

FİZİKA

УДК 541.49; 661.43:535.37

ОСОБЕННОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ GaSe
ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А.Г.КЯЗЫМ-ЗАДЕ*, В.М.САЛМАНОВ*, А.А.САЛМАНОВА**

Бакинский Государственный Университет,**Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия**vagif_salmanov@yahoo.com*

Экспериментально исследованы особенности фотопроводимости кристаллов GaSe при воздействии мощных импульсов рубинового и неодимового лазеров. Показано, что наблюдаемые особенности в люкс-амперных характеристиках фотопроводимости при различных значениях напряжения, приложенных к образцу, обусловлены не только примесным и двухфотонным возбуждением, а также другими процессами, такими как, лавинное размножение носителей тока в электромагнитном поле лазерного излучения, инжекцией неравновесных носителей тока через контакты, внутренние р-п переходы, не связанные непосредственно с их оптической генерацией.

Ключевые слова: лазер, фотопроводимость, GaSe.

В проблеме взаимодействия лазерного излучения с твердым телом, особый интерес представляет вопрос об изучении явлений, протекающих в полупроводниковых кристаллах, возбуждаемых сверхвысокими световыми потоками. Это обусловлено, с одной стороны, теми огромными возможностями, которые открывает исследование полупроводников для целей нелинейной оптики, и с другой – возможностью реализации в самих полупроводниках совершенно новых явлений, имеющих большое принципиальное значение, которые ранее были практически недоступны для экспериментальных исследований. Действительно, полупроводниковые материалы характеризуются широким диапазоном изменения физических параметров, например, большим набором значений ширины запрещенной зоны, различными типами проводимости, легко изменяемыми концентрациями свободных носителей тока и т.д. Все это позволяет эффективно использовать полупроводники в оптоэлектронике [1,2].

Использование лазеров позволяет осуществить исследование ряда новых аспектов поведения неравновесных носителей тока в полупровод-

никах. В частности, за счет большой мощности современных квантовых генераторов удается создавать исключительно высокие плотности неравновесных носителей заряда. Исследование неравновесных явлений в совершенных кристаллах, при столь высоких концентрациях носителей, представляет совершенно новую область физики полупроводников.

Данная работа посвящена исследованию фотопроводимости в слоистых кристаллах GaSe под действием мощного лазерного излучения. Кристаллы GaSe, благодаря структурным особенностям и химической связи между слоями, обладают уникальными физическими свойствами, которые особо проявляются при исследовании их электрических, оптических, фотоэлектрических и люминесцентных свойств. В настоящее время в этих кристаллах обнаружен ряд нелинейных эффектов, таких как генерация гармоник, двухфотонное поглощение, оптическая бистабильность, лазерная генерация света в видимой и в терагерцовом диапазонах спектра и т.д. [3–11].

Ранее нами исследовалась анизотропия фотопроводимости GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. Представляет особый интерес экспериментальное исследование фотопроводимости в совершенных монокристаллах GaSe под действием твердотельных рубинового и неодимового лазеров, где энергия квантов лазеров меньше ширины запрещенной зоны исследуемого кристалла ($\hbar\omega < E_g$). При этом наряду с примесной фотопроводимостью при высоких интенсивностях возбуждения возможна двухфотонная фотопроводимость. При исследовании фотопроводимости GaSe при этих условиях нельзя также не учитывать рекомбинационные и возможно, дрейфовые механизмы фотопроводимости.

Образцы и методика эксперимента

Исследования проводились на специально нелегированных кристаллах p-GaSe, выращенных методом химических транспортных реакций. В отличие от других методов выращивания (например, Бриджмена), этот метод позволяет получать наиболее совершенные кристаллы. Темновая проводимость GaSe составляет $\rho \approx 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Порог разрушения этих кристаллов под действием лазерного излучения оказался намного больше, по сравнению с кристаллами, полученными другими методами и составлял величину $\sim 10^{26} \text{ кв. см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Образцы с размерами (5x2x0,2)мм были изготовлены путем скалывания из крупных слитков в направлении параллельном оптической оси «с». На свежесколотую поверхность образца методом термического испарения в вакууме был нанесен омический контакт In. В качестве возбуждающего излучения использовались неодимовые ($\lambda = 1060 \text{ нм}$) и рубиновые ($\lambda = 694 \text{ нм}$) лазеры, работающие в режиме модуляции добротности. Длительность импульсов составляла $5 \cdot 10^{-8} \text{ нс}$, максимальная интенсивность в импульсе составляла

$5 \cdot 10^{27}$ кв. см⁻² · сек⁻¹. Интенсивность лазерного излучения варьировалась при помощи калиброванных нейтральных фильтров. При измерении фотопроводимости луч лазера направлялся перпендикулярно к поверхности образца (параллельно оси «с») и фокусировался на площадь диаметром ~0,2 мм. Были предприняты специальные меры, чтобы контакты не освещались лазерным светом. К образцу прикладывали внешнее электрическое поле в интервале ($5 \cdot 10^1 - 7,5 \cdot 10^2$) В/см.

Схема экспериментальной установки для измерения фотопроводимости приведена на рис.1. Во избежание нагрева образца под действием приложенного напряжения, было использовано импульсное электрическое поле, длительностью 5-10мксек, которое подавалось на образец за 3-5мксек до вспышки лазера и кончалось через несколько микросекунд после лазерного импульса. Такое совпадение импульса электрического поля со световым импульсом добивалось при помощи жесткой синхронизации. Эксперименты проводились при 300 и 80 К.

При вычислении неравновесной фотопроводимости $\Delta\sigma$ использовалось выражение [10]

$$\Delta\sigma = \frac{g(R+r)^2}{r^2VR - grR(R+r)} \quad (1),$$

где r –темновое сопротивление образца, R -нагрузочное сопротивление, V -напряжение питающей батареи, g -амплитуда импульса фотоответа.

В случае режима постоянного поля можно было пользоваться простым выражением

$$\Delta\sigma = \frac{g}{VR} \quad (2)$$

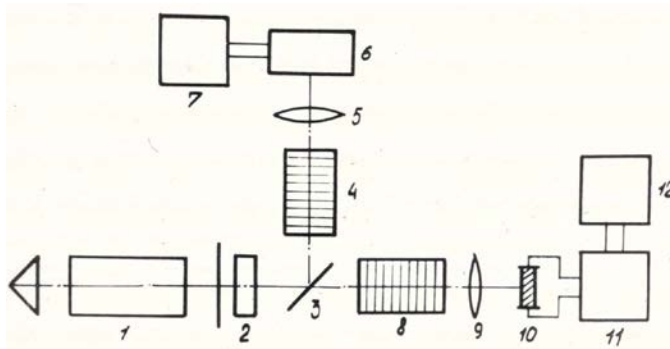


Рис.1. Схема экспериментальной установки для измерения фотопроводимости.

1-лазер, 2-фильтр для отсекаания излучения импульсных ламп накачки, 3-отклоняющая пластинка, 4,8-нейтральные фильтры, 5,9-линзы, 6- быстродействующий фотодиод, 7,12-осциллографы с памятью, 10-образец, 11-эмиттерный повторитель.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рисунке 2 представлены зависимости фотопроводимости $\Delta\sigma$ от интенсивности I неодимового лазера при 300 и 80 К. Как видно из рисунка, при комнатной температуре вначале $\Delta\sigma \sim I$, а затем $\Delta\sigma \sim I^2$. При очень высоких интенсивностях $\Delta\sigma \sim I^6$. При 80К фотопроводимость становится значительно больше, а наклон равняется 3.

В случае рубинового лазера при 300К наклон равен 1, а затем с увеличением мощности накачки становится равным 2 и наконец, при больших мощностях возбуждения $\Delta\sigma \sim I^4$ (рис.3). При 80К, за исключением начального линейного участка, наблюдаются остальные наклоны.

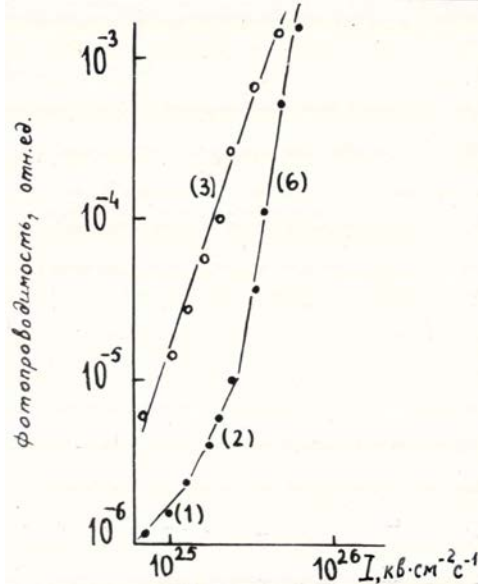


Рис.2. Зависимость фотопроводимости кристаллов GaSe от интенсивности излучения неодимового лазера. Т, К: 0-77, -300. Цифры в скобках показывают величины наклона.

Известно, что при возбуждении полупроводника лазерным светом с энергией фотона, меньшей, чем ширина запрещенной зоны, вид люксамперной характеристики (ЛАХ) может определяться процессами примесной и двухфотонной фотопроводимости. В случае примесной фотопроводимости ЛАХ носит линейный характер и насыщается с ростом интенсивности возбуждения. В двух последних случаях должна наблюдаться квадратичная зависимость величины фототока от интенсивности света. Действительно, удельная фотопроводимость $\Delta\sigma$ определяется как темпом генерации, так и рекомбинацией неравновесных носителей тока

$$\Delta\sigma = e\mu k\beta I\tau \quad (3)$$

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \frac{\beta k I (1 - R)}{\hbar \omega} - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (4)$$

$$\Delta n(t) = \frac{\beta k I (1 - R) \tau}{\hbar \omega} (1 - \exp(-t / \tau)), \quad (5)$$

где Δn - неравновесная концентрация носителей, μ - подвижность носителей, β - квантовый выход, $\hbar \omega$ - энергия кванта, k - коэффициент поглощения света, I - интенсивность света, τ - время жизни носителя, R - коэффициент отражения.

Если длительность импульса возбуждающего света Δt меньше, чем время жизни носителя, то величина фотопроводимости определяется только темпом генерации и справедливо выражение

$$\Delta n = k I (1 - R) \Delta t \frac{1}{\hbar \omega}. \quad (6)$$

По виду зависимости Δn от I может быть установлен механизм, в результате которого возникают носители в зоне. В случае, если идет однофотонный процесс генерации носителей с уровней дефектов коэффициент поглощения не зависит от интенсивности света, тогда $\Delta \sigma$ пропорционально интенсивности падающего света. При двухфотонном процессе поглощения $k \sim I$ и $\Delta \sigma \sim I^2$.

По-нашему мнению, наклоны 1 и 2 обусловлены примесным и двухквантовым процессом поглощения. Действительно, при малых интенсивностях и при температуре 300К имеет место примесная фотопроводимость, дающая наклон, равный 1, за которым начинается быстрый рост с наклоном 2, обусловленный двухквантовым процессом. При 80К примесная доля фототока резко падает и участок двухквантовой фотопроводимости проявляется с самого начала. Для выяснения влияния двухквантовых переходов на фотопроводимость кристаллов GaSe нами была предпринята попытка обнаружить поляризационную зависимость фотопроводимости от интенсивности возбуждающегося света. Ведь известно, что вероятность двухфотонного поглощения зависит от характера поляризации возбуждающего света, существенно меняясь, в частности, при переходе от линейной поляризации к циркулярной. Проведенные нами эксперименты по исследованию фотолюминесценции показали, что величина линейно-циркулярного дихроизма в GaSe достигает 60%, что доказывает наличие двухфотонных переходов в указанных классах кристаллов [13].

Особый интерес вызывают суперлинейные наклоны (больше двух), наблюдаемые в люкс-амперной (ЛАХ) зависимости фотопроводимости GaSe при очень высоких уровнях возбуждения. Влияние поляризации падающего света на область резкого возрастания фототока обнаружить не удалось. Это свидетельствует о том, что суперлинейные наклоны фо-

неодимового лазера при 300К наклон равен 6, а при 80К 3. Поскольку трудно ожидать, что понижение температуры существенно изменит зонную структуру, объяснить это явление многофотонными процессами не представляется возможным. Кроме того, оказалось, что фотоэлектрические характеристики кристаллов селенида галлия весьма сильно зависят не только от интенсивности лазерного возбуждения, а также от величины приложенного к образцу электрического напряжения. На рис. 4 приведена зависимость фотопроводимости GaSe от интенсивности излучения рубинового лазера при различных величинах приложенного напряжения. При уменьшении величины напряжения от 700 В/см до 50 В/см наклон в ЛАХ изменяется от 4 до 2.

По-нашему мнению, изменение показателя степени люкс-амперной характеристики в зависимости от приложенного напряжения при неизменных условиях генерации носителей лазерным излучением указывает на существенную роль рекомбинационных и, возможно, изменение дрейфовых процессов в механизме фотопроводимости. Весьма вероятно, что эти изменения связаны с объемным зарядом, инжектируемым в кристалл из электродов или наведенным лазерным излучением. Полученные нами результаты показывают, что фотоэлектрические характеристики кристаллов селенида галлия весьма сильно зависят от интенсивности лазерного возбуждения и от величины приложенного к образцу электрического поля.

Заключение

Исходя из вышеизложенного, следует отметить, что при интерпретации результатов исследования фотопроводимости кристаллов GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения необходимо также учесть процессы альтернативные многоквантовым. Надо предполагать, что концентрация неравновесных носителей тока может изменяться и за счет других процессов – лавинное размножение носителей тока в электромагнитном поле лазерного излучения, инжекция носителей тока через контакты и т.д., не связанные непосредственно с их оптической генерацией. Поэтому в кристаллах GaSe к оптическим, фотоэлектрическим и фотолюминесцентным измерениям в случае нелинейного поглощения света и определение из этих измерений константы двухфотонного поглощения следует подходить с большой осторожностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.К. Керимов, А.Ш. Мехтиев, В.М. Салманов. Современная оптика полупроводников // 2006, Баку: Элм, 466 с.
2. N. Peyghambarian, S.W. Koch, A. Mysyrowich. Introduction to semiconductor optics // New Jersey, 1993, 657 p.

3. Кязым-заде А.Г., Агаева А.А., Салманов В.М., Мохтари А.Г. Экситонное поглощение в кристаллах GaSe и InSe при пикосекундном возбуждении // Неорганические материалы, 2007, т. 43, №12, с. 1419-1423.
4. Кязым-заде А.Г., Салманов В.М., Салманова А.А., Алиева А.М., Ибаева Р.З. Фотопроводимость и люминесценция кристаллов GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения // Физика и техника полупроводников, 2010, т. 44, в.3, с. 306-309.
5. Кязым-заде А.Г., Агаева А.А., Салманов В.М. Эффект насыщения зон в кристаллах GaSe GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения // FIZIKA, 2007, XIII, №4, с. 144-147.
6. Кязым-заде А.Г., Агаева А.А., Салманов В.М., Мохтари А.Г. Детекторы оптического излучения на основе слоистых кристаллов GaSe и InSe // Журнал технической физики, 2007, т. 77, №12, с. 80-82.
7. Абдуллаев Г.Б., Кулевский Л.А., Прохоров А.М. Новый эффективный материал для нелинейной оптики // Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, в. 3, с. 130-133.
8. Ахундов Г.А., Агаева А.А., Салманов В.М.. Генерация второй гармоники в соединениях типа A^3B^6 // Физика и техника полупроводников, 1973, т.7, №6, с. 1229-1231.
9. Bobrysheva A.I., Golubev G.P., Dobinde I.I. Picosecond kinetics of photoluminescence in GaSe // Phys. Status Solidi A, 1990, v. 117, №2, p. 587-592.
10. Ding Y.J., Shi W. Widely Tunable, Monochromatic and high-power terahertz sources and their applications // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater, 2003, v.12, №4, p. 557-587.
11. Kalafi M., Bidadi H., Tajalli H., Salmanov V.M. Nonlinear light absorption in GaSe crystals at the fundamental absorption edge // Opt. Mater., 1996, v.6, p.117-120.
12. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М.: Наука, 1963, 457 с.
13. Дворников Д.П., Ивченко Е.Л., Салманов В.М., Ярощевский И.Д. Линейно-циркулярный дихроизм при нелинейном поглощении света в полупроводниках A^3B^6 // Физика и техника полупроводников, 1976, т. 10, с. 474-483.

LAZER ŞÜALARININ TƏSİRİ İLƏ GaSe KRİSTALLARININ FOTOKEÇİRİCİLİYİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

A.H.KAZIMZADE, V.M.SALMANOV, A.A.SALMANOVA

XÜLASƏ

Güclü rubin və neodim lazerlərinin təsiri ilə GaSe kristallarının fotokeçiriciliyinin xüsusiyyətləri təcrübi olaraq tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, nümunəyə tətbiq olunan müxtəlif gərginliklərdə fotokeçiriciliyin lyuks-ampere xarakteristikalarında müşahidə olunan xüsusiyyətlər, nəinki aşqar və ikifotonlu həyəcanlanma mexanizmlərilə, həmçinin bilavasitə optik həyəcanlanmadan asılı olmayan yükdaşıyıcıların kontaktlardan injeksiyası, daxili p-n keçid və yükdaşıyıcıların lazer şüalarının elektromaqnit sahəsində selvari artması ilə də izah oluna bilər.

Açar sözlər: lazer, fotokeçiricilik, GaSe

FEATURES OF GaSe PHOTOCONDUCTIVITY AT LASER EXCITATION

A.H. KAZIMZADE, V.M.SALMANOV, A.A.SALMANOVA

SUMMARY

Features of photoconductivity of GaSe crystals are experimentally investigated at the influence of powerful pulses of ruby and neodim lasers. It is shown, that observable features in lux - amper characteristics of photoconductivity at the various values of voltage enclosed to a sample are caused not only by impurity and two-photon excitation, but also by other processes, such as, avalanche duplication of carriers of a current in an electromagnetic field of laser radiation, injection of nonequilibrium carriers of a current through contacts, inside p-n transitions which are not connected directly from their optical generation.

Key words: the laser, photoconductivity, GaSe.

Поступила в редакцию: 12.08.2012 г.

Подписано к печати: 20.10.2012 г.