

PACS numbers: 71.36.+c, 78.66.-w

Спектроскопия поляритонов полупроводниковой микрополости

Е.А. Виноградов, А.Л. Добряков,
С.А. Коваленко, Ю.Е. Лозовик,
Ю.А. Матвеев, В.М. Фарзтдинов

1. Введение

Оптические свойства тонких пленок диэлектриков и полупроводников на поверхности металлов, возбуждение поляритонов в таких структурах (см., например, [1, 2]) и нелинейная оптика тонкопленочных микрорезонаторных структур типа резонаторов Фабри–Перо [3] в последнее время привлекают пристальное внимание. Указанные системы представляют собой весьма содержательную модель нелинейной оптики: планарные микрорезонаторные структуры являются примером простейшей физической модели, допускающей возможность последовательного учета границ при использовании резонансной среды конечной толщины. Наконец, системы этого типа весьма перспективны для изучения нестационарного эффекта Казимира и других явлений квантовой электродинамики в полости (см. [4] и цитируемую там литературу).

Настоящая работа посвящена исследованию эффектов нелинейного взаимодействия ультракоротких импульсов света с микрорезонаторными структурами полупроводник/металл. Методом фемтосекундной лазерной спектроскопии [5, 6] исследованы возбуждение и релаксация собственных мод в полупроводниковой (A^2B^6) микрополости.

2. Эксперимент

В качестве планарных резонаторных структур использовались пленки полупроводника (ZnS, ZnSe) различной толщины (0,25–1,2 мкм), выращенные на слое металла (Ni, Cr, Cu), напыленном на кварцевую подложку. Возбуждение осуществлялось оптическими импульсами длительностью порядка 50 фс. Различные энергии фотона $\hbar\omega_{pu1} = 2,34$ эВ, $\hbar\omega_{pu2} = 2,75$ эВ и $\hbar\omega_{pu3} = 5,5$ эВ позволили провести исследование отклика как при подзонном, когда $\hbar\omega_{pu} < E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника), так и при надзонном возбуждении, когда $\hbar\omega_{pu} > E_g$ [7–11]. Временная динамика фотонаведенного отражения $\Delta D_R(\hbar\omega) = -\Delta \log_{10}[R(\hbar\omega)]$ исследовалась в широкой спектральной области 1,6–3,2 эВ с временным шагом 7 фс и максимальной задержкой до 2,5 пс с помощью зондирующих импульсов длительностью 50 фс.

Исследование временной эволюции фотоиндуцированных спектров отражения для обоих типов возбуждения [7–11] показало, что для подзонного возбуждения (структуры ZnSe/Cr и ZnSe/Cu для $\hbar\omega_{pu1} = 2,34$ эВ и ZnS/Ni для $\hbar\omega_{pu2} = 2,75$ эВ) отклик существенно зависит от металла. Фотонаведенный отклик для структуры ZnSe/Cr является знакопеременным для положительных временных задержек $\tau_D = 0,04$ –1 пс в то время, как для ZnSe/Cu и ZnS/Ni структур он является знакопостоянным (за исключением области вблизи края запрещенной зоны полупроводника для структуры ZnSe/Cu) для всех исследованных задержек. В то же время отклик струк-

туры ZnSe/Cr при малых отрицательных временных задержках $\tau_D = -0,04$ –0,0 пс качественно подобен отклику структуры ZnS/Ni при подзонном возбуждении.

Для структуры ZnS/Ni можно выделить две характерных стадии: быструю (с характерным временем порядка длительности импульса) и медленную (с характерным временем порядка 0,4 пс). В течение быстрой стадии сигнал достигает максимума при задержках порядка 0 фс и затем уменьшается. Далее он вновь возрастает (на масштабе времен 0,4 пс), после чего медленно релаксирует к нулю при задержках $\tau_D > 1$ пс. Отклик структуры ZnSe/Cu подобен отклику структуры ZnS/Ni (кроме быстрой стадии, которая не наблюдалась для ZnSe/Cu).

Для надзонного возбуждения (структуры ZnSe/Cr для $\hbar\omega_{pu2,3} = 2,75$ эВ и 5,5 эВ и ZnS/Ni для $\hbar\omega_{pu3} = 5,5$ эВ) отклики всех изучаемых структур были качественно подобны. Для малых задержек $\tau_D < 0,5$ пс наблюдался знакопеременный сигнал, достигающий максимальной амплитуды при задержке порядка 0,1 пс и релаксирующий далее с характерным временем порядка 1 пс к сигналу постоянного знака.

3. Обсуждение

Подзонное возбуждение. Среди физических процессов, характерных для подзонного типа возбуждения [7, 8], процессы возбуждения электронов в металле и тунелирование неравновесных носителей заряда в полупроводник непосредственно связаны с зонной структурой металла.

При подзонном возбуждении оптический импульс поглощается, в основном, в тонком поверхностном слое металла ($\sim l_{ex} = 2/\alpha_{metal}(\hbar\omega) \sim 20$ –30 нм для Ni, Cr, Cu). За времена порядка времени электрон-электронных столкновений наиболее сильные изменения функции распределения электронов будут сконцентрированы вблизи уровня Ферми. Часть возбужденных неравновесных носителей заряда металла проникнет над (или через) барьером Шотки в полупроводник. Плотность инжектированных электронов пропорциональна плотности состояний в металле на высоте барьера Шотки. Время инжектирования ограничивается временем электрон-электронной релаксации. Появление свободных носителей заряда в полупроводнике приведет, в свою очередь, к изменению его диэлектрической проницаемости.

Проведенный анализ показал [10, 11], что электронная структура металлов определяет различия фотоиндуцированных откликов структур на этих металлах. Для структур на Ni и Cu отклик для времен меньших 1 пс определяется откликом тонкого металлического слоя. Для Cu этот отклик более выражен, и его спектральная зависимость определяется наличием дипольно-разрешенных межзонных переходов в окрестность уровня Ферми в исследуемой спектральной области. Для структур на Cr отклик определяется, в основном, изменением диэлектрической проницаемости полупроводника, независимого от типа возбуждения — выше или ниже запрещенной энергетической зоны полупроводника. Это связано с отсутствием в Cr переходов в окрестность уровня Ферми в исследуемой спектральной области. В то же время Cr, в отличие от Ni и Cu, является эффективным инжектором возбужденных носителей заряда, поскольку плотность состояний резко возрастает при увеличении $|E - E_F|$. Время инжектирования

носителей заряда в полупроводник можно оценить как $l_{ex}/v_F \sim 20$ фс. Эта оценка находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Надзонное возбуждение. Для энергии возбуждения выше запрещенной зоны полупроводника лазерный импульс фактически полностью поглощается в тонком приповерхностном слое полупроводника (для ZnS и накачки $\hbar\omega_{pu3}$ толщина такого слоя $l_{ex} = 2/\alpha_{ZnS}(\hbar\omega_{pu3}) \approx 40$ нм) и создает неоднородное распределение горячих носителей в полупроводнике.

Для такого типа возбуждения основной вклад на временах меньших 1 пс определяется однофотонным поглощением [9]. Неравновесные электроны, возбужденные в тонком приповерхностном слое полупроводника, будут релаксировать за счет электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействий и проникнут в невозбужденную часть полупроводника. Временная эволюция диэлектрической проницаемости полупроводника определяется этими процессами.

4. Заключение

Исследовано возбуждение и релаксация собственных мод полупроводниковой микрополости полупроводника, граничащего с металлической подложкой. Показано, что использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет селективно манипулировать граничными условиями в микрорезонаторе и модифицировать временные, спектральные и пространственные характеристики выбранных наноструктур.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ, программами "Фундаментальная спектроскопия" и "Фундаментальная метрология" и грантом INTAS-RFBR.

Список литературы

1. Виноградов Е А и др. *Оптика и спектроскопия* **76** 311 (1994)
2. Vinogradov E A *Phys. Rep.* **217** 159 (1992)
3. Гиббс Х *Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света* (М.: Мир, 1988)
4. Lozovik Yu E, Tsvetus V G, Vinogradov E A *Phys. Scripta* **52** 184 (1995)
5. Kovalenko S A, Ernsting N P, Ruthmann J *Chem. Phys. Lett.* **258** 445 (1996)
6. Farztdinov V M et al. *Phys. Rev. B* **56** 4176 (1997)
7. Vinogradov E A et al. *Laser Phys.* **8** 316 (1998)
8. Виноградов Е А и др. *Изв. РАН Сер. Физ.* **62** 221 (1998)
9. Vinogradov E A et al. *Laser Phys.* **8** 620 (1998)
10. Vinogradov E A et al. *Laser Phys.* **9** (1) 215 (1999)
11. Виноградов Е А и др. *Изв. РАН Сер. Физ.* (1999) (принято к печати)

PACS numbers: 71.35.+z, 79.60.Jv

Экситоны и оптические нелинейности в гибридных органических-неорганических наноструктурах

В.М. Агранович

Обсуждаются свойства электронных возбуждений в наноструктурах, образованных с использованием органических материалов и неорганических полупроводников, имеющих соответственно экситоны Френкеля и Ванье–Мотта с близкими энергиями. Известно, что

экситоны Френкеля могут обладать большими силами осциллятора. В то же время для экситонов Ванье–Мотта из-за относительно низких концентраций насыщения характерны значительные резонансные оптические нелинейности. В наноструктурах, содержащих органические и полупроводниковые квантовые ямы, резонансное взаимодействие между экситонными состояниями в квантовых ямах приводит к гибридизации состояний Френкеля и экситонов Ванье–Мотта [1]. Новые экситонные состояния могут, как экситоны Френкеля, обладать большими значениями сил осциллятора перехода и в то же время, как экситоны Ванье–Мотта, — большими резонансными оптическими нелинейностями. В результате эти нелинейности по сравнению с нелинейностями полупроводниковой квантовой ямы увеличиваются в сотни раз [2]. Аналогичное явление рассмотрено также в микрорезонаторе, где экситонные резонансы близки к резонансу фотона в микрорезонаторе [3]. Для того случая, когда резонансные расщепления малы по сравнению с шириной экситонного резонанса в органическом слое, рассмотрен необратимый перенос энергии от экситона в полупроводниковой квантовой яме к органике. Этот перенос является аналогом переноса по Ферстеру. Оказалось, что при размерах полупроводниковой квантовой ямы и барьера порядка 100 Å перенос энергии происходит за времена, много меньшие времени жизни экситона в полупроводниковой квантовой яме [4]. Этот эффект может быть особенно интересен для приложений: электрическая накачка экситонов в полупроводниковой квантовой яме может быть использована для создания яркой люминесценции органических молекул (см. обзор в [5]).

Список литературы

1. Agranovich V M, Atanasov R, Bassani F *Solid State Commun.* **92** 295 (1994); Yudson V I, Reineker P, Agranovich V M *Phys. Rev. B* **52** R5543 (1995)
2. La Rocca G, Bassani F, Agranovich V *Nuovo Cimento D* **17** 1555 (1995)
3. Agranovich V, Benisty H, Weisbuch C *Solid State Commun.* **102** 631 (1997)
4. Agranovich V, La Rocca G, Bassani F *Письма в ЖЭТФ* **66** 714 (1997) [*JETP Lett.* **66** 748 (1997)]
5. Agranovich V M et al. *J. Phys.: Cond. Matter* **10** 9369 (1998)

PACS number: 42.65.Re

Перспективы нанолокальной фемтосекундной спектроскопии и нанолитографии

Ю.Е. Лозовик, С.П. Меркулова

Прогресс в нанофизике и технологический прогресс в нано- и оптоэлектронике связан с продвижением в область все меньших пространственных и временных масштабов. Для этого требуются принципиально новые методы создания наноструктур и их неразрушающего контроля. Одной из важнейших задач, стоящих перед нанофизикой, является разработка оптических методов, сочетающих высокое пространственное, временное и спектральное разрешение и позволяющих изучать сверхбыстрые процессы в единичных наноструктурах, кластерах и молекулах.