

УДК 621.315.592

© 1990

## ПИКОСЕКУНДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПРОЗРАЧНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ МОЩНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*В. С. Викторавичюс, Р. А. Гадонас, А. П. Галдикас, С. И. Гребинский,  
С. Я. Захаров, В. В. Крсаускас, А. С. Пелакаускас*

Исследовано влияние мощных лазерных импульсов пикосекундной длительности на поглощение слабого света в магнитном полупроводнике  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при 300 К. Получено, что интенсивное освещение обуславливает увеличение поглощения света в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  («затемнение»). Релаксация затемнения существенно зависит от энергии кванта зондирующего света  $h\nu_s$ . При  $h\nu_s < 1.3$  эВ спад индуцированного поглощения происходит с двумя временами релаксации  $\tau_1 \sim 60$  и  $\tau_2 \sim 600$  пс. Увеличение поглощения света с энергией кванта  $h\nu_s > 1.3$  эВ остается практически постоянным в исследуемом интервале времени  $\sim 1000$  пс. Результаты объясняются уменьшением ширины запрещенной зоны и  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  из-за взаимодействия между неравновесными электронами и дырками.

Для нужд развивающейся оптоэлектроники необходимы быстродействующие нелинейные материалы. Полупроводниками, отличающимися очень быстрой рекомбинацией носителей заряда и поэтому пригодными для изготовления фотодетекторов пикосекундных импульсов света, являются халькогенидные хромовые шпинели. Характерное время релаксации фотопроводимости этих магнитных полупроводников при высоком возбуждении порядка  $10^{-11}$  с [1]. В одном из них  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  наблюдалась быстрая ( $\tau \approx 3.8 \cdot 10^{-12}$  с при 300 К) релаксация люминесценции [2]. В настоящей работе сообщается о наблюдении в пикосекундной области времен нелинейного свойства  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  — изменения оптического поглощения под действием мощного импульса света.

Исследования проводились методом нестационарной абсорбционной пикосекундной спектроскопии, описанной в [3]. Два импульса света — возбуждающий (мощный) и зондирующий (слабый) — направлялись почти перпендикулярно к поверхности полированной пластинки  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  толщиной 20—100 мкм и фокусировались на ней. Угол между лучами, поляризации которых были одинаковые, составлял примерно  $7^\circ$ . Диаметр светового пятна на поверхности образца примерно равен 0.2—0.4 мм. Максимальная мощность возбуждающего импульса  $P_{\text{max}} \approx 5 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность  $\Delta t_s \approx 30$  пс. Соответствующие параметры зондирующего луча  $P_s \approx 3 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\Delta t_s \approx 20$  пс. Длины волн зондирующего и возбуждающего импульсов изменялись независимо друг от друга в пределах 0.8—1.4 мкм. Регулируемая оптическая линия задержки, установленная в канале зондирующего луча, позволяла менять временной интервал между импульсами. Измерения проводились при комнатной температуре.

Зависимость изменения оптической плотности  $\Delta A = \lg(I_s^0/I_s)$  образца от времени задержки  $T$  при разных энергиях кванта зондирующего света показана на рис. 1 ( $I_s^0$ ,  $I_s$  — интенсивности прошедшего через образец зондирующего луча в отсутствие и при наличии возбуждающего импульса света). При энергии кванта зондирующего света  $h\nu_s < 1.3$  эВ в релаксации  $\Delta A$  наблюдаются быстрая и медленная составляющие (рис. 1, а). Времена

$\tau_1'$  и  $\tau_2$ , за которые амплитуды этих составляющих уменьшаются в 2.72 раза, составляют  $70 \pm 10$  и  $600 \pm 200$  пс соответственно. Время нарастания  $\Delta A$ , которое совпадает с разрешающей способностью измерительной системы и определяется длительностями зондирующего и возбуждающего импульсов, примерно равно  $\tau_s = 30$  пс. Следовательно, действительное характерное время физического процесса, обуславливающего быстрый спад  $\Delta A$ , равно  $\tau_1 = \sqrt{(\tau_1')^2 - (\tau_s)^2} \approx 60$  пс.

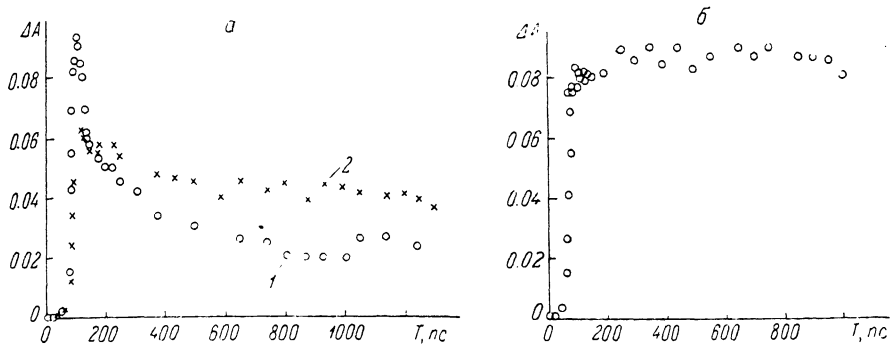


Рис. 1. Временные зависимости изменения оптической плотности  $\Delta A$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при разных энергиях кванта зондирующего света (эВ).

$h\nu_s$ ,  $h\nu_B$  а — 1.180, 1.180 (1); 1.304, 1.378 (2); б — 1.383, 1.165.

Увеличение оптической плотности  $\Delta A$  пропорционально интенсивности возбуждающего света (рис. 2). Однако оно не зависит от интенсивности зондирующего света. Сразу отметим, что последний результат, равно как и тот факт, что  $\tau_1$  превышает время нарастания  $\Delta A$ , показы-

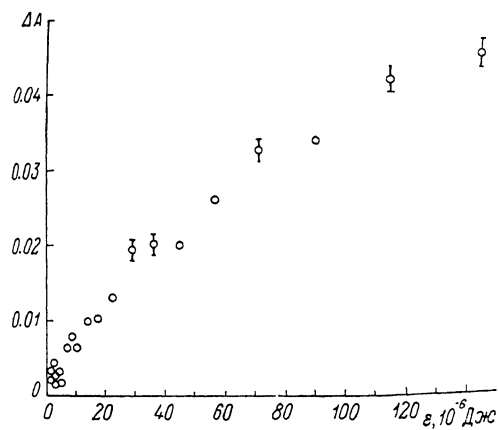


Рис. 2. Зависимость изменения оптической плотности  $\Delta A$  от интенсивности возбуждающего света.

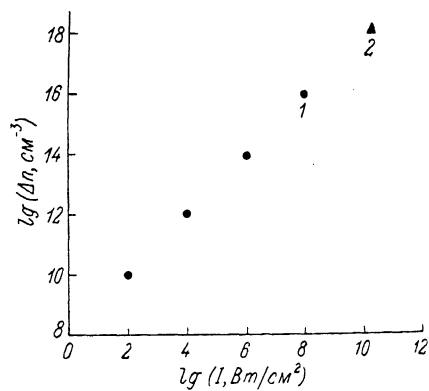


Рис. 3. Зависимость неравновесной концентрации носителей заряда от интенсивности света.

1 — наст. раб., 2 — [8].

вает, что быстрая составляющая в релаксации  $\Delta A$  не может быть объяснена совместным действием квантов света обеих лучей (двухфотонными переходами).

При увеличении  $h\nu_s$  с 1.2 до 1.3 эВ зависимость  $\Delta A$  от времени постепенно меняется: амплитуда быстрой составляющей релаксации уменьшается, а характерное время медленной релаксации увеличивается (рис. 1, б). При  $h\nu_s = 1.3 \div 1.4$  эВ после начального увеличения за время  $\sim 30$  пс  $\Delta A$  не зависит от времени до  $T = 1500$  пс. Когда  $h\nu_s > 1.4$  эВ, поглощение зондирующего света настолько большое, что мощность, прошедшая через образец, становится слишком малой для измерения.

Отметим, что величина и кинетика изменения  $\Delta A$  не зависят от энергии кванта возбуждающего света в интервале 1—1.3 эВ. Увеличение  $h\nu_s$  от 1.3 до 1.5 эВ приводит к уменьшению изменения оптической плотности, однако временная зависимость  $\Delta A$  при этом не меняется. Следовательно, заполнение состояний, которое обуславливает изменение поглощения света зондирующего луча, является примерно одинаковым как для переходов примеси—зона (при  $h\nu_s < E_p = 1.4$  эВ), так и в случае переходов зона—зона (при  $h\nu_s > 1.4$  эВ).

Увеличение оптической плотности полупроводников под действием света большой интенсивности может быть вызвано уменьшением ширины запрещенной зоны из-за взаимодействия между генерированными носителями заряда [4, 5]. Именно последним явлением было объяснено смещение линии люминесценции в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  в сторону меньших энергий при увеличении интенсивности света в диапазоне  $10^7$ — $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> [6]. Можно предположить, что нестационарное увеличение оптической плотности  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при  $h\nu_s < 1.3$  эВ обусловлено тем же физическим механизмом, что и смещение линии люминесценции. Такое предположение основано на сходстве релаксации  $\Delta A$  при  $h\nu_s < 1.3$  эВ и релаксации фотопроводимости  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при  $I = 10^6$ — $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>: фотопроводимость, так же как и  $\Delta A$ , спадает в два этапа с характерными временами порядка десятков и сотен пикосекунд.

Оценим изменение оптической плотности  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , вызванное взаимодействием между неравновесными носителями заряда. Зависимость их концентрации  $\Delta n$  от интенсивности света (рис. 3), полученная из данных о фотопроводимости в [7], хорошо согласуется со значениями  $\Delta n$ , найденными из смещения линии люминесценции в [6]. Изменение ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g$  было оценено по соотношениям [4, 5] при помощи данных о  $\Delta n$ . Расчеты проводились для предельных случаев  $e$ — $e$ ,  $h$ — $h$ ,  $e$ — $i$  и  $h$ — $i$  взаимодействий screen-wave и Debye-screening ( $e$ ,  $h$ ,  $i$  — электроны, дырки и заряженные примеси). Принималось, что концентрация заряженных примесей при освещении не меняется и равна  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>, диэлектрическая постоянная  $\epsilon = 10$ , эффективные массы электронов и дырок равны половине массы свободного электрона. При  $\Delta n = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> получено, что для screen-wave взаимодействия  $\Delta E_g \approx 25$  мэВ, а для Debye-screening  $\Delta E_g \approx 18$  мэВ.

Для оценки изменения оптической плотности, вызванного этим уменьшением ширины запрещенной зоны, была измерена спектральная зависимость оптической плотности тех же пластинок  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  на слабом постоянном свете. Смещение этой зависимости в сторону меньших энергий на 20 мэВ приводит к увеличению оптической плотности для зондирующего света с  $h\nu_s = 1.1$ — $1.3$  эВ на величину  $\Delta A = 0.025$ — $0.1$ . Это оценочное значение  $\Delta A$  уменьшается при увеличении энергии кванта возбуждающего света. Таким образом, эта модель позволяет объяснить наблюдаемые особенности увеличения нестационарной оптической плотности  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при  $h\nu_s < 1.3$  эВ.

При  $h\nu_s > 1.3$  эВ изменение оптической плотности  $\Delta A$ , возникшее при возбуждении образца мощным импульсом света, после окончания этого импульса остается постоянным в течение 1000 пс (рис. 1, б). Фотопроводимость  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при той же мощности возбуждающего света, наоборот, не зависит от энергии кванта света в интервале 1—2 эВ и отличается релаксацией пикосекундной длительности. Следовательно, изменение оптической плотности в области энергии зондирующего света 1.3—1.4 эВ не может быть объяснено взаимодействием между подвижными носителями заряда.

Особенности при энергии  $\sim 1.3$  эВ в спектрах рентгеновской фотоэмиссии [8] и фотоэлектродвижущей силы [9] объяснялись переходами валентная зона— $d$ -зона, образованная  $t_{2g}$ -состояниями ионов хрома. Предположим, что при  $h\nu_s = 1.3$ — $1.4$  эВ такие переходы и «зондируют» возбужденное состояние  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ . Тогда за долгоживущее ( $\tau \gg 1000$  пс)

увеличение оптической плотности ответственно или дырки в валентной зоне, или электроны в  $d$ -зоне. Из этого следует, что как пикосекундная релаксация фотопроводимости, так и наблюдаемое при  $h\nu_s < 1.3$  эВ изменение оптической плотности, отличающиеся быстрой релаксацией, обусловлены только электронами в зоне проводимости. К сожалению, нет никаких дополнительных экспериментальных доказательств, подтверждающих или опровергающих этот вывод. Отметим только, что в [2] все особенности люминесценции и ее пикосекундной релаксации объяснялись зависимостью энергии дна зоны проводимости от температуры или интенсивности света.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Балинас В., Гальдикас А., Кроткус А. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. № 10. С. 1859—1863.
- [2] Ping-Pei Ho, Lam W. Katz A. e. a. // IEEE J. Quantum Electr. 1986. V. 22. N 1. P. 205—208.
- [3] Броневои И. Л., Гадонас Р. А., Красаускас В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 8. С. 322—325.
- [4] Thuselt F., Rosler M. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 130. N 2. P. 661—673.
- [5] Thuselt F., Rosler M. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 130. N 2. P. K139—K144.
- [6] Yao S. S., Alfonso R. R. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 2. P. 1180—1183.
- [7] Викторавичюс В. С., Гальдикас А. П., Гребинский С. И. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3465—3467.
- [8] Miniscalco W. J., McCollum B. C., Stoffel N. G., Margaritondo G. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 4. С. 2947—2950.
- [9] Дрокин Н. А., Ганиев Ш. М., Попел В. М. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2805—2807.

Институт физики полупроводников  
АН ЛитССР  
Вильнюс

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1990 г.