

©1994 г.

ВЛИЯНИЕ НЕТЕРМАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAs/AlGaAs ПРИ ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

Н.А.Мордовец, И.Н.Котельников

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907, Москва, Россия
(Получена 5 апреля 1994 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

Проведены измерения зависимости фотопроводимости от магнитного поля гетероструктур GaAs/AlGaAs с изменяемой концентрацией $2D$ -электронов при воздействии лазерного излучения с длиной волны 419 мкм. Сопоставление полученных данных с измерениями температурной зависимости магнетосопротивления позволило выделить составляющую фотосопротивления, связанную с вкладом нетермализованных возбужденных носителей. Обнаружен сдвиг пика сигнала такой фотопроводимости относительно пика поглощения в сторону больших магнитных полей. При этом положение и ширина фотопроводимости при циклотронном резонансе в этом диапазоне магнитных полей не зависят от фактора заполнения уровней Ландау.

Введение

В ряде работ, посвященных исследованию фотопроводимости ($\Phi\Pi$) гетероструктур GaAs/AlGaAs с $2D$ -газом в области циклотронного резонанса (ЦР) [$1-4$], наблюдаемый сигнал связывается с наличием двух составляющих — чувствительностью магнетосопротивления к температуре $(\partial\rho/\partial T)/\Delta T$ и перераспределением электронов между уровнями Ландау при поглощении излучения с энергией $\hbar\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота. Однако в этих работах отсутствует количественное подтверждение указанной модели, а также нет подробного исследования того, как изменяются свойства фотоотклика в зависимости от чисел заполнения ν_c уровней Ландау при магнитных полях B_c , соответствующих ЦР [$\nu_c = \nu(B_c)$]. Как правило, исследования проводились при произвольных ν_c , определяемых длиной волны λ излучения и концентрацией n_s $2D$ -электронов.

В настоящей работе проведено исследование фотоотклика холловских структур с $2D$ -электронным газом на лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 419$ мкм при изменяемых значениях чисел заполнения $\nu_c \geq 10$. Выбор таких значений ν_c связан с отмеченным в [5] усложнением вида фотоотклика при малых значениях фактора заполнения из-за возможного появления фотоэдс и ее влияния на сигнал $\Phi\Pi$.

Исследовались образцы с гетеропереходом GaAs/AlGaAs, изготовленные по стандартной технологии молекулярно-лучевой эпитаксии в виде холловского мостика 4×1 мм. При $T=4.2$ К начальная концентрация n_s $2D$ -электронов составляла $\approx 4.4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, подвижность $\mu \approx 2.5 \cdot 10^5$ см 2 /В·с. Измерения проводились в конфигурации Фарадея (направление магнитного поля перпендикулярно плоскости $2D$ -газа) при $T=4.2$ К. Для измерения прошедшего через образец излучения использовался угольный болометр. Концентрация n_s перед измерениями могла изменяться путем импульсной засветки (эффект «замороженной» фотопроводимости) излучением от светодиода АЛ307А, который располагался вблизи образца. В качестве фильтра для входного излучения применялось окно из черного полиэтилена.

Излучение лазера дальнего ИК-диапазона с оптической накачкой от СО $_2$ -лазера (частота модуляции 17 Гц) с длиной волны 419 мкм попадало на образец через квазиоптический световод.

В эксперименте проводилось одновременное измерение при изменении тока через сверхпроводящий соленоид постоянных продольного и холловского напряжений V_{xx} , V_{xy} , переменных сигналов (на частоте модуляции) v_{xx} , v_{xy} , сигналов угольного болометра и опорного пироприемника, регистрирующего мощность лазера.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны для $n_s=4.8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ ($\nu_c \approx 11$) измеренные зависимости от магнитного поля B пропускания $T(B)/T(0)$ (1), магнетосопротивления $\rho_{xx}(B)$ (2), а также фотоотклика $\rho_{xx}^{\sim}(B)$ (3) и температурной чувствительности магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}/\Delta T$ (4). Фотоотклик измерялся при негреющем токе через образец ≈ 3 мкА и падающей на образец мощности ≤ 100 мкВт. Из вида фотоотклика следует, что существенный вклад в сигнал дает составляющая $\propto (d\rho/dT) \cdot \Delta T$. Для определения этой болометрической составляющей сигнала ФП необходимо знать зависимость величины разогрева ΔT от B , которая пропорциональна поглощению $A(B)$. Для получения зависимости $A(B)$ по экспериментально измеряемой зависимости пропускания $T(B)$ вычислялись коэффициенты пропускания и поглощения излучения в модели [6], представляющей образец в виде двумерного слоя с друдевской проводимостью, находящегося на поверхности плоскопараллельной непоглощающей полупроводниковой пластины. Необходимые для вычисления $A(B)$ значения n_s брались из холловских измерений, а значения оптической толщины пластины, эффективной массы m^* и времени рассеяния τ подбирались по совпадению измеренных и расчетных кривых пропускания $T(B)/T(0)$. (Для изображенной на рис. 1 расчетной кривой $T(B)$ значения m^* и τ составляют соответственно 0.071 и $1.2 \cdot 10^{-11}$ с). В результате оказалось возможным смоделировать болометрическую составляющую отклика $(d\rho/dT) \cdot \Delta T \propto (\Delta\rho_{xx}/\Delta T) \cdot A(B)$ (см. кривую 5), а после вычитания кривой 5 из кривой 3 выделить составляющую фотосопротивления ρ_n^{\sim} , свободную от эффектов разогрева. Коэффициент пропорциональности между ΔT и $A(B)$ подбирался

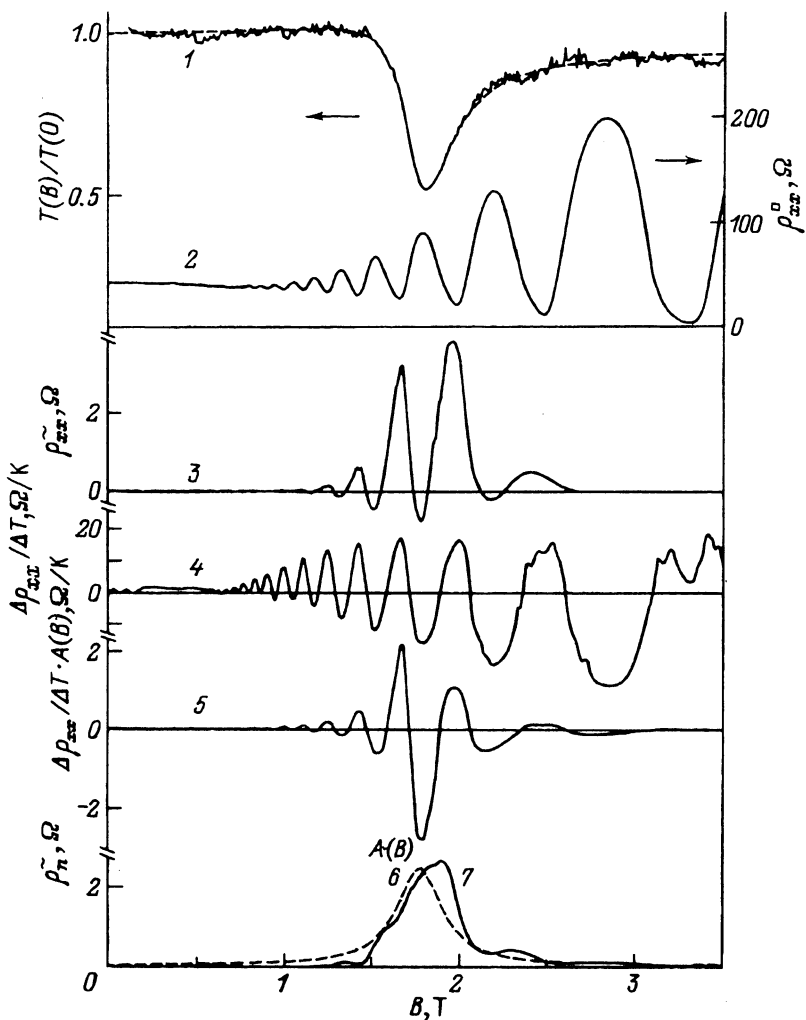


Рис. 1. Зависимости от магнитного поля: 1 — приведенного сигнала пропускания $T(B)/T(0)$ (сплошная кривая — эксперимент, штриховая — расчет); 2 — продольного магнетосопротивления ρ_{xx} ; 3 — фотосопротивления; 4 — чувствительности магнетосопротивления к температуре $\Delta\rho_{xx}/\Delta T$; 5 — величины $\Delta\rho_{xx}/\Delta T \cdot A(B)$, Ω/K ; 6 — поглощения; 7 — фотосопротивления ρ_n . Температура — 4.2 К. Длина волны — 419 мкм.

по наилучшему подавлению осцилляций вне резонанса в результирующем сигнале, что дало значение $\Delta T \approx 0.2 \text{ K}$ при $B = B_c$. Сравнение кривых $A(B)$ (кривая 6, штриховая линия) и $x\rho_n(B)$ (кривая 7, сплошная линия) показывает, что ширины пиков этих кривых примерно одинаковы, однако максимум сигнала $\rho_n(B)$ сдвинут по отношению к максимуму $A(B)$ в сторону больших полей.

Необходимо отметить, что в проведенных нами ранее измерениях на образцах с низкой подвижностью $\approx 50\,000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{с}$ [7] составляющая $\rho_n(B)$ не была обнаружена, а наблюдавшийся фотоотклик полностью определялся болометрической составляющей.

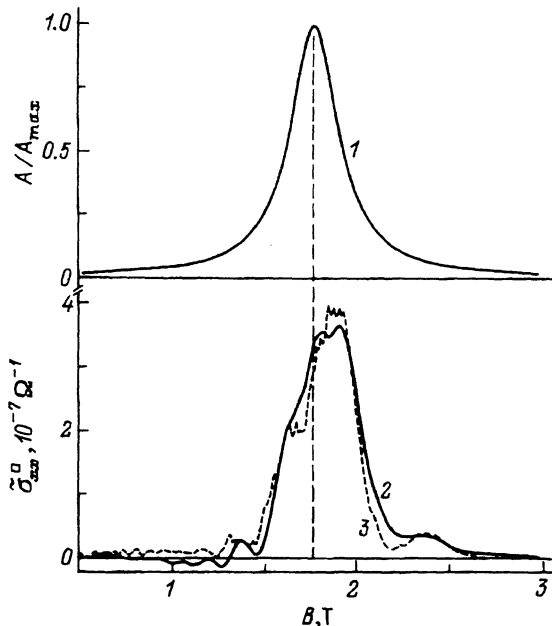


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля поглощения (1) и усредненных сигналов фотопроводимости (2, 3) (см. пояснения в тексте).

Для выяснения того, зависит ли вид кривой $\rho_n^{\sim}(B)$ от фактора заполнения уровней Ландау, были проведены аналогичные измерения для 4 различных значений концентрации n_s , при которых фактор заполнения ν_c равномерно изменялся от ≈ 10.5 до ≈ 11.5 . В пределах экспериментальной ошибки зависимость $\rho_n^{\sim}(B)$ не менялась во всех 4 случаях.

На рис. 2 приведены результат усреднения (по этим 4 значениям фактора заполнения) кривых поглощения $A(B)$ (кривая 1), а также кривых фотопроводимости $\sigma_n^{\sim}(B)$ (кривая 2). Пересчет зависимости $\rho_n^{\sim}(B)$ в $\sigma_n^{\sim}(B) = \rho_n^{\sim}(B)/(\rho_{xy})^2$ сделан, чтобы устранить некоторый сдвиг пика $\rho_n^{\sim}(B)$ относительно $A(B)$ из-за того, что $\rho_n^{\sim}(B) \approx \sigma_n^{\sim}(B)/\sigma_{xy}^2(B) \propto \propto A(B) \cdot B^2$. При этом различие в положении пиков кривых поглощения и ФП сохраняется. То, что данный факт не связан с ошибками обработки, показывает кривая 3 (штриховая линия), полученная усреднением измеренных сигналов ФП σ_{xx}^{\sim} без какой-либо обработки — осцилляции, связанные с разогревом, эффективно подавляются при равномерном изменении ν_c в пределах $\Delta\nu_c \approx 1$, что приводит к хорошему совпадению с кривой 2. Таким образом, отмеченный сдвиг максимумов поглощения и ФП не связан ни со степенью заполнения уровней Ландау, ни с возможными неточностями при выделении неразогретого сигнала ФП.

Наличие составляющей $\sigma_n^{\sim}(B)$ можно объяснить вкладом нетермализованных возбуждений электронов в процесс рассеяния. В стационарных условиях накачки в каждый момент времени существует избыточная доля электронов, занимающих более высокие уровни энергии в квазинепрерывном спектре, по сравнению с термализованными электронами при данной электронной температуре. За счет различия в подвижности таких электронов по сравнению с равновесным случаем

и возникает дополнительная составляющая в фотопроводимости. Исследование вклада нетермализованных носителей в ФП при ЦР может дать ценную информацию о кинетике таких систем, для которых в настоящее время отсутствует теоретический анализ влияния нетермализованных возбужденных $2D$ -электронов на магнитотранспорт.

По-видимому, отсутствие составляющей $\rho_n^{\sim}(B)$ в фотоотклике в образцах с низкой подвижностью объясняется значительным уменьшением времени релаксации энергии электронов с ростом столкновительного уширения уровней Ландау.

При относительно высоких значениях n_s и τ ширина линии $A(B)$ становится слабо зависящей от циклотронного времени рассеяния из-за значительного роста коэффициента отражения вблизи B_c [8]. Расчет показывает, что при $n_s = 4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ширина $A(B)$ почти не зависит от τ при $\tau \geq 10^{-11} \text{ с}$. А это приводит к тому, что ширина линии ФП в наших экспериментах также практически не меняется. Неясна пока причина систематического сдвига пиков $\rho_n^{\sim}(B)$ по отношению к пикам $A(B)$ в сторону больших B .

Авторы благодарны Б.К. Медведеву за изготовление образцов и Н.А. Варванину за помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Министерства науки Российской Федерации по проблеме «Фундаментальные сверхвысоковакуумные исследования и разработки».

Список литературы

- [1] J.C. Maan, Th. Englert, D.C. Tsui et al. Appl. Phys. Lett., **40**, 609 (1982).
- [2] R.E. Horstman, E.J. v.d. Broek, J. Wolter et al. Sol. St. Commun., **50**, 753 (1984).
- [3] D. Stein, G. Ebert, K. von Klitzing et al. Surf. Sci., **142**, 406 (1984).
- [4] G.L.J. Rikken, P. Wyder, K. Ploog et al. Surf. Sci., **196**, 303 (1988).
- [5] Н.А. Мордовец, Н.А. Варванин, Н.Н. Котельников. Тез. I Всес. конф. по физике полупроводников (Н.Новгород, 1993) т. 1, с. 145.
- [6] G. Abstreiter, J.P. Kotthaus, J.F. Koch et al. Phys. Rev. B, **14**, 2480 (1976).
- [7] Н.А. Варванин, В.Н. Губанков, Н.Н. Котельников и др. ФТП, **24**, 635 (1990).
- [8] M.A. Hopkins, R.J. Nicholas, D.J. Barnes et al. Phys. Rev. B, **39**, 13302 (1989).

Редактор В.В. Чалдышев