



# Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9  
İyun  
June 2005  
Июнь

səhifə  
page 667-670  
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

## ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ И ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В p-InSb

ЭМИНОВ Ш.О.

*Институт Физики НАН Азербайджана*

В структурах  $p^+ - p$  типа, выращенных методом жидкофазовой эпитаксии на подложках из p-InSb при легировании слоев кадмием проведены измерения коэффициента оптического поглощения  $\alpha$  и примесной продольной фотопроводимости в спектральном диапазоне 8-14 мкм при 60-77К. Показано, что значения  $\alpha$ , полученные из прямых измерений поглощения, не соответствуют по величине относительно малым величинам фоточувствительности и представлена модель, объясняющая это несоответствие. Установлено, что значение  $\alpha$  для фотопереходов валентная зона-уровень  $E_v + 0.12$  эВ не превышает величину  $0.1 \text{ см}^{-1}$ , а сечение фотоионизации для этих переходов не выше  $1 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ .

### ВВЕДЕНИЕ.

Антимонид индия - наиболее узкозонный полупроводник группы  $A^{III}B^V$  занимает особое место среди полупроводниковых материалов, широко применяемых в приборах ИК-техники. Принято считать, что физические свойства этого материала к настоящему времени довольно широко изучены, однако, ряд вопросов, в том числе, связанных с установлением точного механизма примесной фотопроводимости в InSb, имеющей важное прикладное значение, остаются до сих пор не решенными.

Как показано в [1], в образцах p-InSb с концентрацией дырок в пределах  $10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , полученных компенсацией Ge, измерено значение коэффициента поглощения в пределах  $\alpha \sim 0.5 \div 10 \text{ см}^{-1}$  при изменении температуры образцов от 10 К до 300 К. При низких температурах на спектральной зависимости отчетливо наблюдалась ступенька  $\alpha$ , соответствующая донорному уровню структурных дефектов  $\epsilon_r \sim E_v + 0.12$  эВ, ответственного за рекомбинационные процессы в InSb. Эта ступенька терялась при повышении температуры, хотя значение  $\alpha$  возрастало в несколько раз и достигало  $10 \text{ см}^{-1}$  при 190 К. В [2] на основе результатов измерений примесной фотопроводимости в кристаллах InSb n- и p- типа в диапазоне  $h\nu \sim 0.1 \div 0.2$  эВ при 80 К установлено, что экспериментально наблюдаемому значению  $\alpha \sim 1 \div 5 \text{ см}^{-1}$  соответствует сечение фотоионизации  $\sigma \geq 2 \div 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . Это почти на порядок выше значения, предсказанного теорией Луковского [3], и полученного для однозонного приближения с

использованием модели потенциала нулевого радиуса. Рассмотрение же двухзонного приближения, предложенного Перелем и Ясевичем [4], применимого к полупроводникам группы  $A^{III}B^V$  и в котором для случая сильного различия эффективных масс электронов и тяжелых дырок учитывается взаимодействие глубокого центра с зонами, говорит о возможности взаимодействия центра  $\epsilon_i$  с зоной тяжелых дырок. Поэтому нельзя сделать скидку на эффективную массу носителя тока (электрона и легкой дырки) и, в этой связи, непонятно, почему получается такое большее значение  $\alpha$ .

Рост  $\alpha$  с повышением температуры в p-InSb нельзя объяснить эффектами примесной фотоионизации для переходов валентная зона-уровень  $\epsilon_r$ , так как этот уровень с повышением температуры должен заполняться электронами. В тоже время важно отметить, что в InSb n-типа при 193 К  $\alpha$  имеет большое значение равное  $\sim 10 \text{ см}^{-1}$ , соответствующее фотопереходу с уровня  $\epsilon_i$  в зону проводимости, а при 300 К имеет значение, равное  $\sim 15 \text{ см}^{-1}$ , примерно одинаковое для обоих типов проводимости.

Помимо фотоионизации глубокого уровня  $\epsilon_r \sim E_v + 0.12$  эВ в InSb значительна эффективность фотоионизации и более мелких акцепторных уровней, с которой конкурирует механизм фотопоглощения на внутренних переходах внутри валентной зоны. Так, в работе Курника и Пауэлла [4] и Гобели и Фена [5] изучено поглощение в p-InSb, легированного мелкими акцепторами  $E_v + 0.008$  эВ, в зависимости от их концентрации в пределах  $10^{15} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (в [5] до  $1.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). В [4] было получено значение сечения

фотоионизации при  $h\nu \sim 0.10$  эВ при поглощении на дырках и электронах, соответственно  $\sigma_p \sim 8.6 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> и  $\sigma_n \sim 2.3 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> при 298 К. При 77 К  $\sigma_p$  возрастает до  $3 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, а  $\sigma_n$  остается на том же уровне. В [5] показано, что большое значение  $\sigma_p$  связано, в основном, с внутризонными переходами зона тяжелых дырок - зона легких дырок. Экспериментально полученное значение  $\alpha$  достигало  $\sim 10^4$  см<sup>-1</sup> при концентрации дырок  $p \sim 2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> ( $h\nu \sim 0.12$  эВ).

В [6] примесная фотопроводимость в p- и n-InSb [6] измерена в диапазоне температур 6÷77 К. При этом установлено, что для p-InSb вплоть до 35 К фотопроводимость обязана уровню  $\epsilon_i$  и эффект при 35 К на два порядка выше, чем при 80 К. При 6 К примесный эффект простирался до 0.05 эВ и оказался только в несколько раз меньше собственного эффекта. В [7] была измерена абсолютная величина фотопроводимости на образцах p-InSb, легированных Mg, Ag, Cu и Ge при относительно высоких температурах 25-77 К. На образцах с Mg (концентрация примеси  $N \sim 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) величина токовой фоточувствительности при 25 К достигала 40 А/Вт и величина  $\alpha$ , оцененная на основе сигналов фотопроводимости, оказалась равной 0,1 см<sup>-1</sup>. Этому значению  $\alpha$  соответствует величина сечения захвата  $\sigma_{np} = \alpha_{np} N = 0,1/2 \cdot 10^{14}$  (см<sup>2</sup>) =  $5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, что согласуется с теоретическими оценками.

Во всех вышеупомянутых работах фотоэффект изучался на поперечно подключенных фотосопротивлениях при электрических полях, величина напряженности которых была ограничена эффектом инжекции электронов из контактов.

В настоящей работе мы попытались дать объяснение причин несоответствия между высокими значениями сечения фотоионизации ( $\sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup>) для переходов валентная зона-уровень  $\epsilon_i$  и относительно небольшой величиной токовой фоточувствительности в примесной области при известном времени жизни дырок  $\tau_p$ , которое наблюдалось в большинстве вышеуказанных работ.

**При постановке задачи** исследования мы исходили из следующих соображений:

- Учитывая большую величину коэффициента поглощения, фотоэффект при 77 К не должен быть существенно меньшим, чем при низких температурах, поэтому уменьшение величины фотопроводимости с ростом температуры образца может быть обусловлено только уменьшением времени жизни дырок.
- уменьшение времени жизни дырок под влиянием повышения температуры образца можно в некоторой степени предотвратить ограничением уровня инжекции электронов в образец с дырочной проводимостью.

Повышение рабочей температуры является само по себе важной проблемой, поэтому изучение примесной фотопроводимости с контактами, препятствующими явлению инжекции электронов до возможно больших значений напряженности

электрического поля, приложенного к образцу, имеет также и значительное практическое значение.

С целью решения поставленной задачи нами были проведены следующие измерения:

- Методом жидкофазной эпитаксии на подложках p-InSb, компенсированных Ge, были выращены эпитаксиальные  $p^+$ -р и  $p^+$ -р-  $p^+$ -структуры при легировании слоев кадмием. В качестве подложек использовались образцы InSb марки ИСД-2-типа с ориентацией (211) и относительно слабым поглощением излучения при 0,12 эВ. Концентрация электрически активного кадмия в разных  $p^+$  слоях находилась в пределах  $1 \cdot 10^{17}$ - $2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> [8,9].
- Проведено исследование оптического пропускания и примесной фотопроводимости в этих структурах (с  $p^+$ -контактами, ограничивающими инжекцию электронов), в спектральном диапазоне 8-14 мкм при продольном подключении электрического поля (геометрия продольного резистора).

Использование геометрии продольного резистора определялось с одной стороны соображениями топологии двухкоординатной матрицы фотосопротивлений, а с другой стороны, возможностью двукратного увеличения эффекта фотопроводимости за счет отражения излучения от нижнего электрода. При этом при продольной геометрии оказывается совершенно несущественным влияние боковой поверхностной рекомбинации.

Для изучения оптического пропускания использовался двулучевой спектрофотометр ИКС-14 и металлический оптический криостат с двумя германиевыми окнами толщиной 3-4 мм. Коэффициент поглощения определялся по спектру пропускания по известной формуле Бугера-Ламберта  $I = I_0 \exp(-\alpha d)$ , где  $d$  - толщина образца. Для исследования фотопроводимости спектрометр был преобразован в монохроматор с помощью параболического зеркала, установленного за призмой и фокусирующего монохроматический поток на образец внутри азотного криостата стандартного типа. Плотность потока излучения, падающего на образец внутри криостата при  $\lambda \approx 5$  мкм, составляла  $W_1 \approx 6 \cdot 10^{-4}$  Вт·см<sup>-2</sup>, а при 10 мкм  $W_2^{im} \approx 3 \cdot 10^{-5}$  Вт·см<sup>-2</sup>.

Внутренняя азотная камера криостата, в которой находился исследуемый образец, могла быть вакуумирована, поэтому после уплотнения фланца и всех его патрубков, при откачке паров жидкого азота из объема камеры была достигнута температура образца 60 К.

На рис.1 представлена зависимость коэффициента поглощения  $\alpha(p^+)$  излучения с энергией 0,12 эВ в эпитаксиальных  $p^+$  слоях, выращенных нами при легировании слоев кадмием, от концентрации дырок в  $p^+$ -слое.

Здесь же на кривой 2 представлена аналогичная зависимость, полученная в объемных монокристаллах p-InSb при 77 К [5], а на кривой 3-данные, полученные в [6] при 5 К. Прямая 4 построена нами по формуле Кейна [11] для внутризонного

поглощения в валентной зоне при величине подгоночного коэффициента  $A=19.2$ .

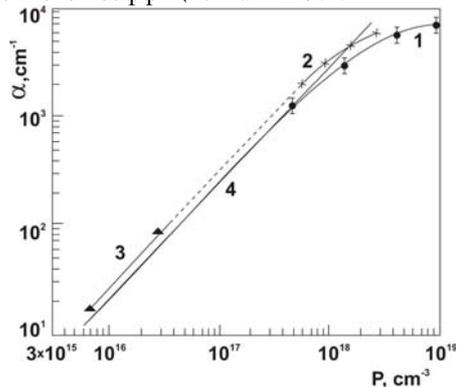


Рис. 1 Зависимость коэффициента поглощения  $p^+$ - $p$  структурах от концентрации дырок в  $p^+$ -слое при 0.12 Эв; 1-эпитаксиальные слои, 2-данные[5]; 3-данные [6]; 4-расчет по формуле Кейна.

Максимальное значение  $\alpha \sim 9 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  было получено на структуре с концентрацией дырок  $p \approx 1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в  $p^+$  слое.

На рис.2 показаны типичные спектральные зависимости продольной фотопроводимости  $V$  в полосе от собственного поглощения до примесного ( $\lambda \sim 12,0 \text{ мкм}$ ) для двух образцов с  $p^+$ - $p$  и  $p^+$ - $p$ - $p^+$  структурами, в основном, при 80 К и при разных электрических полях. Кроме того, для образца с  $p^+$ - $p$ - $p^+$ -структурой зависимости даны при двух разных фоновых потоках (с диафрагмой и без нее) (кривые 2 и 3). Измерения проведены, помимо 80 К, также и при 60 К (кривая 1).

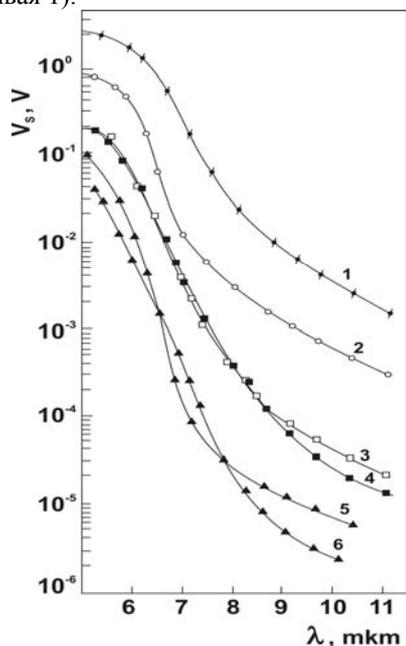


Рис 2 Спектральные зависимости сигнала продольной фотопроводимости  $p^+$ - $p$  и  $p^+$ - $p$ - $p^+$  структур.  $p^+$ - $p$ - $p^+$ : 1-при 60 К, 2-с диафрагмой, 3-без диафрагмы при 77 К,  $p^+$ - $p$ : 4-обратное включение, 5-прямое включение (толщина 400 мкм), 6-обратное включение (70 мкм).

Для  $p^+$ - $p$  структуры фотопроводимость может быть получена более высокой для направления, в котором перекрыта возможность инжекции электронов и может быть получено большое электрическое поле в относительно высокоомной  $p$ -области. Кривая 4 соответствует обратному (плюс к  $p$ -области), а кривая 6-прямому включению одного и того же образца с  $p^+$ - $p$  структурой с толщиной  $p$ -области  $\sim 400 \text{ мкм}$  (толщина  $p^+$  слоя  $\sim 40 \text{ мкм}$ ). Кривая 5 построена для обратного включения того же образца, но утонченного до 70 мкм. Для структуры  $p^+$ - $p$ - $p^+$  типа направление включения, в принципе, безразлично и эффект растет с ростом поля до полей  $\geq 100 \text{ В/см}$ .

Как видно из рисунка, фотопроводимость монотонно на три порядка спадает от собственной до примесной области и измеряется вплоть до  $\lambda \sim 12,0 \text{ мкм}$ , при этом фотоэффект при 60 К почти на порядок сильнее, чем при 77 К. В области  $\lambda \sim 8,0 \text{ мкм}$  для некоторых образцов наблюдается перегиб в спектральной кривой, обусловленный, по-видимому, либо фотоионизацией уровня  $E_v + 0.075 \text{ эВ}$  с фотогенерацией электронов в зону проводимости, т.к. уровень почти полностью занят электронами, либо фотоионизацией уровня  $E_c - 0.075 \text{ эВ}$  с фотогенерацией дырок. Последнее представляется более предпочтительным, т.к. с понижением температуры примесная фотопроводимость растет быстрее, чем собственная в 1.5 раза.

Поскольку фотопроводимость измерялась в абсолютных единицах, из нее были вычислены зависимости токовой фоточувствительности  $S$ , достигающие в примесной области ( $\lambda \sim 10,0 \text{ мкм}$ ) значения  $3 \text{ А/Вт}$ , а в собственной  $\sim 700 \text{ А/Вт}$ .

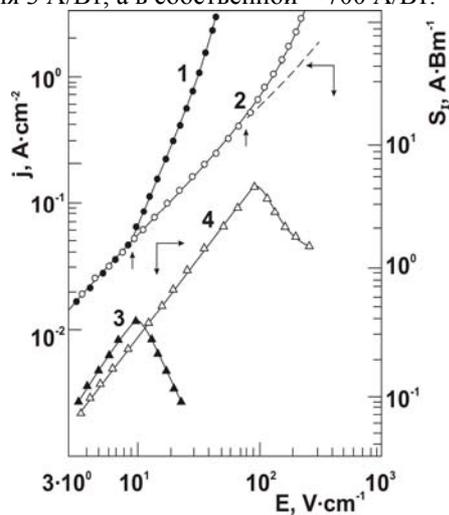


Рис.3

На рис.3 представлена полевые зависимости токовой фоточувствительности  $p^+$ - $p$  структуры ( $\lambda \sim 10,0 \text{ мкм}$ ) для разных полярностей включения (кривая 3-прямое включение; 4-обратное включение).

Здесь также представлена ВАХ этой структуры также при разных полярностях включения. (1-прямое включение; 2-обратное включение). Из соотношений величин сигналов фотопроводимости в собственной  $I^{\text{in}} = q\beta\alpha W^{\text{ex}} \mu\tau EA/d$  (1) и в примесной областях спектра  $I^{\text{ex}} = e\beta\alpha W^{\text{in}} \mu\tau EA$  (2), где  $A$ -приемная

площадка образца,  $\beta$ -квантовый выход,  $e$ -заряд электрона,  $W^{in}$  и  $W^{ex}$  – энергетические плотности потоков ( $Вт/см^2$ ) в примесной и собственной областях спектра, соответственно,  $d$ -толщина образца, для образца можно провести оценку коэффициента поглощения в примесной области, например, для  $\lambda \sim 10.0$  мкм. Действительно, из формул (1) и (2) следует, что

$$\beta^{ex} = \frac{h\nu^{ex} I^{ex}}{h\nu^{in} I^{in}} \frac{W^{in}}{W^{ex}} \frac{1}{d} \quad (3)$$

Подстановка в формулу (3) экспериментальных значений  $I^{in}$ ,  $I^{ex}$  и  $\alpha$ , полученных для образца толщиной  $d \sim 350$  мкм при  $\lambda \sim 5.0$  мкм и  $\lambda \sim 10.0$  мкм, а также соответствующих значений  $W^{in}$  и  $W^{ex}$  дало для  $\alpha$  значение, равное  $\sim 0.1$   $см^{-1}$ . Это значение, по крайней мере, в 5 раз меньше экспериментально наблюдаемого значения при  $\lambda \sim 10.0$  мкм из работы [2] и более чем на порядок меньше найденного нами при 90 К на компенсированных образцах p-InSb.

Это расхождение, по-видимому, не случайно, т.к. значению  $\alpha = 0,1$   $см^{-1}$  соответствует величина сечения фотоионизации  $\sigma_a = \alpha/N \sim 10^{-1}/2 \cdot 10^{14} \sim 5 \cdot 10^{-16}$   $см^2$ , вполне согласующаяся с теорией Луковского [3]. Объяснение же большому экспериментальному значению  $\alpha$ , полученного из прямого измерения, можно получить на основании несколько более сложной модели фотовозбуждения центров. Действительно, как видно из литературных данных, величина  $\alpha$  для перехода с уровня  $E_v + 0.12$  эВ с повышением температуры вплоть до комнатной растет, причем в n-InSb его значение всегда больше, чем в p-InSb, и достигает значений более 10  $см^{-1}$ .

Так как в компенсированных образцах p-InSb переход к n-типу проводимости осуществляется при  $T > 200$  К, рост  $\alpha$  с температурой можно объяснить также тем, что образцы при повышении температуры становятся электронными. Для электронных кристаллов сечение фотоионизации для донорных центров  $E_v + 0.12$  эВ достигает значения  $\sigma_a = \alpha/N \sim 10/2 \cdot 10^{14} = 5 \cdot 10^{-14}$   $см^2$ , что связано с малостью эффективной массы электронов ( $m_e^* = 0.013 m_0$ ). Таким образом, и в p-InSb при 77 К возможно фотовозбуждение электронов с этих центров в зону проводимости ввиду частичного заполнения центров  $E_v + 0.12$  эВ электронами при примесном облучении. Однако, вклад этих фотовозбужденных электронов в

фотопроводимость при 77 К невелик ввиду малости их времени жизни при условии низкого уровня возбуждения. Действительно, например, при плотности падающих квантов  $I_0 \approx 10^{16}$  кв/см<sup>2</sup> с (открытая апертура) концентрация электронов в зоне проводимости будет находиться на уровне  $\Delta n \approx d I_0 \tau_n = 3 \cdot 10^{16} \cdot 2 \cdot 10^{-10} = 6 \cdot 10^6$   $см^{-3}$  т.е. существенно меньше, чем концентрация дырок.

В тоже время концентрация электронов на уровне  $E_v + 0.12$  эВ будет определяться уровнем фоновой засветки в собственной и примесной областях и темпом рекомбинации с неравновесными дырками, т.е. определяться временем жизни дырок и  $\tau_p$  будет примерно равна (при малом темпе темновой генерации):

$$\Delta n = (I^{ex} \alpha^{ex} + I^{in} d) \tau_p$$

При отсутствии холодной диафрагмы  $I^{in} \sim 2 \cdot 10^{16}$  кв/см<sup>2</sup> в диапазоне  $\lambda = 3-5$  мкм, а в диапазоне  $\lambda = 8-12$  мкм  $I^{ex} \sim 3 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup>. В указанном диапазоне  $\alpha \sim 3$   $см^{-1}$ . Поэтому для образца с  $d \sim 400$  мкм и  $\tau_p = 2 \cdot 10^{-5}$  с имеем  $\Delta n = 2,8 \cdot 10^{13}$   $см^{-3}$  т.е. составляет заметную часть от общей концентрации рекомбинационных центров  $E_v + 0.12$  эВ ( $\sim 10^{14}$   $см^{-3}$ ) Поэтому коэффициент поглощения для фотоионизации электронов с этих центров в свободную зону можно оценить по формуле  $\alpha = \sigma_a \Delta n = 1,4$   $см^{-1}$  т.е.  $\alpha$  только в 2 раза меньше чем получено в работе для InSb. Впрочем, эту разницу можно учесть, если вспомнить, что методика определения  $\alpha$  построена на использовании двухлучевого спектрофотометра, в котором на образец в криостате фокусируется интегральный поток от глобара с температурой яркости  $T = 400^\circ$  С и плотность излучения в собственной области спектра значительно ниже. Эти условия автоматически приводят к увеличению заполненных электронами центров.

Таким образом, реальное значение коэффициента поглощения в p-InSb для фотопереходов валентная зона - уровень  $E_v + 0.12$  эВ, необходимых в явлении примесной фотопроводимости, не превышает заметно величину 0.1  $см^{-1}$ , так что сечение фотоионизации для этих переходов не выше  $1 \cdot 10^{-15}$   $см^2$ .

- 
- [1]. В.Г. Валяшко. ФТП, **6** (1973) 1836.  
 [2]. Н.М. Колчанова, М.А. Сиповская, Ю.С. Сметаникова. ФТП, **16** (1982) 2194.  
 [3]. G. Lukovscky, Sol. State Commun., **3** (1966) 299.  
 [4]. В.И. Перель, И.Н. Яссиевич, ЖЭТФ, **82** (1982) 237.  
 [5]. S. Kurnick, J.M. Powel, Phys. Rev., **116** (1956) 597.  
 [6]. G.W. Gobeli, H. Y. Fan, Phys. Rev. **119** (1960) 613.  
 [7]. В.С. Ивлева, В.Г. Коротин, Ю.Г. Попов, Тезисы 4-го респ. совещания по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках, Ужгород, 1979.  
 [8]. Ю.Г. Попов, Ш.О. Эминов, Э.К. Гусейнов, Неорганические материалы, **29** (1993) 1148.  
 [9]. Ш.О. Эминов. 12-й Международный симпозиум "Тонкие пленки в электронике (ISTFE-12)", Харьков, 2001, с. 18-20  
 [10]. Ш.О. Эминов, А.А. Раджабли, Т.И. Ибрагимов, Известия НАН Азербайджана, серия физ.-тех. и мат. наук, т. XIII (2003) 76.  
 [11]. Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников, М., Наука, (1977).