

ПИКОСЕКУНДНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В CdCr_2Se_4

Балинас В., Галдикас А., Кроткус А., Сталенис А., Аминов Т. Г.

При помощи электрооптического устройства стробирования исследована релаксация фотопроводимости в кристаллах CdCr_2Se_4 . Установлено, что время жизни неравновесных носителей тока в этом материале равно 9 пс, а эффективность оптоэлектронного переключения достигает 10 %.

1. Полупроводники, времена жизни неравновесных носителей тока в которых составляют всего несколько пикосекунд, в последнее время нашли ряд важных применений в сверхбыстродействующей оптоэлектронике [1]. Такие короткие времена жизни имеют чаще всего аморфные [2] или аморфизированные под воздействием облучения высокоэнергетическими частицами [3, 4] материалы. В обоих этих случаях большое количество дефектов структуры обуславливает низкую подвижность носителей тока, поэтому чувствительность пикосекундных фотоприемников незначительна. В связи с этим актуальными являются поиски кристаллических полупроводников, в которых высокая подвижность носителей тока сочеталась бы с быстрой релаксацией неравновесной проводимости. С этой точки зрения перспективным представляется исследование халькогенидных хромовых шпинелей — магнитных полупроводников, в которых наряду с широкими зонами (зоной проводимости s -типа и валентной зоной p -типа) существуют узкие зоны, образованные из d -орбиталей ионов хрома. Фотовозбуждение носителей тока в s - и p -зонах и их рекомбинация через d -зоны могут способствовать удовлетворению обоих вышеназванных требований — высокой подвижности неравновесных носителей и быстрой релаксации фотопроводимости.

Особенный интерес вызывают исследования ферромагнитного полупроводника CdCr_2Se_4 , в котором было обнаружено сверхбыстрое (с характерным временем, равным 3.8 пс) гашение фотолуминесценции [5]. Пикосекундная фотопроводимость этого материала измерялась в работах [6-8]. Во всех этих работах время жизни неравновесных носителей тока оказалось меньше, чем временное разрешение экспериментальных установок, которое было равным 60 [6], 25 [7] и 90 пс [8]. В настоящей работе представлены результаты электрооптического измерения релаксации фотопроводимости в CdCr_2Se_4 , которые показали, что время жизни неравновесных носителей тока в этом материале близко к 9 пс.

2. При электрооптическом стробировании сверхкоротких электрических импульсов, которое впервые было использовано Вальдманисом в [9], временное разрешение измерений ограничивается лишь длительностью лазерного импульса, поэтому данный экспериментальный метод является самым широкополосным среди всех методов сверхбыстрой оптоэлектроники. В установке электрооптического стробирования исследуемый электрический сигнал распространяется вдоль высокочастотной линии передачи, в которой в качестве диэлектрика использован кристалл ниобата лития. Электрическое поле импульса индуцирует двойное лучепреломление в кристалле (эффект Поккельса), обнаруживаемое измерением направления вектора поляризации зондируемого светового импульса, при помощи которого электрооптический кристалл просвечи-

вался в различные моменты времени. Время задержки T между моментами освещения образца и ячейки плавно изменялось.

Высокочастотная электрооптическая ячейка, использованная в эксперименте настоящей работы, изображена на рис. 1. Она представляет собой отрезок балансной микрополосковой линии, изготовленной на подложке из LiNbO_3 . Для возбуждения сигнала фотопроводимости в образце и для его электрооптического стробирования использовались две части того же светового импульса, генерируемого лазером на основе аллюмината иттрия, легированного ионами неодима. В лазере осуществлялись пассивная синхронизация мод на красителе и управление добротностью резонатора. Импульсы лазера имели следующие параметры: частота следования импульсов 25 Гц, длительность на полувысоте и энергию отдельных импульсов первой гармоники излучения лазера ($\lambda_1=1.079$ мкм) 10 пс и 60 мкДж, второй гармоники ($\lambda_2=0.539$ мкм) — 7 пс и 3 мкДж.

Исследовались образцы, изготовленные из монокристаллов CdCr_2Se_4 , выращенных методом «из раствора в расплаве». На одну из граней образца были

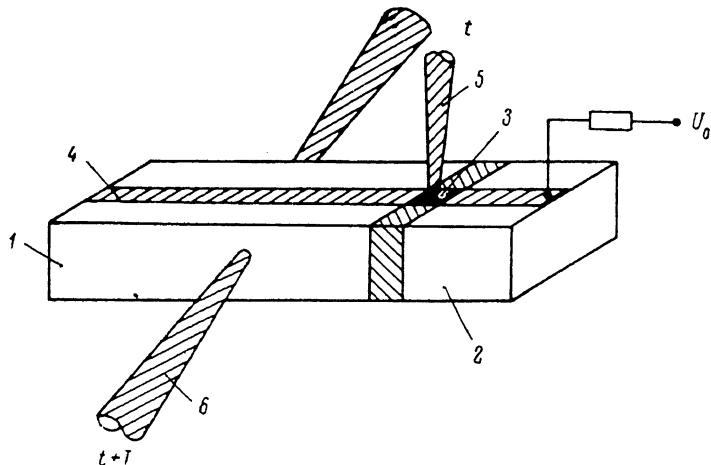


Рис. 1. Высокочастотная электрооптическая ячейка.

1 — кристалл LiNbO_3 , 2 — керамика поликор, 3 — образец CdCr_2Se_4 , 4 — металлическая полоска балансной линии, 5 — возбуждающий световой импульс, 6 — стробирующий оптический импульс.

нанесены контакты из индия, между которыми оставлена фоточувствительная щель шириной 20 мкм. Образцы крепились на стыке между высокочастотной электрооптической ячейкой и отрезком обычной балансной линии, изготовленной на поликоре в качестве диэлектрика. Для питания образцов использовались электрические импульсы длительностью 300 нс с амплитудой до 150 В.

Темновое сопротивление образцов достигало нескольких сот килоом, поэтому электрический сигнал поступал в электрооптическую ячейку лишь после возникновения фотопроводимости. Этот сигнал взаимодействовал в кристалле LiNbO_3 со стробирующим световым импульсом, изменяя его поляризацию. Изменение поляризации фиксировалось при помощи узкополосного, чувствительного к поляризации света дифференциального фотодетектора.

Измерения проводились при комнатной температуре. Фотопроводимость возбуждалась импульсами как первой, так и второй гармоник; для электрооптического стробирования использовались лишь более короткие импульсы второй гармоники излучения лазера. Результаты измерений, соответствующие каждой величине оптической задержки T , усреднялись по 500 импульсам лазера; задержка изменялась шагами в 1.5 пс.

3. На рис. 2 показаны результаты измерений релаксации фотопроводимости в CdCr_2Se_4 , возбужденной импульсами первой (2) и второй (1) гармоник излучения лазера. Как видно из рисунка, времена нарастания и спада сигналов фотопроводимости близки между собой, что является свидетельством того, что время жизни неравновесных носителей тока в CdCr_2Se_4 τ_i является величиной того же порядка, что и длительность лазерного импульса второй гармоники, исполь-

зуемого при стробировании ($\tau_i = 7$ пс). Поэтому для определения τ_i было необходимо использовать численное моделирование эксперимента и сравнить результаты моделирования с данными измерений.

Измеряемый на выходе дифференциального фотодетектора электрический сигнал $U(T)$ пропорционален интегралу

$$U(T) \sim \int E(t-T) P(t) dt. \quad (1)$$

Здесь $P(t) \sim \exp(-t^2/\sigma^2)$ — временная зависимость интенсивности света в Гауссовом импульсе лазера [$\sigma = \tau_i (2 \ln 2)^{1/2}$], а $E(t-T)$ представляет собой напряженность электрического поля, индуцируемого в электрооптической ячейке сигналом фотопроводимости. Этот сигнал прямо пропорционален концентрации неравновесных носителей тока в образце в соответствующие моменты

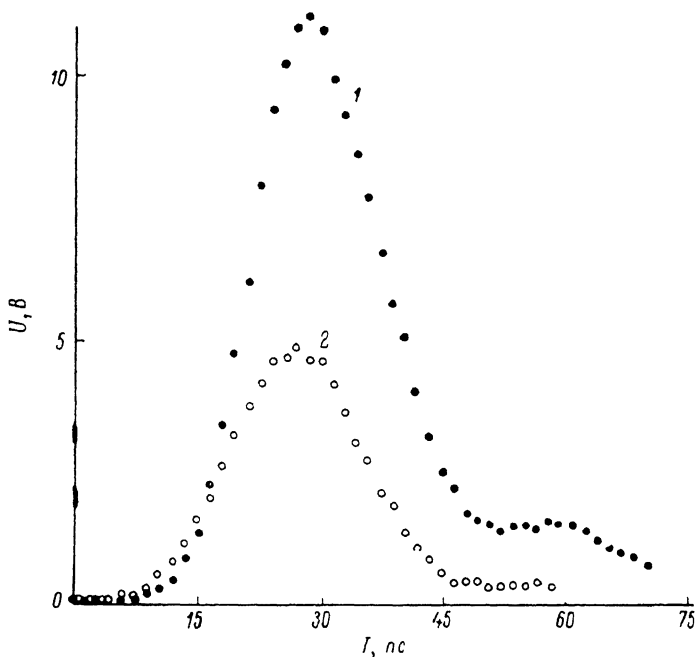


Рис. 2. Импульсы фотопроводимости, возбуждаемые первой (2) и второй (1) гармониками лазерного излучения.

времени $n(t-T)$. Для определения $n(t-T)$ можно использовать уравнение непрерывности, в котором учтены генерация неравновесной плазмы импульсом $P(t)$ и ее рекомбинация со скоростью τ_i^{-1} :

$$\frac{dn(t)}{dt} = AP(t) - \frac{n(t)}{\tau_i}, \quad (2)$$

где

$$A = \frac{\sqrt{\pi} \varepsilon \alpha (1-R) \tau_i^2}{4 \ln 2 h \nu w d} \quad (3)$$

(d, w — геометрические размеры фоточувствительной щели, α — коэффициент поглощения, R — коэффициент отражения, $h\nu$ — энергия кванта излучения лазера, ε — энергия светового импульса, падающего на щель).

Решение уравнения (2) имеет вид

$$n(t) = \frac{\sqrt{\pi} A \sigma}{2} \exp\left(\frac{\sigma^2}{4\tau_i^2}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{t}{\sigma} - \frac{\sigma}{2\tau_i}\right) + 1 \right] \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right). \quad (4)$$

Это решение подставлялось в выражение (1), которое интегрировалось численно для различных значений параметра τ_i — времени жизни неравновес-

ных носителей тока. На рис. 3 показано сравнение результатов моделирования с экспериментом. Все зависимости на этом рисунке нормированы к максимальному значению амплитуды, расчетные кривые соответствуют временам жизни 4,5, 9 и 13,5 пс. Как видно из рисунка, экспериментальные точки хорошо описываются расчетной зависимостью, полученной при $\tau_1=9$ пс.

По сравнению с известными в литературе пикосекундными фотопроводниками исследованные нами образцы CdCr_2Se_4 обладают большой эффективностью оптоэлектронного переключения, которое определяется как отношение сигнала фотопроводимости к напряжению питания. В случае освещения фоторезистора из CdCr_2Se_4 импульсами второй гармоники лазера это отношение достигало 10%. Для фоторезисторов же из аморфного кремния, имевших сравнимые с обнаруженными в настоящей работе временами восстановления темнового сопротивления, эффективность переключения была значительно меньше (0,01—0,1%).

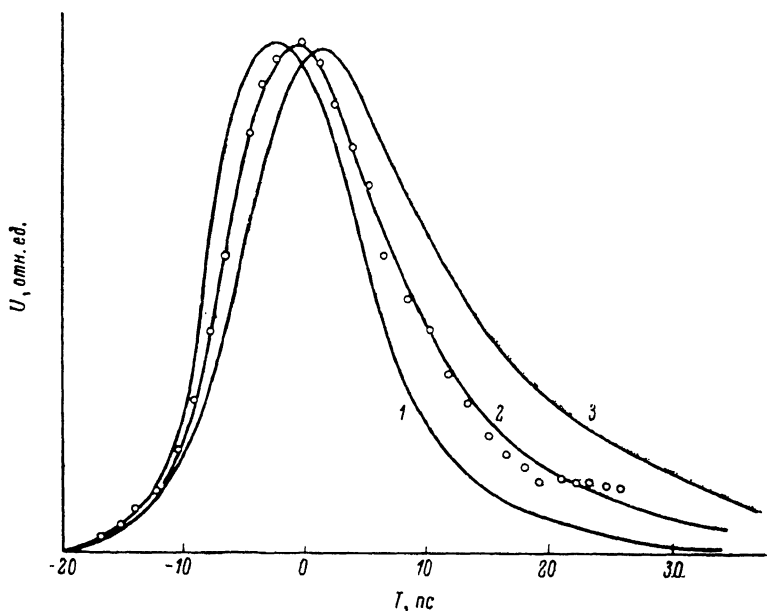


Рис. 3. Импульсы фотопроводимости, возбуждаемые второй гармоникой лазера.

Сплошные кривые — теоретическое численное моделирование, точки — эксперимент. 1, 2 и 3 рассчитаны с использованием времен жизни неравновесных носителей заряда 4,5, 9 и 13,5 пс соответственно.

Эффективность оптоэлектронного переключения в основном определяется подвижностью фотовозбужденных носителей тока. Величину подвижности можно оценить по амплитуде фототока. При этом необходимо принять во внимание уменьшение этой амплитуды, которое, согласно (4), происходит из-за рекомбинации неравновесных носителей тока за время действия на образец лазерного импульса. Оценка подвижности фотовозбужденных носителей тока в CdCr_2Se_4 при интенсивности света $10^7 \div 10^8$ Вт/см² дала величину ≈ 7 см²/В·с. Это намного превосходит значение 0,037 см²/В·с, полученное из пикосекундной фотопроводимости в [8], однако по порядку величины совпадает с данными о холловской подвижности дырок в *p*-зоне CdCr_2Se_4 [10, 11].

При возбуждении фоторезисторов из CdCr_2Se_4 импульсами основной гармоники лазера максимальная эффективность оптоэлектронного переключения была несколько меньше ($\sim 2\%$), чем в случае использования света второй гармоники. Однако и эта величина является довольно значительной, в особенности если принять во внимание тот факт, что энергия кванта в этом случае ($h\nu_1=1,15$ эВ) значительно меньше, чем ширина запрещенной зоны CdCr_2Se_4 при комнатной температуре ($\mathcal{E}_g=1,6$ эВ). Поэтому возникает вопрос о механизме генерации столь большого числа неравновесных носителей тока в CdCr_2Se_4 светом, энергия кванта которого меньше края собственного поглощения. В работе [3] был сделан вывод, что излучение на длине волны основной гармоники неодимового

лазера приводит к переходам электронов между уровнями дефектов в запрещенной зоне и зоной проводимости. Однако к фотопроводимости на данной длине волны могут привести и двухфотонные процессы поглощения света. Для ответа на этот вопрос были измерены люксамперные характеристики пикосекундной фотопроводимости в CdCr_2Se_4 .

Результаты таких измерений, проведенных для обеих использованных в нашей работе длин волн световых импульсов, представлены в (двойном логарифмическом масштабе) на рис. 4. По оси ординат отложены относительные величины амплитуды сигнала фотопроводимости. Результаты, полученные при длине волны $\lambda_2 = 0.539$ мкм, хорошо описываются прямой, имеющей единичный наклон, что соответствует обычному межзонному фотовозбуждению. В то же время прямая, которую можно провести через экспериментальные точки, полученные при $\lambda_1 = 1.079$ мкм, имеет наклон, равный 2. Это свидетельствует о том, что в данном случае имеет место двухфотонное поглощение.

4. Представленные в настоящей работе результаты показывают, что фоторезисторы, из-

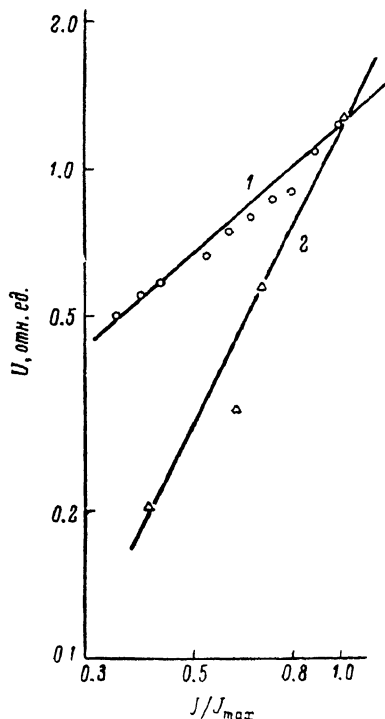


Рис. 4. Зависимости амплитуды импульсов фотопроводимости от интенсивности лазерного излучения первой гармоники $\lambda_1 = 1.079$ мкм (2) и второй гармоники $\lambda_2 = 0.539$ мкм (1).

готовленные на основе магнитного полупроводника CdCr_2Se_4 , имеют времена восстановления темнового сопротивления порядка 9 пс и значительную чувствительность. Это позволяет надеяться на то, что они найдут широкое применение в пикосекундной оптоэлектронной технике.

В заключение авторы благодарят А. Галванаускаса за помощь, оказанную при численном моделировании.

Список литературы

- [1] Picosecond optoelectronic devices / Ed. by C. H. Lee. Orlando etc., 1984.
- [2] Auston D. H., Johnson A. M., Smith P. R., Bean J. C. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. N 4. P. 371—374.
- [3] Wang C. L., Pocka M. D., Morse J. D., Singh M. S., Devis B. A. // SPIE Proc. 1987. V. 836. P. 15—18.
- [4] Hammond R. B., Paulter N. G., Wagner R. S. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 3. P. 289—291.
- [5] Ho P. P., Lam W., Katz A., Yao S. S., Alfano R. R. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 1. P. 201—206.
- [6] Адомайтис Э., Галдикас А., Шабунина Г. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 1. С. 266—268.
- [7] Викторавичюс В. С., Галдикас А. П., Гребинский С. И., Захаров С. Я., Аминов Т. Г., Шабунина Г. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 11. С. 3465—3467.
- [8] Walser A. D., Alfano A. A. // Appl. Phys. 1988. V. B47. P. 273—275.
- [9] Valdmanis J. // Thesis submitted for the Degree of Doctor of Philosophy. N. Y., 1983.
- [10] Lehmann H. W. // Phys. Rev. 1967. V. 162. N 2. P. 488—496.
- [11] Kodama K., Niimi T. // Japan. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 2. P. 307—315.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получена 21.03.1989
Принята к печати 9.06.1989