

- [8] Ганапольский Е.М., Чернец А.Н. // Радиофизика. 1963. Т. 6. С. 196–198.
 [9] Piel H., Muller G. // IREE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 854–862.
 [10] Oates D.E., Anderson A.C. // IREE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 867–871.

Институт радиофизики и электроники АН Украины
 Харьков
 Институт монокристаллов АН Украины
 Харьков

Поступило в Редакцию
 15 января 1994 г.

УДК 535.373

© Физика твердого тела, том 36, № 6, 1994
 Solid State Physics, vol. 36, N 6, 1994

ВОЗДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ ТОНКИХ КРИСТАЛЛОВ $\epsilon = \text{GaSe}$

*К.Р.Аллахвердиев, Н.А.Азмедов, Н.Б.Мустафаев,
 М.М.Тагиев, З.А.Ибрагимов*

Ширина запрещенной зоны слоистого $\epsilon = \text{GaSe}$ при комнатной температуре составляет $E = 2.020 \text{ eV}$. Для оптических спектров тонких кристаллов $\epsilon = \text{GaSe}$ (менее 100μ) характерна полоса поглощения прямых свободных экситонов при 2.001 eV , $T = 300 \text{ K}$. Просветление в полосе экситонного поглощения при взаимодействии импульсов длительностью $\tau = 7 \text{ ps}$ наблюдали авторы работы [1]. Природа осцилляций с периодом $T = 248 \text{ fs}$ на зависимостях оптического пропускания толстых кристаллов под воздействием лазерных импульсов объяснена в предположении когерентного возбуждения неполярных оптических фононов [2]. В настоящем сообщении приведены результаты экспериментов по воздействию лазерных импульсов с энергией $E = 1.97 \text{ eV}$, длительностью $\tau = 60 \text{ fs}$ на зависимости дифференциального пропускания кристаллов толщиной менее 20μ при комнатной температуре. Селенид галлия выращен в Институте физики АН Азербайджанской Республики методом Бриджмена. Эксперименты проведены К. Зайбертом в Институте полупроводниковой электроники Технического университета г. Ахене (Германия) с использованием методики возбуждение-проба [3]. Измерения проведены на свежесколотых пластинках, полученных расщеплением монокристаллических блоков непосредственно перед экспериментом. Зависимости пропускания кристалла толщиной $d = 10 \mu$ для различных плотностей возбуждения от времени выдержки между импульсами приведены на рис. 1; концентрации возбужденных пар, соответствующие плотностям накачки $F = 6$ (1) 30 (2), 60 GW/cm^2 (3), равны $N \simeq 1.4 \cdot 10^{17}$; $6.8 \cdot 10^{17}$ и $1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Наиболее характерными особенностями зависимостей пропускания являются следующие: 1) воздействие плотностей возбуждения $F \geq 0.1 \text{ GW/cm}^2$ ($N \simeq 0.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) приводит к увеличению пропускания; 2) просветление наблюдается при положительных временах задержки до 250 fs ; 3) при плотностях $F \gtrsim 7 \text{ GW/cm}^2$ ($N \approx 1.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) наблюдается смена знака относительно пропускания, возрастающего по абсолютной величине с увеличением плотности возбуждения (рис. 1, кривые

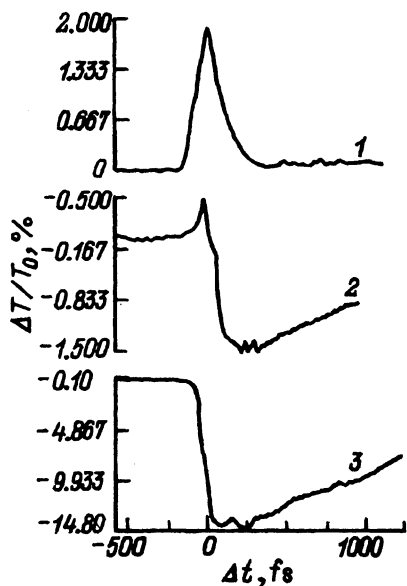


Рис. 1. Зависимости пропускания кристалла GaSe толщиной $d \approx 10 \mu$ при комнатной температуре от времени задержки Δt между возбуждающим и пробным импульсами при различных плотностях возбуждения.

$$\lambda_{ex} = \lambda_{pr} = 630 \text{ nm.}$$

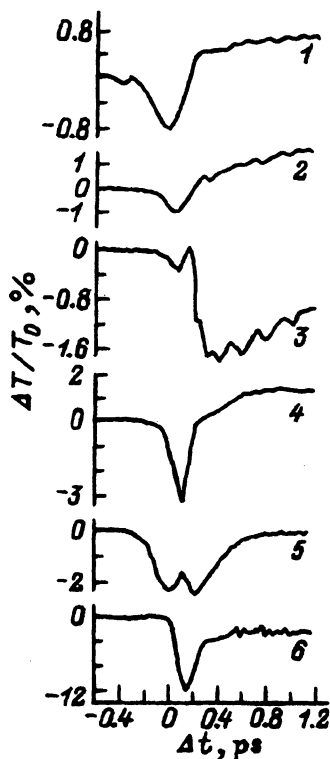


Рис. 2. Временные зависимости пропускания кристалла GaSe толщиной $d \approx 10 \mu$ при $T = 300 \text{ K}$ плотности возбуждения $F \approx 50 \text{ GW/cm}^2$ ($N \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_{ex} = 630 \text{ nm}$).

Длина волны пробного импульса λ_{pr} : 1 — 700, 2 — 650; 3 — 630, 4 — 600, 5 — 550, 6 — 500 nm.

2,3); 4) при $\Delta t > 0$ наблюдается наведенное поглощение, релаксирующее со временем к установившемуся значению при $\Delta t \geq 2 \div 3 \text{ ps}$. Величина наведенного поглощения приблизительно линейно возрастает с увеличением плотности накачки.

Природа поглощения при $\Delta t = 0$ и наведенного поглощения при $\Delta t \leq 1.5 \text{ ps}$ может явиться предметом отдельного обсуждения и не рассмотрена в настоящей работе. Отметим, что сдвиги максимумов и минимумов пропускания от нулевых значений Δt , а также наличие слабого пика на зависимости 2 (рис. 1) вызваны интерференционной картиной, меняющейся со временем, поскольку исследуемые образцы были без антиотражающих покрытий. В пользу этого говорят зависимости рис. 2. На этом рисунке приведено пропускание при фиксированной длине волны возбуждения и различных длинах волн пробного импульса. Оцененные, согласно [4], значения ренормализованной зоны при концентрациях возбужденных носителей $N \approx 1.4 \cdot 10^{17}$, $6.8 \cdot 10^{17}$ и $1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ равны соответственно $E_g^{\text{ren}} \approx 2.00$, 1.98 и 1.97 eV. Рассмо-

трим возможный механизм просветления GaSe как связанный с уменьшением поглощения в экситонной полосе. Справедливость такого подхода оправдывается тем, что измеренное значение спектральной ширины возбуждающего и пробного импульсов $\epsilon = 41$ meV, за счет этого имеет место поглощение прямыми свободными экситонами. Причиной просветления может быть самоэкранировка экситонов и их экранировка свободными носителями. При достаточно сильной экранировке, когда достигается критическая длина экранирования r_s^M , имеет место экситонный переход Мотта в металлическую фазу диссоциированных электронно-дырочных пар. При расстоянии между экситонами $r_s < r_s^M$ (r_s^M — соответствует критической концентрации Мотта), когда система переходит в металлическое состояние, экситоны в кристалле не существуют [5]. Согласно [5], экситонный переход Мотта в GaSe размыт. Нет фиксированного значения N_M , и для различных образцов переход может проявляться при несколько отличающихся значениях N_M (время жизни электронов и дырок зависят от плотности накачки и в зависимости от качества кристаллов могут изменяться от образца к образцу). Сравнивая результаты [5,6], можно полагать, что концентрация, при которой может происходить переход Мотта в GaSe, лежит в пределах $N_M = (1 \div 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Значение концентрации, соответствующее зависимости 1 (рис. 1), близко к нижнему пределу, и можно считать, что при $N_M = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ не превышен предел Мотта и наблюдаемое просветление связано с самоэкранировкой экситонов и их экранировкой свободными носителями в приграничной области перехода Мотта. В пользу последнего говорят оценки значения ренормализованной ширины запрещенной зоны селенида галлия $E_g^{\text{ren}} \simeq 2.00 \text{ eV}$ при $N \simeq 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Видно, что при данной плотности возбуждения возможны реальные однофотонные переходы носителей в зону проводимости.

При плотностях, соответствующих зависимостям 2 и 3 (рис. 1), превышена верхняя граница перехода Мотта и значения ренормализованной ширины запрещенной зоны ниже энергетического положения основного состояния прямых свободных экситонов. Оцененные значения ренормализованной зоны и средние расстояния между электронно-дырочными парами для плотностей возбуждения 30 и 60 GW/cm² равны соответственно $E_g^{\text{ren}} = 1.99$ и 1.98 eV и $r_s = 1.856$ и 1.460 nm ($r_s^M(\text{GaSe}) = 3.192 \text{ nm}$).

Список литературы

- [1] Dneprovski V.S., Egorov V.I., Khechinashvili D.S., Nquen H.X. // Phys. Stat. Sol. 1985. V. 138. N 1. P. 39–41.
- [2] Аллахвердиев К., Камассел Дж., Курц Г., Мустафаев Н., Тагиев М., Салаев Э., Зиберт К. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 3. С. 145–146.
- [3] Kurz H., Kutt W., Sibert K., Strahnen M. // Solid State Electron. 1988. V. 31. N 3/4. P. 447.
- [4] Vashita P., Kalia R. // Phys. Rev. b.1982. V. 25. N 10. P. 6492.
- [5] Pavesi L., Staehli J.L. // Phys. Rev. b. 1989. V. 39. N 15. P. 10982.
- [6] Yao S.S., Buchert J., Alfano R.R. // Phys. Rev. b. 1982. V. 25. N 10. P. 6534.

Институт физики АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
6 ноября 1992 г.
В окончательной редакции
17 января 1994 г.