

МЕЖПОДЗОННЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПОЛЯРОНЫ В ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ Al/ δ -GaAs

И.Н.Котельников^{*+1)}, В.А.Кокин^{*}, Ю.В.Федоров^{*}, А.В.Гук^{*}, Д.Т.Талбаев^{*}

^{*}Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия

⁺International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures
53-421 Wroclaw, Poland

Поступила в редакцию 29 марта 2000 г.

В магнитном поле B , параллельном слою двумерного электронного газа, при 1.6 К исследовались туннельные спектры переходов Al/ δ -GaAs, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии в условиях “тесного” контакта между Al и (100)GaAs. Концентрация 2D электронов в δ -слое, выращенном на расстоянии 20 нм от границы Al/GaAs, составляла $1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что отвечало частичному заполнению только нижней подзоны E_0 . В туннельных спектрах обнаружены многочастичные особенности: аномалия при нулевом смещении и линии продольных оптических (LO) фононов, а также наблюдались характерные “провалы”, отвечающие энергетическим положениям E_i 2D подзон. Для B , меньших критического поля $B_c \cong 11 \text{ Тл}$, наблюдался обычный диамагнитный сдвиг уровней 2D подзон. При $B \geq B_c$ обнаружен пиннинг терма $E_1(B)$ и расталкивание термов $E_1(B)$ и $E_0(B) + 2\hbar\omega_{LO}$, где $\hbar\omega_{LO}$ – энергия LO фононов в GaAs. Обнаруженные эффекты интерпретируются как проявление резонансных межподзонных поляронов в δ -слое при достижении резонанса $E_1(B_c) - E_0(B_c) = 2\hbar\omega_{LO}$.

PACS: 71.38.+i, 73.40.Gk, 73.61.Ey

Одной из перспективных и мало исследованных туннельных систем с двумерным (2D) электронным газом (ДЭГ) являются структуры типа металл/ δ -легированный GaAs. Самосогласованная квантовая яма с 2D электронным газом вблизи границы металл/GaAs создается здесь за счет легирования одной из кристаллических плоскостей GaAs. Благодаря самосогласованному потенциальному профилю барьера вблизи уровня Ферми, вклад в туннельный ток межчастичных взаимодействий в δ -GaAs может усиливаться по сравнению со структурами с “жесткими” барьерами [1, 2]. Однако до настоящего времени многочастичные особенности в туннельных спектрах структур металл/ δ -GaAs не наблюдались. Не изучались такие системы и в квантующем магнитном поле, хотя расстояния между 2D подзонами в такой системе близки к энергии $\hbar\omega_{LO}$ продольных оптических (LO) фононов, что способствует созданию условий для наблюдения резонансного поляронного взаимодействия при диамагнитном сдвиге уровней [3]. Пороговые (резонансные) поляронные эффекты в полярных полупроводниках исследуются достаточно давно, а в последнее время наиболее интенсивно изучаются 2D системы, где предсказано усиление этих эффектов по сравнению с 3D случаем [4]. Как правило, резонансные условия в 2D системах создаются за счет приложения магнитного поля перпендикулярно слою ДЭГ, когда расстояние между уровнями Ландау оказывается кратным $\hbar\omega_{LO}$ (2D магнитополярон). В последние годы характерные для магнитополяронов эффекты

¹⁾ e-mail:igor@mail.cplire.ru

пиннинга и расталкивания термов были обнаружены в экспериментах на туннельно-резонансных структурах [5] и сверхрешетках [6], в структурах с квантовыми ямами [7] и квантовыми точками [8]. Однако о наблюдении межподзонных резонансных поляронов в структурах с ДЭГ не сообщалось. В настоящей работе показано, что в туннельных структурах Al/ δ -GaAs можно обеспечить резонансное взаимодействие между 2D электронами в разных подзонах и ЛО фононами за счет изменения межподзонного расстояния при диамагнитном сдвиге уровней размерного квантования. Благодаря этому удалось наблюдать методом туннельной спектроскопии пороговые поляронные эффекты в ДЭГ при межподзонном резонансе [3].

Образцы и методика измерений. Исследования были выполнены на изготовленных в ИРЭ РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) туннельных структурах Al/ δ -GaAs. δ -легированный слой (Si) располагался в GaAs на глубине 20 нм от поверхности ($N_{Si} = 5.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, вне δ -слоя $N_a \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$). После завершения роста GaAs и специальной процедуры очистки поверхности (100) GaAs от избыточного As подложка охлаждалась до температуры $T < 100^\circ\text{C}$. Затем, непосредственно в камере МЛЭ, на поверхность GaAs напылялся Al из ячейки Кнудсена. Туннельные переходы Al/ δ -GaAs с диаметром Al электрода 0.7 мкм изготавливались методом фотолитографии, омические контакты из Au-Ge-Ni к δ -слою впаивались при 400°C в атмосфере N_2 .

Измерения туннельных характеристик проводились с потенциометрических контактов. Дифференциальное сопротивление $R_d = dU/dI$ переходов составляло $30 \div 40 \text{ кОм}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ и $U = 0$. Сопротивление между омическими контактами структуры не превышало 2 кОм . При измерении туннельных спектров использовалась стандартная методика модуляции тока через переход с частотой f и регистрации методом синхронного детектирования переменных напряжений, пропорциональных dU/dI (на частоте f) и d^2U/dI^2 ($2f$).

Измерения в магнитном поле были выполнены на сверхпроводящем соленоиде ($B \leq 15 \text{ Тл}$) Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г.Вроцлав, Польша). Концентрация электронов в δ -слое под Al электродом определялась из периода осцилляций типа Шубникова – де Гааза в туннельной проводимости перехода при $U = 0$ в магнитном поле $B \parallel I$ и оказалась равной $1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что отвечало заполнению только нижней подзоны ДЭГ.

Результаты. Туннельный спектр (ТС) перехода Al/ δ -GaAs для $B = 0$ и $T = 4.2 \text{ К}$ приведен на рис.1. В ТС хорошо видны характерные “провалы”, обусловленные размерным квантованием в δ -слое. Согласно качественным представлениям, туннельная проводимость $\sigma = dI/dU$ перехода с ДЭГ в одном из электродов есть сумма проводимостей подзон $\sigma_i(U) \propto \rho_{||i}(E_i, U)D(E_i, \mu - eU)$, где $\rho_{||i} = (m/\pi\hbar^2)\theta(\mu - eU - E_i)$ – 2D плотность состояний, а D – прозрачность барьера, μ – энергия Ферми. На туннельном спектре $d(\ln \sigma)/dU$ энергиям подзон отвечают положения минимумов в ТС на шкале eU . Так как $U = 0$ соответствует положению уровня Ферми в полупроводниковом электроде, минимумы при $U < 0$ (электроны туннелируют из металла в δ -слой) отвечают пустым уровням размерного квантования, а при $U > 0$ – заполненным. На ТС для $B = 0$ видно, что в наших образцах заполнена только одна, нижняя, подзона ($i = 0$). Энергия Ферми в этой подзоне составляет $\approx 40 \text{ мэВ}$, что согласуется с данными по концентрации $n = \mu(m/\pi\hbar^2)$ электронов в δ -слое ($n = 1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Определенные из ТС при $B = 0$ энергии 2D

подзон близки к результатам самосогласованных расчетов [9] для следующих параметров структуры Al/ δ -GaAs: высота барьера $\Phi = 0.86$ эВ, расстояние между Al и δ -слоем $L = 20$ нм, $N_{Si} = 4.7 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, $N_a = 5.5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$.

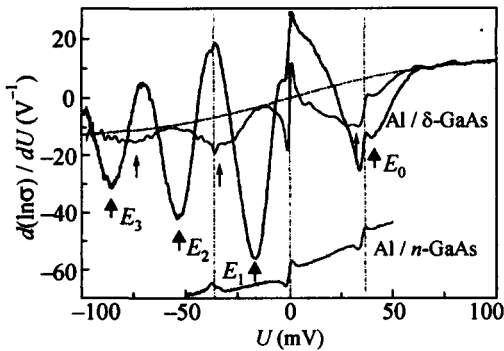


Рис.1. Туннельные спектры $d(\ln \sigma)/dU$, измеренные при температуре 4.2 К, для туннельных переходов Al/ δ -GaAs (верхние кривые, жирная линия - $B = 0$, тонкая линия - $B = 9.9$ Тл) и Al/ n -GaAs (нижняя кривая, сдвиг -50 В $^{-1}$, $B = 0$). Штриховая линия показывает фоновую кривую $F(U)$. Магнитное поле B направлено вдоль δ -слоя. Стрелками отмечены положения 2D подзон в δ -GaAs на туннельных спектрах переходов Al/ δ -GaAs. Вертикальные штрих-пунктирные линии отмечают положения многочастичных особенностей в спектрах (напряжения смещения на переходе $eU = 0$ и $\pm \hbar \omega_{LO} = 36.5$ мэВ)

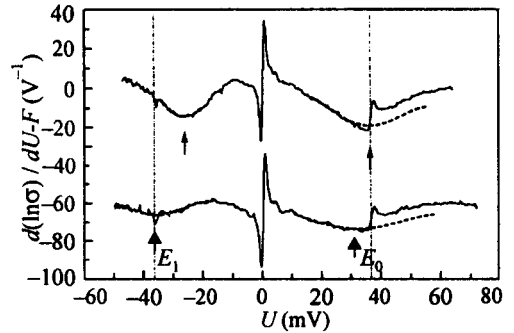


Рис.2. Туннельные спектры переходов Al/ δ -GaAs с вычтенным фоном $F(U)$ (см. рис.1) в магнитном поле B , параллельном δ -слою, при $T = 1.6$ К. Верхняя кривая - $B = 7.8$ Тл, нижняя кривая, сдвинутая на -60 В $^{-1}$, $B = 10.7$ Тл. Стрелками отмечены положения минимумов, которые соответствуют энергиям 2D подзон в δ -слое. Вертикальные штрих-пунктирные линии отмечают напряжения смещения $eU = \pm \hbar \omega_{LO} = 36.5$ мэВ. Штриховыми линиями показаны полиномы (3-5 степени), аппроксимирующие поведение спектров вблизи минимумов. При подборе методом наименьших квадратов полинома для провала E_0 из области аппроксимации исключалась окрестность фоновой линии, а правый край сдвигался вниз на величину "скачка" на линии LO фононов (разность между штриховой и сплошной линией на рисунке)

На спектре хорошо видны также многочастичные особенности: аномалия при нулевом смещении (АНС) и фоновые линии (ФЛ), которые обнаружены в туннельных переходах с δ -слоем. Качественно они выглядят так же, как и для туннельных структур с однородным легированием (см. нижнюю кривую на рис.1), однако их поведение с изменением магнитного поля существенно отличается и будет подробно проанализировано в другой работе. В переходах Me/ n -GaAs эти особенности связывают с межэлектронным взаимодействием (АНС, [1, 2]) и искажениями закона дисперсии электронов в GaAs для энергий $E = \mu \pm \hbar \omega_{LO}$ за счет поляронного взаимодействия (ФЛ, [10]).

Приложение магнитного поля в плоскости ДЭГ ($B \perp I$) приводит к смещению (диамагнитному сдвигу [11]) минимумов на ТС (см. ТС для $B = 9.9$ Тл на рис.1), то есть выталкиванию 2D подзон из квантовой ямы δ -слоя [12]. Одновременно уменьшается амплитуда провалов в спектре. Последнее обстоятельство требует устранить влияние плавного фона F в спектрах (штриховая кривая на рис.1), который оказывается существенным при больших полях и, как следует из наших данных, практически не зависит от B . В первом приближении этот фон обусловлен зависи-

мостью прозрачности барьера на уровне Ферми $D(\mu - eU)$. Расчет прозрачности на уровне Ферми для линейного потенциального барьера в квазиклассическом приближении и без учета размерного квантования показал, что в этом случае туннельный ток $I(U)$ описывается простой формулой: $I \propto \exp(eU/E_{oo}) \cdot (1 - \exp(-eU/\beta E_{oo}))$, где $E_{oo} = 3/2(\Phi + \mu)^{0.5}(\hbar^2/2mL^2)^{0.5}$, β – безразмерная константа. Результат расчета $F(U)$ с использованием полученной формулы (для $E_{oo} = 71$ мэВ и $\beta = 2$) приведен на рис.1 и позволяет описать поведение фона. В дальнейшем для выделения подзонных особенностей мы будем вычитать кривую $F(U)$ из измеренных спектров.

На рис.2 даны примеры туннельных спектров с вычтенным фоном для области основной ($i = 0$) и первой возбужденной ($i = 1$) подзон. Такие кривые использовались для получения зависимостей положения минимумов $eU_i = -E_i$ от магнитного поля. При нахождении положений минимумов для повышения точности использовалась аппроксимация провалов в ТС полиномами $3 \div 5$ степени, как показано на рис.2. Величины ошибок при определении U_0 и U_1 из ТС составляли, соответственно, ± 2 и ± 0.5 мВ. Отметим, что дно нижней подзоны в наших структурах находилось вблизи линии LO фононов ($-E_0 = eU_0 \approx \hbar\omega_{LO}$), тогда как $E_1 < \mu + \hbar\omega_{LO}$ для $B = 0$ и достигало значения $\mu + \hbar\omega_{LO}$ при $B_c \cong 11$ Тл (см. рис.1 и 2).

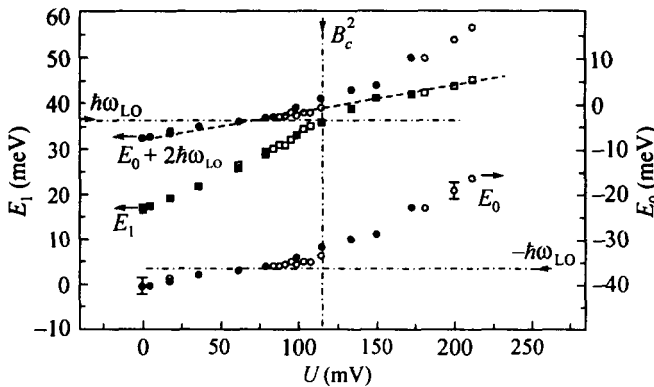


Рис.3. Зависимости энергий подзон E_0 ($\circ - T = 1.6$ К, $\bullet - T = 4.2$ К) и E_1 ($\square - 1.6$ К, $\blacksquare - 4.2$ К) от магнитного поля B , направленного вдоль δ -слоя структуры Al/ δ -GaAs. Величины ошибок измерения показаны для первой и последней точек $E_0(B^2)$ и соответствуют размеру значков на рисунке для E_1 . Энергии отсчитаны от уровня Ферми в δ -GaAs. Маленькими жирными и светлыми кружками показан терм $E_0 + 2\hbar\omega_{LO}$. Вертикальная штрих-пунктирная линия отвечает пороговому полю B_c .

Полученные зависимости $E_i(B^2)$ для двух нижних подзон представлены на рис.3. Использованное нами равенство $E_i(B^2) = -eU_i(B^2)$ означает пренебрежение слабой линейной зависимостью положения уровней E_i от напряжения смещения на переходе. Как следует из самосогласованного расчета для $B = 0$, учет этого обстоятельства должен скорректировать начальные наклоны $E_i(B^2)$ в сторону уменьшения не более чем на 10%, а истинные положения уровней – на несколько мэВ. Тот же порядок величины имеют столкновительное уширение уровней в δ -слое наших структур ($\hbar/\tau \approx 3 \div 5$ мэВ) и величины ошибок при определении eU_i . Однако, строго говоря, приведенные на рис.3 кривые отражают поведение подзон E_0 и E_1 в зависимости от B^2 для разных напряжений на переходе соответственно вблизи 40 и -40 мВ.

Для слабых магнитных полей эти зависимости линейны, то есть наблюдается обычный диамагнитный сдвиг [11, 13] уровней: $E_i = E_i(0) + (e^2 B^2 / 2m) \Delta z_i^2$. Здесь $\Delta z_i = (\langle z_i^2 \rangle - \langle z_i \rangle^2)^{0.5}$ – ширина волновой функции i -подзоны для $B = 0$ в направлении z , перпендикулярном δ -слою. Величины Δz_0 и Δz_1 , определенные из наклонов начальных участков кривых на рис.3, оказались равными соответственно 5.6 и 11 нм ($m = 0.07m_0$).

Для магнитных полей, больших критического поля $B_c \cong 11$ Тл, зависимости $E_0(B^2)$ и $E_1(B^2)$ резко меняются. Как видно из рис.2 и 3, при $B = B_c$ энергия E_1 достигает полярной особенности (фононной линии) в туннельном спектре, что соответствует резонансу $E_1 - E_0(k_F) = \hbar\omega_{LO}$ состояний на поверхности Ферми с дном возбужденной подзоны. Кроме того, разность $E_1 - E_0$ оказывается близка к двойной энергии оптического фонона. В наших структурах условие $E_1 - E_0 \cong 2\hbar\omega_{LO}$ оказывается выполненным вблизи $B = B_c$ в пределах величины столкновительного уширения уровней и точности измерения E_1 и E_0 . Следовательно, даже при слабой электрон-фононной связи (константа связи $\alpha = 0.07$ для GaAs) можно ожидать пороговых полярных эффектов: пиннинга и расталкивания термов [14].

Действительно, на рис.3 хорошо виден пиннинг подзоны E_1 для $B > B_c$. Асимптотой зависимости $E_1(B^2)$ при $B > B_c$ оказывается прямая, наклон которой соответствует $E_0(B^2)$ в области малых полей (см. штриховую линию на рис.3 для терма $E_0 + 2\hbar\omega_{LO}$). Как известно (см., например, [14, 15]), в формировании нового полярного состояния на уровне E_1 вблизи порога основной вклад дают состояния на нижнем уровне E_0 в комплексе с оптическими фононами. Другими словами, туннелирующий в верхнюю подзону электрон должен “чувствовать” волновую функцию нижнего состояния. Именно такое поведение демонстрируют представленные на рис.3 данные. Следовательно, выше порога B_c наблюдается перенормировка затравочного спектра ДЭГ, соответствующая резонансному 2D полярону. Отметим, что в случае 2D магнитополярона, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости ДЭГ, аналогично зависит от B верхний уровень Ландау. Согласно расчету [15], при $\hbar\omega_c > \hbar\omega_{LO}$, где $\omega_c = eB/m$ – циклотронная частота, должен возникать пиннинг верхнего уровня Ландау $(3/2)\hbar\omega_c$ к энергии $(1/2)\hbar\omega_c + \hbar\omega_{LO}$. В нашем случае наблюдается похожая зависимость от магнитного поля, ориентированного вдоль слоя ДЭГ, с пиннингом терма $E_1(B)$ к невозмущенной энергии терма $E_0(B) + 2\hbar\omega_{LO}$. Кроме того, как видно из рис.3, сдвиг $E_0(B)$ на $2\hbar\omega_{LO}$ (см. данные, построенные маленькими кружками) дает типичную картину расталкивания термов, также характерную для модели резонансного полярона в системе двух уровней.

Поведение $E_0(B)$ выше порога, по-видимому, отражает возрастание эффективной массы в этой подзоне с включением резонансного электрон-фононного взаимодействия. В результате растет плотность состояний и, при сохранении концентрации ДЭГ в δ -слое энергия Ферми уменьшается. Поскольку в настоящее время теория резонансного межподзонного полярона отсутствует, приведенные соображения носят качественный характер. Следует учитывать также, что в исследуемой системе мы имеем дело с сильно вырожденным ДЭГ, тогда как в [14,15] рассматриваются магнитополяроны для одноэлектронной системы.

Представленные здесь данные позволяют предположить, что обнаруженные эффекты обусловлены, главным образом, межподзонным резонансом $E_1 - E_0 = 2\hbar\omega_{LO}$, который достигается за счет разных скоростей диамагнитного сдвига 2D подзон в

δ -слое. На возможность наблюдения пиннинга на кратных частотах ($2\omega_{LO}$) в случае магнитополярона указано в [14], а недавно резонансные поляронные эффекты с участием двух ЛО фононов наблюдались в системе квантовых точек InAs на GaAs [8]. Однако и однофононный резонанс $E_1 - E_0(k_F) = \hbar\omega_{LO}$ в нашем случае может оказаться существенным. Для выявления вклада одно- и двухфононных процессов мы планируем эксперименты на структурах с меньшей или большей, чем в наших образцах, концентрациями 2D электронов, когда эти резонансы окажутся при разных магнитных полях.

Таким образом, качественная картина эффекта, обнаруженного нами в структурах Al/ δ -GaAs, в целом отвечает ожидаемой перенормировке спектра ДЭГ в условиях резонансного межподзонного взаимодействия электронов с ЛО фононами. Однако для окончательного построения модели межподзонного резонансного 2D полярона в системах с δ -легированием требуются дополнительные эксперименты и расчеты.

Авторы благодарны А.Я.Шульману и В.А.Волкову за полезные обсуждения, В.Г.Мокерову за внимание к работе, а также В.И. Нижанковскому, чья поддержка и полезные советы способствовали успешному проведению измерений. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (гранты #99-02-17592, #00-02-17059) и INTAS (грант #97-11475).

-
1. И.Н.Котельников, А.Я.Шульман, Д.К.Мод и др., Письма в ЖЭТФ **60**, 849 (1994).
 2. A.Ya.Shul'man and I.N.Kotel'nikov, Proc. of 12th Intern. Conf. on *High Magnetic Fields in Semiconductors*, World Scientific Publ., Singapore, 1997, p.461.
 3. I.N.Kotel'nikov and V.A.Volkov, Proc. of 7-th Intern. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", TP-07p, St.Petersburg, Russia, June 14-18, 1999, p.272.
 4. A.Petrou and B.D.McCombe, in: *Landau Level Spectroscopy*, Eds. G.Landwehr and E.I.Rashba, Elsevier Science Publishers B.V., North Holland, Armst.-Oxford-N.Y.-Tokio, 1991, Chapter 12, p.679.
 5. G.S.Boebinger, A.F.J.Levi, S.Schmitt-Rink et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 235 (1990).
 6. R.K.Hayden, A.Nogaret, L.Eaves et al., Physica **B256-258**, 540 (1998).
 7. G.D.Hai, F.M.Peeters, N.Studart et al., Phys. Rev. **B58**, 7822 (1998).
 8. S.Hameau, Y.Guldner, O.Verzelen et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4152 (1999).
 9. И.Н.Котельников, В.А.Кокин, Б.К.Медведев и др., ФТП **26**, 1462 (1992).
 10. J.W.Conley and G.D.Mahan, Phys. Rev. **161**, 681 (1967).
 11. D.C.Tsui, Solid St. Comm. **9**, 1789 (1971).
 12. A.Zrenner, H.Reisinger, F.Koch et al., Phys. Rev. **B33**, 5607 (1986).
 13. F.Stern and W.E.Howard, Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
 14. И.Б.Левинсон, Е.И.Рашба, УФН **111**, 683 (1973).
 15. F.M.Peeters and J.T.Devreese, Phys. Rev. **B31**, 3689 (1985).