

## ФОТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ δ-ЛЕГИРОВАННЫЙ GaAs/МЕТАЛЛ

И.Н.Котельников, А.Я.Шульман<sup>1)</sup>, Н.А.Варванин, С.Д.Ганичев<sup>+,\*</sup>,  
Б.Майерхофер<sup>+2)</sup>, В.Прэттл<sup>+2)</sup>

Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия

<sup>+</sup> Universität Regensburg, Institut für Angewandte Physik  
93040 Regensburg, Germany

<sup>\*</sup>Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе  
194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 мая 1995 г.

Обнаружено возрастание сопротивления туннельного перехода, образованного двумерным электронным газом δ-легированного GaAs и металлической пленкой (затвором) на поверхности полупроводника, под действием импульсного излучения лазера субмиллиметрового диапазона. Этот отклик противоположен по знаку тому, что следовало бы ожидать от разогрева двумерных электронов полем излучения. Найдено, что разогрев электронов в δ-слое имеет место и ответственен за фотопроводимость положительного знака, обусловленную изменением сопротивления самого δ-слоя. Проводится сопоставление с фоторезистивным эффектом в объемно-легированном туннельном переходе с барьером Шоттки и обсуждаются возможные механизмы образования пондеромоторных сил от поля электромагнитной волны, влияющих на туннельное сопротивление в случае двумерного электронного газа.

Предыдущие исследования отклика туннельных переходов с барьером Шоттки, образованных объемно-легированным GaAs и металлом на его поверхности, на импульсное излучение субмиллиметрового лазера показали, что в условиях плазменного отражения изменение сопротивления туннельного перехода связано с деформацией самосогласованного потенциала барьера Шоттки [1–3]. Такая деформация барьера возникает за счет давления излучения на плазму свободных электронов полупроводника. Для туннельных переходов с барьером Шоттки, как было обнаружено в [2, 3], быстрый фоторезистивный эффект наблюдался только для излучения с длиной волны из области плазменного отражения.

Двумерный электронный газ (ДЭГ) в потенциальной яме δ-легированного слоя, выращенного вблизи поверхности полупроводника, представляет собой аналогичную систему с самосогласованным потенциальным барьером. Свойства такой системы зависят от пространственного распределения свободных носителей в направлении, перпендикулярном плоскости δ-слоя [4]. Поэтому, с одной стороны, можно было ожидать, что если, как и в случае переходов с барьером Шоттки, взаимодействие интенсивного лазерного излучения с ДЭГ изменит профиль самосогласованного потенциала в туннельной структуре δ-GaAs/металл, то это проявится в изменении туннельного сопротивления между δ-слоем и металлическим электродом. С другой стороны, в квазидвумерном электронном газе плазменное отражение не формируется, поскольку толщина проводящего слоя намного меньше скриновой длины. Следовательно,

<sup>1)</sup>e-mail: ash@cpplire.ru

<sup>2)</sup>B.Mayerhofer, W.Prettl

туннельные структуры на основе  $\delta$ -легированного слоя должны были позволить проверить, насколько существенно плазменное отражение для проявления влияния поперечного электромагнитного поля на туннелирование [3]. В настоящей работе сообщается о первых результатах исследования фотоотклика структур с  $\delta$ -легированным слоем в GaAs в диапазоне температур 77–300 К.

Образцы были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и представляли собой структуры с  $\delta$ -легированным слоем, выращенным на расстоянии 200 Э от поверхности GaAs. Концентрация донорных атомов (Si) в  $\delta$ -слое составляла  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Холловская концентрация ДЭГ оказалась равной  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  вследствие перераспределения носителей между  $\delta$ -слоем и поверхностными состояниями. В экспериментах использовались два типа образцов: структуры с алюминиевым затвором, нанесенным в установке молекулярной эпитаксии сразу же после завершения эпитаксиального роста GaAs (туннельные переходы  $\delta\text{-GaAs}/\text{Al}$ ), и структуры со свободной поверхностью GaAs (образцы  $\delta\text{-GaAs}$ ). Толщина затвора составляла 2000 Э.

Исследования при температуре 4,2 К показали [4], что данные туннельной спектроскопии и магнитотранспортные измерения хорошо согласуются с результатами самосогласованного расчета энергетической структуры двумерных подзон в  $\delta$ -легированном слое при ширине последнего 50 Э. Согласно полученным данным, положение уровня Ферми  $E_F$  относительно дна наименших заполненных двумерных подзон  $E_0$  и  $E_1$  составляло 93 и 20 мэВ, соответственно, а высота барьера на границе GaAs/Al – 0,9 эВ. Энергетическая диаграмма туннельной структуры  $\delta\text{-GaAs}/\text{Al}$  схематически изображена на рис.1, а схема измерения фотоотклика – на рис.2.

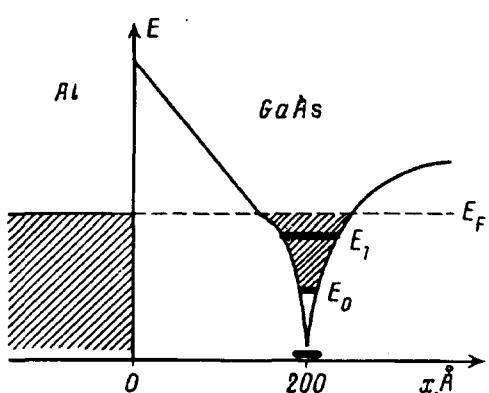


Рис.1

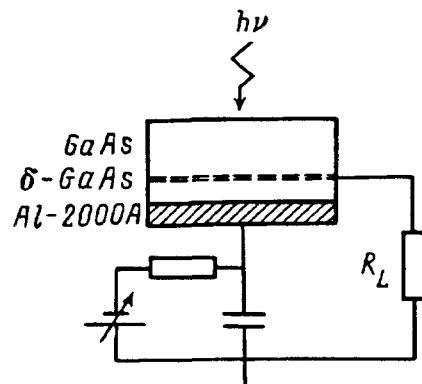


Рис.2

Рис.1. Схематическое изображение потенциального рельефа и энергетического спектра туннельного перехода, образованного двумерным электронным газом  $\delta$ -легированного полупроводника и металлическим затвором. Напряжение смещения равно нулю

Рис.2. Схема туннельной структуры и измерений

Как показал анализ вольт-амперных характеристик, в такой структуре со противлением  $R_{gd}$  между алюминиевым затвором и каналом при относительно малых напряжениях смещения  $U_{gd} < 0,5 \text{ В}$  определяется туннельной прозрачностью потенциального барьера, а при больших  $U_{gd}$ , из-за экспоненциального уменьшения туннельной прозрачности с ростом смещения, величина  $R_{gd}$  стре-

мится к постоянному значению, приближаясь к сопротивлению  $R_{ch}$  канала с ДЭГ (см. рис. 3). При малых  $U_{gd}$  туннельное сопротивление превышает  $R_{ch}$  приблизительно в 100 раз.

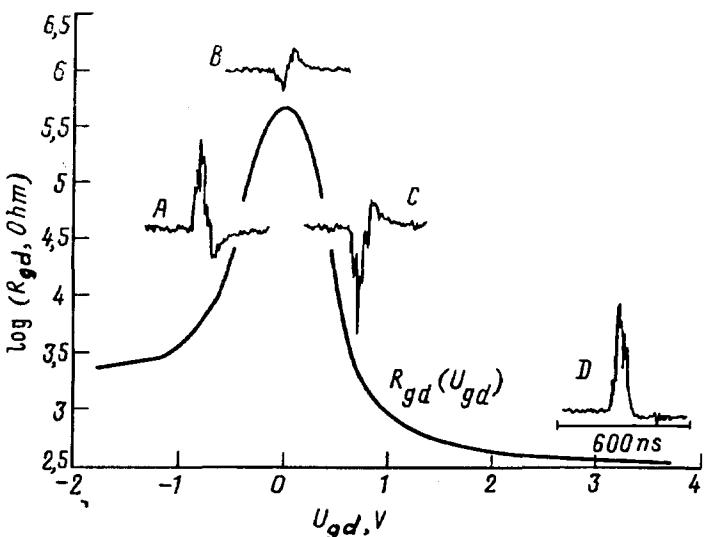


Рис.3. Фотопроводимость ( $A, C, D$ ) и фото-э.д.с. ( $B$ ), возникающие в туннельном переходе двумерный электронный газ/металл под действием импульсного излучения субмиллиметрового лазера. Длина волны излучения  $\lambda = 250$  мкм, длительность импульса 100 нс, температура образца  $T = 77$  К. Аналогичная картина наблюдалась и при  $\lambda = 90,6$  мкм. Приведена также зависимость сопротивления  $R_{gd}$  перехода от напряжения смещения  $U_{gd}$ . Значения  $U_{gd}$  для различных кривых отклика:  $-0, 48$  В ( $A$ ),  $0$  В ( $B$ ),  $0,45$  В ( $C$ ),  $3,73$  В ( $D$ ). Положительным считается смещение, при котором электроны туннелируют из полупроводника в металл

Для оценки вклада разогревных эффектов в фотоотклик исследуемых туннельных структур  $\delta\text{-GaAs}/\text{Al}$  необходимо знать поведение  $R_{gd}$  с изменением температуры. В наших образцах увеличение температуры от 77 до 300 К приводило к падению туннельного сопротивления перехода приблизительно в 10 раз, тогда как сопротивление канала с ДЭГ уменьшалось лишь на 15%. Следовательно, разогрев электронов в  $\delta$ -слое под действием излучения должен приводить в обоих случаях к уменьшению сопротивления, причем влияние разогрева на туннельное сопротивление должно быть значительно сильнее.

В работе исследовался фотоотклик  $\delta$ -легированных структур на импульсное излучение СБММ-лазера (длины волн 90,55 и 250 мкм) с оптической накачкой от  $\text{CO}_2$ -лазера. Длительность импульса СБММ-излучения составляла 100 нс. Импульсный сигнал, пропорциональный изменению сопротивления образца под действием лазерного излучения, падающего со стороны подложки, измерялся в стандартной схеме измерения фотоотклика при сопротивлении нагрузки  $R_L = 50$  Ом. Был обнаружен быстрый фотоотклик, не имеющий запаздывания относительно лазерного импульса. Результаты измерений при температуре 77 К и различных напряжениях смещения  $U_{gd}$  на туннельном переходе  $\delta\text{-GaAs}/\text{Al}$  показаны на рис.3. При нулевом смещении  $U_{gd} = 0$  наблюдалась знакопеременная фото-э.д.с., что свидетельствует о перераспределении свободных зарядов между  $\delta$ -слоем и металлическим затвором под действием лазерного

импульса аналогично случаю переходов с барьером Шоттки на основе объемно-легированного GaAs [2]. При  $U_{gd} \neq 0$  фотосигнал изменял знак при изменении знака напряжения смещения, выявляя тем самым, что облучение приводит к изменению сопротивления структуры. Причем, при малых смещениях сопротивление возрастало, а при больших  $U_{gd}$  – уменьшалось. Следовательно, знак фоторезистивного эффекта в случае малых смещений однозначно указывает на нетепловую природу фотоотклика тунNELьного перехода  $\delta\text{-GaAs}/\text{Al}$ . Отметим, что в случае тунNELьных переходов с барьером Шоттки всегда наблюдалось уменьшение сопротивления под действием СВЧ-излучения [3].

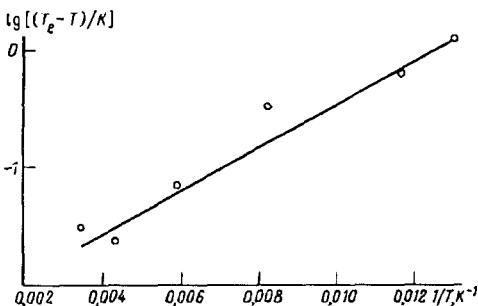


Рис.4. Зависимость от температуры решетки разогрева двумерного электронного газа под действием излучения с интенсивностью  $J = 50 \text{ Вт}/\text{см}^2$  ( $\lambda = 90,6 \text{ мкм}$ ). Структура –  $\delta$ -легированный GaAs без затвора. Сплошная линия представляет экспоненциальную зависимость с характерной энергией (36,5 мэВ), равной энергии продольного оптического фона в GaAs (см. текст)

В случае больших смещений на исследуемой структуре (то есть когда сопротивление структуры близко к  $R_{ch}$ ) знак фоторезистивного эффекта отвечает уменьшению сопротивления и, следовательно, может быть связан с разогревом ДЭГ лазерным излучением. Измерения показали идентичность фотооткликов структур  $\delta\text{-GaAs}/\text{Al}$  при больших смещениях и структур  $\delta\text{-GaAs}$  (без затвора). Поэтому для выяснения природы фотоотклика в канале с ДЭГ были проведены измерения температурной зависимости транспортных характеристик и фоторезистивного отклика образцов  $\delta\text{-GaAs}$  в диапазоне  $T = 70 \div 300 \text{ К}$ . Результаты этих исследований будут опубликованы отдельно. Здесь же отметим, что полученные данные подтверждают предположение о разогреве ДЭГ за счет поглощения излучения свободными носителями. На рис.4 представлена зависимость увеличения электронной температуры  $\Delta T_e = T_e - T$  в структуре  $\delta\text{-GaAs}$  от  $1/T$ , рассчитанная из измеренных значений  $\Delta R_{ch}/R_{ch}$  для длины волны  $\lambda = 90,6 \text{ мкм}$ , при малой интенсивности лазерного излучения  $\approx 50 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Аналогичные результаты получены и для  $\lambda = 250 \text{ мкм}$ . Здесь же показана зависимость  $\exp(\hbar\omega_{LO}/kT)$ , где  $\omega_{LO}$  – частота продольных оптических (LO) фононов. Поскольку экспоненциальная зависимость на рис.4 почти полностью передает изменение наблюдаемого разогрева с изменением температуры решетки, это указывает на существенную роль LO-фононов в релаксации энергии горячего ДЭГ в наших структурах. Из наших данных можно также получить оценку скорости потерь энергии электронами как функции  $T_e$ . Эта оценка в области температур 80–100 К хорошо согласуется по порядку величины с результатами измерений скорости остывания ДЭГ квантовых ям, полученными в [5, 6], и теоретическими расчетами этого процесса с учетом передачи энергии от электронов LO-фононам, сделанными в [7] (см. также обзор по эффектам горячих электронов в низкоразмерных структурах [8]). В совокупности эти факты позволяют утверждать, что отклик структур без затвора обусловлен разогревом ДЭГ в канале.

Вернемся к отклику туннельной структуры при малых смещениях, изображенному на рис.3, и сопоставим его с откликом обычного туннельного перехода с барьером Шоттки, исследовавшемся в [2, 3]. Проведенный в [3] анализ показал, что наличие затухающего в глубь полупроводниковой плазмы электромагнитного поля приводит к возникновению пондеромоторных сил, перемещающих границу плазмы к поверхности полупроводника. В результате уменьшается толщина барьера Шоттки на уровне Ферми и, соответственно, уменьшается туннельное сопротивление. Это дало качественное объяснение наблюдавшейся положительной фотопроводимости. Для объяснения имеющегося количественного расхождения измеренного отклика и его теоретической оценки было указано на ряд неучтенных в теории факторов. В частности, отмечалась возможность прямого воздействия векторного потенциала поперечного электромагнитного поля в обедненном слое (в области барьера) на структуру волновых функций электронов под барьером. По-видимому, результаты настоящего исследования позволяют предположить, что этот механизм не может быть ответственен за наблюдаемый отклик, так как отклик в туннельной структуре с ДЭГ противоположен по знаку отклику перехода с барьером Шоттки, хотя поперечное электромагнитное поле в классически запрещенной для электронов области барьера присутствует в обоих случаях.

Следует отметить, что направление падения излучения относительно покрытой металлом поверхности полупроводника в настоящем исследовании обратно тому, которое имело место в предыдущих. В исследованиях отклика туннельных переходов с барьером Шоттки излучение проникало в полупроводник сквозь полупрозрачный металлический электрод, а структуры с ДЭГ облучались с противоположной стороны, так как толщина алюминиевого затвора слишком велика, чтобы пропускать излучение субмиллиметрового лазера. При этом в области вблизи покрытой металлом поверхности, где расположен проводящий  $\delta$ -слой с ДЭГ, создавалась структура поля стоячей волны с узлом на металле затвора, градиент плотности энергии которой направлен противоположно градиенту плотности электромагнитного поля, падающего со стороны поверхности и затухающего в результате плазменного отражения электронами полупроводника. На качественном уровне этот факт можно рассматривать как указание на возможное объяснение различия знаков отклика двух типов туннельных структур. Однако характерный масштаб пространственной неоднородности поля стоячей волны, который имеет порядок длины волны падающего излучения в полупроводнике, намного превышает и размер самого  $\delta$ -слоя, и расстояние его от поверхности. Поэтому требуется более количественный анализ этого механизма.

Еще одним источником возникновения пондеромоторных сил, приводящих к изменению туннельного сопротивления структур ДЭГ/металл, может служить ток проводимости, возбуждаемый в ДЭГ переменным полем волны. Магнитное поле этого тока может вызывать его сжатие, как это имеет место в пинч-эффекте, что должно повлечь за собой сужение самосогласованной потенциальной ямы  $\delta$ -слоя (см. рис.1). Следствием такого сужения будет увеличение толщины барьера и рост туннельного сопротивления.

Авторы благодарны В.Г.Мокерову и Б.К.Медведеву за изготовление образцов б-легированных структур, В.А.Кокину за численный расчет энергетического спектра и заполнения двумерных подзон. Один из нас (А.Я.Ш.) признателен S.Das Sarma за репринт работы [7]. Финансовая поддержка работы оказана

программой НАТО (грант НТЕЧ.ЛГ 9931585) и частично Российским фондом фундаментальных исследований (грант 94-02-05712-а).

---

1. I.N.Kotel'nikov, N.A.Mordovets, and A.Ya.Shul'man, *Conference Digest of 9th International Conference on IR and MM Waves*, Takarazuka, Jap., 1984, p. 137.
2. С.Д.Ганичев, И.Н.Котельников, Н.А.Мордовец и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 234 (1986).
3. С.Д.Ганичев, К.Ю.Глух, И.Н.Котельников и др., ЖЭТФ **102**, 907 (1992).
4. И.Н.Котельников, В.А.Кокин, Б.К.Медведев и др., ФТП **26**, 1462 (1992).
5. J.Shah, A.Pinczuk, A.C.Gossard et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 2045 (1985).
6. C.H.Yang, J.M.Carlson-Swindle, S.A.Lyon et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2359 (1985).
7. S.Das Sarma, J.K.Jain, and R.Jalabert, Phys. Rev. **B37**, 4560 (1988).
8. B.K.Ridley, Rep. Prog. Phys. **54**, 169 (1991).