

©1994 г.

## ФОТООТКЛИК $p$ - $n$ -СТРУКТУР НА ОСНОВЕ $\text{InSb}$ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ $\text{CO}_2$ -ЛАЗЕРА

*С. Ашмонтас, И. Градаускас, К. Науджюс, Э. Ширмулис*

(Институт физики полупроводников Академии наук Литвы,  
232600, Вильнюс, Литва)

(Получена 19 апреля 1994 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

Изучен механизм формирования фотоэдс на  $p$ - $n$ -переходе антимионида индия при освещении его импульсным излучением  $\text{CO}_2$ -лазера при температуре жидкого азота. Установлено, что возникающая фотоэдс обусловлена как разогревом носителей заряда излучением, так и генерацией электронно-дырочных пар при двухфотонном поглощении света. Показано, что при прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода фотоотклик в основном обусловлен разогревом носителей заряда и линейно растет с ростом интенсивности излучения. При обратном смещении перехода доминирующую роль в формировании фотоотклика играет генерация электронно-дырочных пар. Установлено, что максимальная величина вентильной фотоэдс уменьшается с ростом температуры кристаллической решетки вследствие уменьшения высоты потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода.

Полупроводниковые структуры антимионида индия из-за малой ширины запрещенной зоны широко используются при изготовлении детекторов инфракрасного излучения. При энергиях кванта света  $h\nu$ , превышающих ширину запрещенной зоны полупроводника  $E_g$ , поглощение света в основном обусловлено межзонными переходами электронов, приводящими к образованию электронно-дырочных пар. Фотоэлектродвижущая сила (фотоэдс), возникающая на  $p$ - $n$ -переходе, в этом случае в основном обусловлена разделением пар неравновесных носителей заряда внутренним полем перехода, т.е. обыкновенной вентильной эдс [1]. При  $h\nu < E_g$  имеет место как внутризонное поглощение света свободными носителями заряда, приводящее к их разогреву, так и межзонное многофотонное поглощение, связанное с генерацией электронно-дырочных пар. Возникающая на  $p$ - $n$ -переходе фотоэдс в этом случае будет обусловлена как внутризонным разогревом носителей заряда светом, так и вентильный эдс. Именно такая ситуация может реализоваться при освещении  $p$ - $n$ -переходов антимионида индия излучением  $\text{CO}_2$ -лазера.

Данная работа посвящена изучению фотоэлектрических свойств  $p$ - $n$ -переходов на основе  $\text{InSb}$  при освещении их импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера и выявлению вклада разогрева носителей заряда в величии

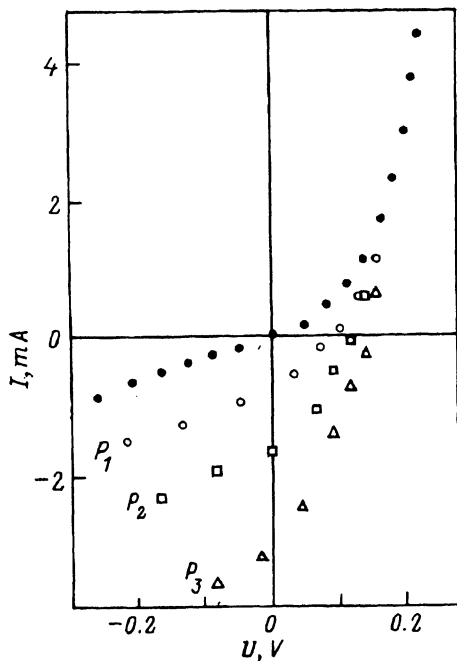


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики структуры  $p-n\text{-InSb}$  при  $T = 80$  К и различных плотностях мощности лазерного излучения  $P$ . Темные точки: освещение отсутствует. Светлые точки:  $P_1 < P_2 < P_3$ .

ну измеряемой фотоэдс. Исследованные структуры создавались следующим образом. Методом жидкофазной эпитаксии на подложке  $n$ -типа выращивался  $p$ -слой толщиной (10–20) мкм. При этом концентрации электронов и дырок в соответствующих слоях были равны  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  соответственно (при температуре  $T = 80$  К). Путем травления эпитаксиального слоя в травителе СР-4 создавались меза-структуры, диаметр  $p-n$ -перехода составлял примерно 0.5 мм. Токоснимающие медные проволочки к  $n$ -области припаивались сплавом  $\text{In}+1\%\text{Te}$ , к  $p$ -области — чистым индием. Освещение перехода производилось импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера [2] с длиной волны 10.6 мкм и длительностью 200 нс со стороны подложки. Основные эксперименты производились при температуре жидкого азота, так как лишь при этой температуре темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных  $p-n$ -переходов проявляли достаточную асимметрию, свойственную  $p-n$ -переходам на более широкозонных материалах (см. например, [3]).

На рис. 1 показаны вольт-амперные характеристики  $p-n$ -переходов в темноте и при освещении их излучением  $\text{CO}_2$ -лазера. Видно, что при обратном смещении  $p-n$ -перехода ток насыщения увеличивается с ростом интенсивности лазерного излучения. Полярность фотоэдс, возникающей на переходе, соответствует полярности обычной вентильной эдс, возникающей при генерации неравновесных носителей заряда [1]. Измерения зависимости вентильной эдс  $U_{\text{emf}}$  от плотности мощности излучения  $\text{CO}_2$ -лазера  $P$  показали, что при малой мощности величина  $U_{\text{emf}}$  растет по квадратичному закону с ростом возбуждения (см. рис. 2, светлые кружки). При дальнейшем увеличении интенсивности возбуждения рост фотоэдс замедляется и при больших значениях

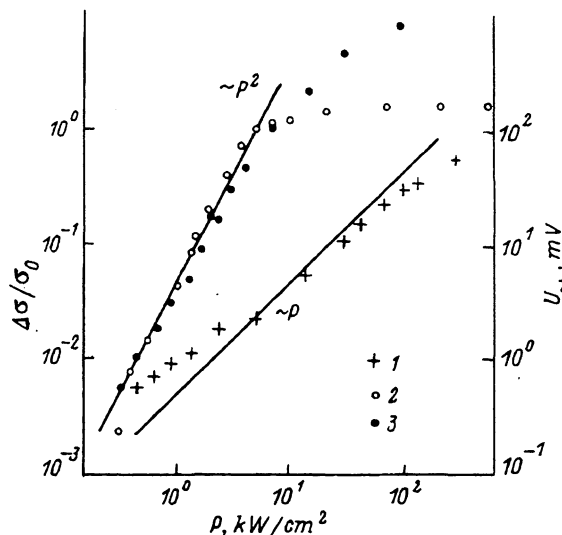


Рис. 2. Зависимости фотоотклика положительной полярности  $U_{ph}$  (1, правая шкала), вентильной фотоэдс (2) и относительного изменения электропроводности  $\Delta\sigma/\sigma_0$  (3, левая шкала) от плотности мощности лазерного излучения  $P$ .

$P > P_{sat}$  величина фотоэдс достигает насыщения. Максимальная величина фотоэдс 170 мВ хорошо совпадает с высотой потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода, рассчитанной по формуле

$$\psi_B = (kT/e) \ln(n_n p_p / n_i^2), \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура решетки,  $e$  — элементарный заряд,  $n_n$  и  $p_p$  — концентрация основных носителей заряда в  $n$ - и  $p$ -областях соответственно,  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда, равная  $3.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  при температуре жидкого азота [4]. Полярность вентильной фотоэдс и ее квадратичная зависимость от мощности излучения лазера при малых уровнях возбуждения свидетельствуют о том, что при нулевом и обратном смещении она в основном обусловлена генерацией неравновесных носителей заряда вследствие двухфотонного поглощения излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Кроме того, на рис. 2 представлена для сравнения зависимость относительного изменения фотопроводимости  $n$ -области образца от мощности лазерного излучения. Видно, что при малых уровнях возбуждения  $\Delta\sigma/\sigma_0$  квадратично зависит от  $P$ , как это ранее наблюдалось в работах [5,6].

Измерения фотоотклика  $U_{ph}$  при прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода показали, что наряду с вентильной фотоэдс возникает фотоэдс противоположного знака, величина которой увеличивается с ростом прямого смещения. На рис. 3, а показаны осциллограммы фотоотклика при трех различных значениях напряжения прямого смещения. Видно, что при малых положительных смещениях  $p$ - $n$ -перехода при освещении импульсом  $\text{CO}_2$ -лазера в начале возникает фотоэдс положительной полярности, а затем лишь фотоэдс противоположного знака, полярность которой соответствует вентильной эдс. Возникновение фотоэдс положительной полярности в начале импульса указывает на более быстрый процесс ее формирования, чем генерация электронно-дырочных пар, ответственных за вентильную фотоэдс. По-видимому, фотоэдс

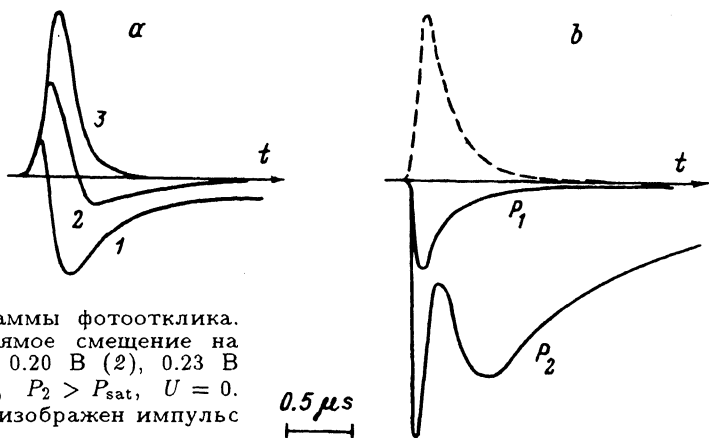


Рис. 3. Осциллограммы фотоотклика. *a* —  $P = \text{const}$ , прямое смещение на образце 0.17 В (1), 0.20 В (2), 0.23 В (3). *b* —  $P_1 < P_{\text{sat}}$ ,  $P_2 > P_{\text{sat}}$ ,  $U = 0$ . Штриховой линией изображен импульс лазера.

положительной полярности обусловлена разогревом свободных носителей заряда излучением  $\text{CO}_2$ -лазера, как это имеет место при освещении германиевых  $p$ - $n$ -переходов инфракрасным светом [7]. Об этом свидетельствуют и измерения вольт-ваттной зависимости фотоэдс положительной полярности, которые показали, что при больших уровнях излучения (когда вентильная эдс насыщается) она линейно растет с увеличением мощности (см. рис. 2). Линейная зависимость фотоэдс от  $P$  обычно наблюдается при разогреве носителей заряда излучением [7,8].

При нулевом и обратном смещении доминирующей составляющей фотоотклика является вентильная фотоэдс. На рис. 3, *b* показаны осциллограммы фотоотклика  $U_{ph}$  при нулевом смещении  $p$ - $n$ -перехода. При малых уровнях возбуждения  $P_1 < P_{\text{sat}}$  фотоотклик в основном обусло-

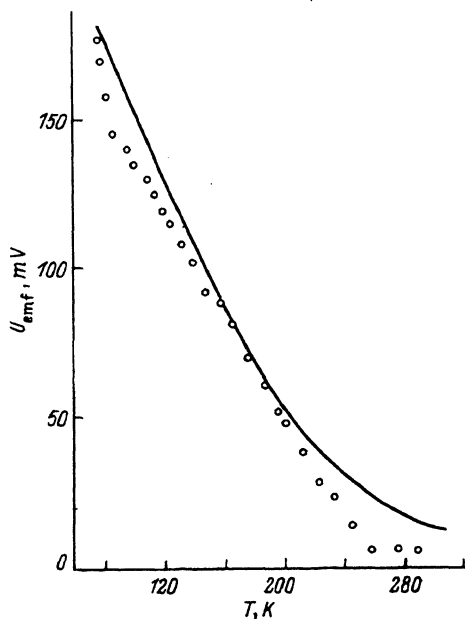


Рис. 4. Зависимость вентильной фотоэдс насыщения ( $P > P_{\text{sat}}$ ) от температуры кристаллической решетки образца. Сплошная кривая — расчетная зависимость высоты потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода от температуры.

влен вентиляльной фотоэдс и его форма практически повторяет форму импульса лазерного излучения. При больших мощностях излучения  $P_2 > P_{\text{sat}}$  форма импульса фотоотклика становится более сложной. Это связано с тем, что с ростом интенсивности излучения вентиляльная фотоэдс растет и при  $P = P_{\text{sat}}$  достигает насыщения. При дальнейшем увеличении  $P_2$  во времени величина вентиляльной фотоэдс не изменяется, а фотоэдс, обусловленная разогревом носителей заряда, линейно возрастает с ростом интенсивности излучения. Следует отметить, что при спаде мощности лазерного излучения  $U_{ph}$  не достигает своего максимального значения. Это связано с тем, что во время воздействия лазерного импульса наряду с разогревом носителей заряда происходит и разогрев кристаллической решетки. Вследствие этого, во-первых, уменьшается величина вентиляльной фотоэдс и, во-вторых, возникает термоэдс Зеебека.

На рис. 4 представлена зависимость вентиляльной фотоэдс от температуры кристаллической решетки при мощности лазерного излучения  $P > P_{\text{sat}}$ . Видно, что с ростом температуры  $U_{\text{emf}}$  уменьшается вследствие уменьшения высоты потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода. Сплошной кривой представлена зависимость  $\psi_B$  от  $T$ , рассчитанная по формуле (1), ход которой хорошо совпадает с экспериментальной зависимостью  $U_{\text{emf}}$  от температуры.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно заключить, что фотоотклик, возникающий при освещении  $p$ - $n$ -перехода излучением  $\text{CO}_2$ -лазера, обусловлен как разогревом носителей заряда светом, так и генерацией неравновесных носителей заряда. При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода основной вклад в формирование фотоотклика вносит разогрев свободных носителей заряда излучением. При обратном смещении  $p$ - $n$ -перехода доминирующее влияние в формировании фотоотклика оказывает генерация неравновесных электронно-дырочных пар.

В заключение авторы благодарят Американское физическое общество за оказанную материальную поддержку в виде гранта фонда Мейера для проведения исследований.

#### Список литературы

- [1] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [2] С. Стонис, Э. Ширмулис. ПТЭ, № 3, 162 (1983).
- [3] R. Rousina, J.B. Webb. *Semicond. Sci. Techn.*, **6**, C42 (1991).
- [4] C.L. Litter, D.G. Seiler. *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 986 (1985).
- [5] А.М. Данишевский, А.А. Патрин, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. *ЖЭТФ*, **56**, 1457 (1969).
- [6] H.J. Fossum, W.S. Chen, B. Ancker-Johnson. *Phys. Rev. B.*, **8**, 2857 (1973).
- [7] С. Ашмонтас, Э. Ширмулис, С. Стонис. *Лит. физ. сб.*, **24**, 76 (1984).
- [8] С.П. Ашмонтас, Э.И. Ширмулис. *ФТП*, **20**, 2212 (1986).

Редактор Т.А. Полянская