полей получаем электродинамическое соотношение, связывающее амплитуды полей и квазичастиц

$$E^+ = E_0^+ + i\alpha(ga + \sigma a^+ b), \quad (3)$$

где $\alpha = 2\pi\hbar\omega L/c$. С учетом (3) из (1)–(2) для нормированных амплитуд падающего $X = \sigma E_0(\gamma_e \gamma_m)^{-1/2}$

и прошедшего $Y = \sigma|E|(\gamma_e \gamma_m)^{-1/2}$ импульсов легко получить следующее стационарное уравнение состояния

$$X = Y \left[1 + C \frac{1 + 2Y^2}{(1 + Y^2)^2} \right], \quad (4)$$

где параметр бистабильности $C = \alpha g^2 / \gamma_e$. Исследование функции $Y(X)$ показывает, что критерием существования безрезонаторной ОБ является неравенство $C > C_{cr} = 108/17 \approx 6.35$. При $C < C_{cr}$ система уравнений (1)–(3) имеет одно устойчивое стационарное решение, а при $C > C_{cr}$ три стационарных состояния, из которых два являются устойчивыми. Из (4) следует, что Y как функция X имеет различное асимптотическое поведение в области малых и больших значений X , а именно: $Y \approx X/(1 + C)$ при $X \ll 1$ и $Y \approx X$ при $X \gg 1$. При $C > C_{cr}$ при определенных значениях амплитуды накачки происходят переключения с одной ветви гистерезисной зависимости на другую.

Чтобы прояснить физический смысл этого результата, рассмотрим также стационарные зависимости плотности экситонов n и биэкситонов N от амплитуды падающего импульса. Непосредственно из (2)–(3) получаем следующие соотношения

$$n = \frac{\gamma_m}{\gamma_e} \frac{Y^2}{(1 + Y^2)^2}, \quad N = \frac{Y^4}{(1 + Y^2)^2}, \quad (5)$$

где $n = (\sigma/g)^2 |a|^2$ и $N = (\sigma/g)^2 |b|^2$ — нормированные плотности когерентных экситонов и биэкситонов соответственно. Анализ (5) показывает, что при невысоких уровнях возбуждения плотность экситонов в пленке растет быстрее, чем плотность биэкситонов, и довольно быстро достигает своего максимально возможного значения. При дальнейшем увеличении амплитуды накачки плотность экситонов начинает быстро уменьшаться и при некотором критическом значении X скачкообразно падает до нуля, а плотность биэкситонов возрастает до значения g^2/σ^2 . Это означает, что произошло насыщение экситонного перехода и все вновь образующиеся в пленке экситоны тут же превращаются в биэкситоны. В этот момент среда становится практически прозрачной, т.е. $Y \approx X$.

Времена переключения с одной ветви гистерезисной зависимости одного порядка с параметром $\tau_0 = \alpha g^2$, который для пленки CdS толщиной $L \sim 40 \text{ nm}$ имеет поряд-

док 10^{-13} с. Так как $\gamma_e \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}$ [3], то параметр C заведомо больше критического значения C_{cr} . Интенсивность падающего излучения $I = cE_0^2/8\pi$, соответствующая значению нормированной амплитуды накачки $X = 10$, должна быть порядка $c\gamma_e\gamma_m X^2/8\pi\sigma^2 \sim 1 \text{ kW/cm}^2$.

2. Двухимпульсное возбуждение

В кристаллах типа CuCl энергия связи биэкситона порядка 30 meV, поэтому переход в ОМП характеризуется значительной расстройкой резонанса по отношению к переходу в ОЭР. Предполагается, что экситоны и биэкситоны в ТПП возбуждаются двумя импульсами лазерного излучения с амплитудами напряженности электрического поля E_{01} , E_{02} и частотами фотонов ω_1 , ω_2 соответственно. Будем считать, что фотоны одного из импульсов находятся в резонансе с частотой экситонного перехода, а фотоны другого импульса — в резонансе с частотой перехода в ОМП.

Гейзенберговские (материальные) уравнения для амплитуд a и b в этом случае имеют вид:

$$i\dot{a} = \omega_0 a - i\gamma_e a - gE_1^+ - \sigma b E_2^-, \quad (6)$$

$$i\dot{b} = \Omega_0 b - i\gamma_m b - \sigma a E_2^+, \quad (7)$$

а аналогом соотношения (3) будут уравнения

$$E_1^+ = E_{01}^+ + i\alpha_1 g a, \quad E_2^+ = E_{02}^+ + i\alpha_2 \sigma a^+ b. \quad (8)$$

Приравнивая нулю производные \dot{a} и \dot{b} , находим стационарные уравнения состояния:

$$X_1^2 = n \left[1 + C_1 + \frac{X_2^2}{(1 + C_2 n)^2} \right]^2, \quad N = \frac{X_2^2}{(1 + C_2 n)^2} n, \quad (9)$$

$$X_1 = X_1 \left(1 + \frac{C_1}{1 + Y_2^2} \right), \quad X_2 = X_2 \left(1 + \frac{C_2 Y_1^2}{(1 + Y_2^2)^2} \right), \quad (10)$$

где $C_1 = \alpha_1 \hbar g^2 / \gamma_e$, $C_2 = \alpha_2 \hbar g^2 / \gamma_e$ — параметры бистабильности.

Определим область значений амплитуд накачек X_1 и X_2 , в которой плотности экситонов n и биэкситонов N , а также выходные амплитуды Y_1 и Y_2 могут быть однозначными функциями величин X_1 и X_2 . Граница седел в параметрическом пространстве (X_1, X_2) определяется системой параметрических уравнений:

$$X_1^2 = n \left[\frac{4C_2 n (1 + C_1)}{3C_2 n - 1} \right]^2, \quad (11)$$

$$X_2^2 = \frac{(1 - C_1)(1 + C_2 n)^3}{3C_2 n - 1}. \quad (12)$$

В области, ограниченной этой кривой, система уравнений (6)–(8) имеет три стационарных состояния. Далее исследуем на устойчивость полученные стационарные решения. Системой параметрических уравнений

$$X_1^2 = n \left[\frac{(2 + C_1)(1 + C_2 n)}{C_2 n} \right]^2, \quad (13)$$

$$X_2^2 = \frac{(2 + C_1 + C_2 n)(1 + C_2 n)^2}{C_2 n}, \quad (14)$$

определяется граница устойчивости особых точек седлового типа. Полученные бифуркационные кривые разбивают параметрическое пространство (X_1, X_2) на три области. В области I система уравнений (6)–(8) имеет одну особую точку, а именно устойчивый фокус, в области II три особые точки, из которых одна устойчива и две неустойчивы и, наконец, в области III два устойчивых фокуса и особую точку типа седло. Вершина острия имеет координаты $X_{1c} = 2(1 + C_1)/\sqrt{C_2}$, $X_{2c} = 2\sqrt{1 + C_1}$.

Таким образом, при резонансном возбуждении экситонов и биэкситонов имеют место гистерезисные зависимости амплитуд выходящих полей и концентраций квазичастиц от амплитуд накачек. Важным обстоятельством является то, что кроме постоянных величин C_1 и C_2 параметрами бистабильности являются сами амплитуды падающих импульсов X_1 и X_2 . При фиксированном значении одной из амплитуд накачек изменением амплитуды накачки во втором канале можно управлять нелинейным пропусканием в обоих каналах. Таким образом, имеется возможность контроля над бистабильным поведением одного луча посредством второго.

Для оценки соответствующих величин воспользуемся значениями $\gamma \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $g = 5 \cdot 10^{19} \text{ CGSE}$, $\sigma = 5 \cdot 10^{10} \text{ CGSE}$, $\hbar\omega_1 \approx \hbar\omega_2 = 5 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ [4,5]. Тогда при $L = 10^{-6} \text{ cm}$ находим $C_1 \approx C_2 \sim 10$. Этим значениям параметров C_1 и C_2 соответствуют критические значения нормированных амплитуд $X_{1c} \approx X_{2c} \approx X_{cr} = 7$. Интенсивности накачек, при которых возможна безрезонаторная ОБ, должны быть порядка $I = c\gamma X_{cr}^2/8\pi\sigma^2 \sim 20 \text{ kW/cm}^2$.

Из вышеизложенного можно сделать вывод, что тонкая пленка полупроводника при резонансном возбуждении в ней экситонов с одновременным превращением их в биэкситоны фотонами одного либо двух различных импульсов может эффективно функционировать в качестве бистабильного, переключающего элемента интегральной оптики.

Список литературы

- [1] А.А. Гоголин, Э.И. Рашба. Письма в ЖЭТФ **17**, 690 (1973).
- [2] П.И. Хаджи. Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Штиинца, Кишинев (1977)ю
- [3] J.M. Hvam, C. Dörnfeld, H. Schwab. Phys. Stat. Sol. (b) **150**, 387 (1988).
- [4] Vu Duy Phach, A. Bivas, B. Hönerlage, J.B. Grun. Phys. Stat. Sol. (b) **84**, 731 (1977).
- [5] R. Levy, B. Hönerlage, J.B. Grun. Phys. Stat. Sol. (b) **150**, 825 (1988).