

Безрезонаторная оптическая бистабильность в квазиодномерных полупроводниках пайерлсовского типа

А.Л.Семёнов, М.Ш.Шарапов

Показана принципиальная возможность реализации безрезонаторной оптической бистабильности в квазиодномерных пайерлсовских полупроводниках. Нелинейное взаимодействие системы со световым полем обусловлено красным сдвигом нижнего края оптического перехода полупроводника при увеличении концентрации неравновесных электрон-дырочных пар.

Ключевые слова: оптическая бистабильность, квазиодномерный пайерлсовский полупроводник.

1. Введение

Большие перспективы использования оптической бистабильности для создания элементов оптической памяти и других устройств квантовой электроники обуславливают неослабевающий интерес к ее исследованию и поиску новых веществ с данным нелинейно-оптическим свойством [1 – 10]. Одним из наиболее хорошо изученных материалов, в котором наблюдается скачкообразное, гистерезисное поведение внутренних параметров системы при плавном изменении параметров падающего излучения, является сульфид кадмия [11 – 16]. В этом веществе благодаря сильному электрон-электронному взаимодействию при увеличении концентрации неравновесных фотовозбужденных электрон-дырочных пар происходит существенная перестройка электронного спектра и, как следствие, при определенных специально подобранных параметрах падающего излучения возникает безрезонаторная оптическая бистабильность при нарастающем поглощении [1, 11 – 16].

Красный сдвиг нижнего края полосы оптического поглощения при увеличении концентрации электрон-дырочных пар, имеющий место в сульфиде кадмия, наблюдается также в целом ряде квазиодномерных полупроводников пайерлсовского типа: комплексах платины со смешанной валентностью [17], солях с переносом заряда типа TTF-TCNQ, NMP-TSNQ, TTT(TCNQ)₂ [17], голубой бронзе K_{0,3}MoO₃ [18, 19], двуокиси ванадия [20, 21], TaS₃ [19, 22, 23], TaSe₃, (NbSe₄)_{10/3}I, (NbSe₄)₂I, NbS₃, NbSe₃ и др. [19]. В частности, в двуокиси ванадия короткий лазерный импульс большой мощности способен инициировать фазовый переход полупроводник – металл (обращение в нуль ширины запрещенной зоны электронного спектра системы), происходящий по электронному механизму [21, 24, 25]. Отметим, что в квазиодномерных пайерлсовских полупроводниках, в отличие от сульфида кадмия, перестройка электронного спектра

системы при изменении концентрации электрон-дырочных пар обусловлена сильным электрон-фононным взаимодействием [17, 19, 20, 26 – 32].

Таким образом, имеются хорошие предпосылки обнаружения безрезонаторной оптической бистабильности при нарастающем поглощении в квазиодномерных полупроводниках пайерлсовского типа. Теория данного явления в этих полупроводниках была развита в серии работ [33 – 35], где обсуждались механизм возникновения и условия наблюдения безрезонаторной оптической бистабильности и фотоиндуцированного фазового перехода в пайерлсовском полупроводнике.

В настоящей работе в рамках развитой в статьях [33 – 35] теории исследуется зависимость ширины запрещенной зоны электронного спектра квазиодномерного пайерлсовского полупроводника и концентрации неравновесных фотовозбужденных электрон-дырочных пар от интенсивности и частоты падающего на образец излучения.

2. Основные уравнения

Система Пайерлса, рассматриваемая в настоящей статье, представляет собой одномерную цепочку атомов с одним внешним электроном в каждом атоме. В высокотемпературной металлической фазе атомы в цепочке расположены эквидистантно, а электронная зона проводимости заполнена наполовину. При достаточно низких температурах одномерный металл становится неустойчивым, и при некоторой критической температуре происходит фазовый переход металл – полупроводник. При этом атомы в цепочке попарно сближаются [17, 28].

Уравнения, описывающие поведение пространственно-однородного квазиодномерного пайерлсовского полупроводника с одним внешним электроном на атом в световом поле, в дипольном приближении имеют вид [23, 33, 35]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{8\pi I}{cn_1 \hbar^2} \sum_{|k| \leq \pi/2} d_k^2 g \left(\frac{2\varepsilon_k}{\hbar} - \omega_0 \right) \tanh \frac{\varepsilon_k - \mu}{2k_B T} - \frac{n - n_0}{\tau}, \quad (1)$$

Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: semenov@quant.ulsu.ru

Поступила в редакцию 12 февраля 2001 г.

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + \frac{1}{\tau_p} \frac{d\xi}{dt} = \frac{4}{NMR^2} \left(\sum_{|k| \leq \pi/2} \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial \xi} \tanh \frac{\varepsilon_k - \mu}{2k_B T} - A\xi \right), \quad (2)$$

где $k = 0, \pm 2\pi/N, \dots, \pm \pi/2$ – безразмерные квазиволновые числа электрона одномерной электронной зоны из первой зоны Бриллюэна, ширина которой равна 2π ; n_1 – показатель преломления среды; n и n_0 – концентрации электронов в зоне проводимости при облучении полупроводника и в отсутствие облучения соответственно; ξ – параметр порядка фазового перехода металл–полупроводник (приведенная амплитуда френлиховской фононной моды); τ и τ_p – времена межзонной электронной и фононной релаксации соответственно; I – интенсивность падающего излучения; μ – квазиуровень Ферми электронов зоны проводимости; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; ω_0 – центральная частота оптического спектра падающего излучения; N и M – концентрация и масса атомов, принимающих участие в образовании одномерной зоны электронного спектра соответственно; R – эффективный радиус атомной волновой функции электрона; $g(\omega)$ – нормированная на единицу форма оптического спектра падающего излучения;

$$\varepsilon_k = 2b \operatorname{sign}(\cos k) (\cos^2 k + \sinh^2 \xi)^{1/2} \quad (3)$$

– электронный спектр пайерлсовского полупроводника в приближении сильной связи; $4b$ – ширина электронной зоны проводимости в металлической фазе (при $\xi = 0$);

$$d_k = \frac{2d}{1 + \varphi_k^2} \left| (1 - \varphi_k^2) \sinh \xi \cos k - 2\varphi_k \cosh \xi \sin k \right| \quad (4)$$

– матричный элемент оператора дипольного момента для переходов электрона с квазиволновым числом k из валентной зоны в зону проводимости;

$$\varphi_k = \frac{\cosh \xi \cos k - \operatorname{sign}(\cos k) (\cos^2 k + \sinh^2 \xi)^{1/2}}{\sinh \xi \sin k}; \quad (5)$$

$2d \sinh \xi = d_0$ – матричный элемент оператора дипольного момента в центре зоны Бриллюэна (при $k = 0$);

$$A = 2 \sum_{|k| \leq \pi/2} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_k}{\partial \xi^2} \tanh \frac{\varepsilon_k}{2k_B T_0} \right) \Big|_{\xi=0} \quad (6)$$

– обобщенный коэффициент жесткости кристаллической решетки, который может быть выражен через критическую температуру T_0 фазового перехода металл–полупроводник [25].

Уравнения динамики квазиодномерного пайерлсовского полупроводника (1), (2) следует дополнить соотношением электронейтральности, связывающим квазиуровень Ферми μ и концентрацию электронов n зоны проводимости:

$$n = \frac{N}{2} - \sum_{|k| \leq \pi/2} \tanh \frac{\varepsilon_k - \mu}{2k_B T}. \quad (7)$$

Уравнения (1), (2) с учетом уравнения электронейтральности (7) и вспомогательных соотношений (3)–(6) полностью описывают динамику параметров $n(t)$ и $\xi(t)$ пайерлсовского полупроводника при заданной температуре T и параметрах падающего излучения: интенсивности I , центральной частоте спектра излучения ω_0 , форме спектра излучения $g(\omega)$.

3. Стационарное решение для невырожденного полупроводника

Анализ уравнений (1)–(7) проведем для невырожденного полупроводника, когда квазиуровни Ферми электронов $\mu_e = \mu$ и дырок $\mu_p = -\mu$ лежат в глубине запрещенной зоны электронного спектра ε_k (3):

$$0 \leq \mu < \frac{\varepsilon}{2} - 2k_B T, \quad (8)$$

где

$$\varepsilon = 4b \sinh \xi \quad (9)$$

– ширина запрещенной зоны электронного спектра ε_k (3) квазиодномерного пайерлсовского полупроводника.

Исключая из уравнений (2), (7) квазиуровень Ферми μ , для стационарного случая ($d\xi/dt \equiv 0$) находим приближенную связь между шириной запрещенной зоны ε (9) и концентрацией n электронов в зоне проводимости при $T < T_0/2$:

$$n = \frac{N\varepsilon}{4\pi b} \ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}, \quad (10)$$

где ε_0 – ширина запрещенной зоны электронного спектра (3) в отсутствие облучения.

В дальнейшем будем предполагать, что огибающая оптического спектра падающего на полупроводник излучения имеет лоренцеву форму:

$$g(\omega) = \frac{\tau_0}{\pi[1 + (\omega\tau_0)^2]}, \quad (11)$$

где τ_0 – обратная полуширина спектра. В этом случае для стационарного установившегося режима ($I = \text{const}$, $\xi = \text{const}$, $n = \text{const}$) из уравнений (1), (2), (7) с учетом (9) получаем приближенную зависимость $I(\varepsilon, \omega_0)$:

$$I = \frac{cn_1 \hbar^2}{32\pi^2 d^2 \tau (\tau_0^3 \omega_0)^{1/2}} \times (x - x_0) \left\{ (1 + x^2) \left[x + (1 + x^2)^{1/2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

где

$$x = \tau_0 \left(\frac{\varepsilon}{\hbar} - \omega_0 \right) \quad (13)$$

– безразмерный параметр, характеризующий отстройку частоты нижнего края оптического перехода ε/\hbar от несущей частоты излучения ω_0 ; $x_0 = \tau_0(\varepsilon_0/\hbar - \omega_0)$ – отстройка в отсутствие облучения, когда ширина запрещенной зоны равна ε_0 . При выводе уравнения (12) предполагалось также, что центральная частота спектра излучения ω_0 близка к частоте нижнего края оптического перехода:

$$|\varepsilon - \hbar\omega_0| \ll \hbar\omega_0. \quad (14)$$

Условие невырожденности (8) с учетом уравнений (7), (10) может быть записано в более удобном виде:

$$\varepsilon_0 - \varepsilon < \frac{(\varepsilon_0 k_B T)^{1/2}}{2}; \quad (15)$$

здесь, как и в (10), предполагается, что $T < T_0/2$.

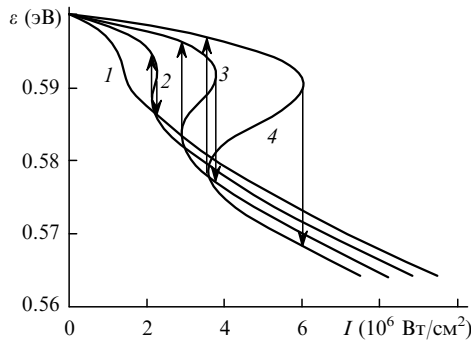


Рис.1. Зависимость ширины запрещенной зоны ε электронного спектра квазиодномерного пайерлсовского полупроводника от интенсивности I светового поля для центральной частоты его спектра $\hbar\omega_0 = 0.592$ (1), 0.588 (2), 0.584 (3) и 0.580 эВ (4).

4. Результаты численных расчетов и их обсуждение

Численный расчет по формулам (10), (12) проводился для следующих значений параметров, характерных для двуокиси ванадия [20]: концентрация атомов ванадия $N \approx 7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, ширина зоны проводимости электронного спектра в металлической фазе $4b \approx 1.1$ эВ, ширина запрещенной зоны электронного спектра в низкотемпературной полупроводниковой фазе $\varepsilon_0 = 4b \sinh \xi_0 \approx 0.6$ эВ, характерное время межзонной электронной релаксации $\tau \approx 3 \cdot 10^{-11}$ с [36], матричный элемент оператора дипольного момента системы для переходов электрона из валентной зоны в зону проводимости в центре зоны Бриллюэна $d_0 \approx 10^{-18}$ г·см/с [37, 38], обратная полуширина спектра падающего излучения $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с, показатель преломления среды на частоте падающего излучения $n_1 \approx \sqrt{10} \approx 3.16$.

Результаты численных расчетов представлены на рис.1–3. На рис.1, 2 показаны зависимости ширины запрещенной зоны ε электронного спектра пайерлсовского полупроводника и концентрации n электронов в зоне проводимости от интенсивности I светового поля для разных центральных частот ω_0 оптического спектра светового поля. Проведенный нами анализ показал, что при выполнении условия

$$\varepsilon_0 - \hbar\omega_0 > 1.62\hbar/\tau_0 = 0.011 \text{ эВ}, \quad (16)$$

накладываемого ограничения снизу на несущую частоту ω_0 светового поля, зависимости $\varepsilon(I)$ и $n(I)$ в некоторой

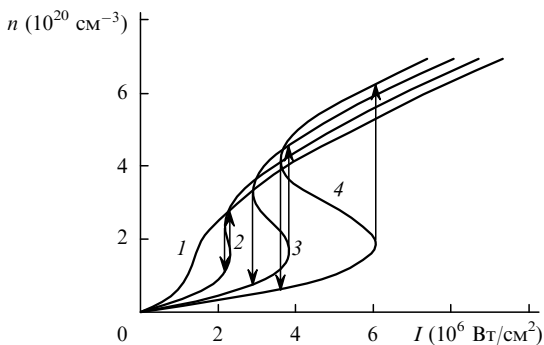


Рис.2. Зависимость концентрации электронов n в зоне проводимости полупроводника от интенсивности I светового поля для центральной частоты его спектра $\hbar\omega_0 = 0.592$ (1), 0.588 (2), 0.584 (3) и 0.580 эВ (4).

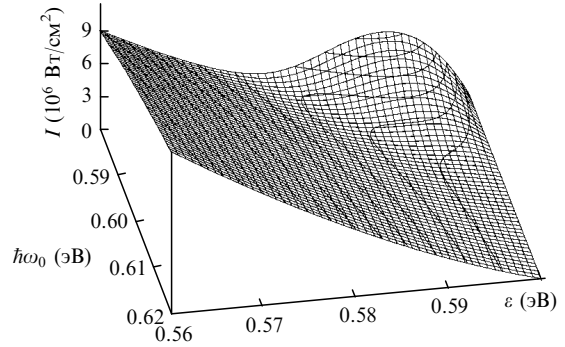


Рис.3. Зависимость ширины запрещенной зоны ε электронного спектра квазиодномерного пайерлсовского полупроводника от интенсивности I и центральной частоты ω_0 оптического спектра светового поля.

области изменения I ($I_2 < I < I_1$) имеют неоднозначный характер. В точках I_1 и I_2 , где $\partial\varepsilon/\partial I = 0$ и $\partial n/\partial I = 0$, происходят скачкообразные изменения ε и n (на рис.1, 2 показаны стрелками). Разность $\Delta I = I_1 - I_2$ определяет ширину области оптической бистабильности при нарастающем поглощении.

Необходимо отметить, что условие (15) при температуре $T = 100$ К и ширине запрещенной зоны в отсутствие облучения $\varepsilon_0 = 0.6$ эВ накладывает следующее ограничение на область изменения ширины запрещенной зоны ε при наличии облучения:

$$0 < \varepsilon_0 - \varepsilon < 0.036 \text{ эВ}. \quad (17)$$

Неравенство (17), как видно из рис.1 и 3, справедливо для полученных нами решений, включая участки бистабильности системы.

На рис.3 показана трехмерная поверхность $I(\hbar\omega_0, \varepsilon)$, иллюстрирующая сложное немонотонное и неоднозначное поведение внутреннего параметра системы ε при изменении параметров внешнего воздействия I и ω_0 .

Бистабильность поглощения электромагнитных волн в пленках VO_2 вблизи критической температуры фазового перехода полупроводник–металл $T_0 = 340$ К наблюдается экспериментально [39–41]. Численные значения длины волны ($\lambda = 2.2$ мм) и интенсивностей ($I_{1,2} \sim 1$ Вт/см²) облучения, времени переключения между полупроводниковым и металлическим состояниями ($\tau_s \sim 0.1$ с), а также вид зависимостей интенсивностей $I_{1,2}$ от температуры окружающей среды свидетельствуют [40] о тепловом механизме возникновения наблюдавшейся в [39–41] бистабильности.

Используя формулу

$$\gamma = \frac{16\pi^2}{cn_1\hbar^2} \sum_{|k| \leq \pi/2} \varepsilon_k d_k^2 g \left(\frac{2\varepsilon_k}{\hbar} - \omega_0 \right) \tanh \frac{\varepsilon_k - \mu}{2k_B T}, \quad (18)$$

для электронного механизма переключения между двумя полупроводниковыми состояниями с малым коэффициентом оптического поглощения γ_1 при $\hbar\omega_0 < \varepsilon$ и большим коэффициентом оптического поглощения γ_2 при $\hbar\omega_0 > \varepsilon$ получаем численные оценки:

$$\gamma_1 = \gamma(\hbar\omega_0 < \varepsilon) \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}, \quad (19)$$

$$\gamma_2 = \gamma(\hbar\omega_0 > \varepsilon) \approx 1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}. \quad (20)$$

Экспериментально измеренный коэффициент γ оптического поглощения полупроводниковой фазы VO_2 на частотах $\hbar\omega_0 > \epsilon$ лежит в пределах $(0.15 - 1.8) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ [20], что подтверждает справедливость численной оценки (20).

1. Гиббс Х. *Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света* (М., Мир, 1988).
2. Хаджи П.И., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **23**, 1009 (1996).
3. Хаджи П.И., Федоров Л.В. *Квантовая электроника*, **29**, 61 (1999).
4. Хаджи П.И., Ляхомская К.Д. *Квантовая электроника*, **29**, 43 (1999).
5. Хаджи П.И., Русанов А.М., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **27**, 262 (1999).
6. Хаджи П.И., Ткаченко Д.В., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **27**, 265 (1999).
7. Ротару А.Х., Тонгу В.З. *ЖЭТФ*, **112**, 1778 (1997).
8. Сайко А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 259 (1998).
9. Есипов С.Э. *ЖЭТФ*, **97**, 1031 (1990).
10. Парканский Б.Ш., Ротару А.Х. *ЖЭТФ*, **99**, 899 (1991).
11. Лысенко В.Г., Ревенко В.И., Тратас Т.Г., Тимофеев В.Б. *ЖЭТФ*, **68**, 335 (1975).
12. Лысенко В.Г., Ревенко В.И. *ФТТ*, **20**, 2144 (1978).
13. Коршунов В.В., Лебедев М.В., Лысенко В.Г. *ФТТ*, **27**, 1518 (1985).
14. Днепровский В.С., Климов В.И., Названова Е.В. *ФТТ*, **32**, 1941 (1990).
15. Днепровский В.С., Климов В.И., Названова Е.В. *ЖЭТФ*, **98**, 1035 (1990).
16. Балтрамеюнас Р., Гульбинас В., Екимов А.И., Кудрявцев И.А., Пакальнис С., Тамулайтис Г., Геник Д.И. *ФТП*, **25**, 271 (1990).
17. Булаевский Л.Н. *УФН*, **115**, 263 (1975).
18. Артеменко С.Н., Волков А.Ф., Зайцев-Зотов С.В. *УФН*, **166**, 434 (1996).
19. Gruner G. *Rev.Mod.Phys.*, **60**, 1129 (1988).
20. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. *Фазовый переход металл-полупроводник и его применение* (Л., Наука, 1979).
21. Бугаев А.А., Гудялис В.П., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. *Письма в ЖЭТФ*, **34**, 452 (1981).
22. Минакова В.Е., Латышев Ю.И., Волков В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **62**, 422 (1995).
23. Надь Ф.Я., Иткис М.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **63**, 246 (1996).
24. Семёнов А.Л. *ФТТ*, **40**, 2113 (1998).
25. Семёнов А.Л. *ЖЭТФ*, **116**, 2154 (1999).
26. Berggren K.F., Huberman B.A. *Phys.Rev.B*, **18**, 3369 (1978).
27. Капаев В.В., Копаев Ю.В., Молотков С.Н. *Микроэлектроника*, **12**, 499 (1983).
28. Семёнов А.Л. *ФТТ*, **39**, 925 (1997).
29. Семёнов А.Л. *ЖЭТФ*, **117**, 1175 (2000).
30. Семёнов А.Л. *ФТТ*, **42**, 1125 (2000).
31. Семёнов А.Л. *ФТТ*, **42**, 1842 (2000).
32. Семёнов А.Л. *ЖЭТФ*, **115**, 1297 (1999).
33. Семёнов А.Л. *ЖЭТФ*, **111**, 1398 (1997).
34. Семёнов А.Л. *ЖЭТФ*, **111**, 2147 (1997).
35. Семёнов А.Л. *ЖЭТФ*, **114**, 1407 (1998).
36. Балашенков Н.Р., Карасев В.Б., Солунин А.А., Хахаев И.А., Цибадзе К.Ш., Чудновский Ф.А. *ФТТ*, **36**, 2475 (1994).
37. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. *Кооперативные эффекты в оптике: сверхизлучение, бистабильность, фазовые переходы* (М., Наука, 1986).
38. Клышко Д.Н. *Физические основы квантовой электроники* (М., Наука, 1986).
39. Биленко Д.И., Лодгауз В.А. *Квантовая электроника*, **12**, 177 (1985).
40. Биленко Д.И., Лодгауз В.А., Хасина Е.И. *ЖТФ*, **59**, 140 (1989).
41. Егоров Ф.А., Темиров Ю.Ш., Соколовский А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 8 (1989).