

Субмиллиметровая фотопроводимость двумерных электронных структур в геометрии Корбино

© С.Д. Сучалкин, Ю.Б. Васильев, С.В. Иванов, П.С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 января 1999 г. Принята к печати 26 января 1999 г.)

Приведены результаты исследования фотопроводимости двумерного электронного газа в диапазоне дальнего инфракрасного излучения, в квантующем магнитном поле на образцах в геометрии Корбино, исключаяющей транспорт по краевым состояниям. Показано, что фотоэффект не сводится к чисто болометрическому отклику системы, а имеет составляющую, вызванную непосредственным участием фотовозбужденных носителей в процессах низкоэнергетического рассеяния.

Фотопроводимость двумерного электронного газа (2DEG) наряду с исследованиями циклотронного поглощения давно привлекает внимание исследователей как перспективная экспериментальная методика для исследования двумерных электронных систем [1–7]. Однако применение данного метода в настоящее время ограничено в силу отсутствия ясной картины протекания тока в условиях квантового эффекта Холла. Формализм краевых состояний, предложенный Буттикером [8], стимулировал появление ряда работ по фотопроводимости, в которых исследовалось влияние излучения с частотой, близкой к циклотронной, на транспорт по краевым состояниям в режиме целочисленного квантового эффекта Холла [6]. Такие измерения проводятся при достаточно малых токах I_b через структуру ($I_b < 1 \text{ мкА}$). При увеличении тока распределение потенциала и плотности

тока в структуре изменяется [9], при этом изменяется также относительный вклад краевых и "объемных" состояний в процессы переноса [10]. Наряду с фотоэффектом, обусловленным краевыми состояниями, интерес представляет также исследование процессов фотопроводимости в условиях транспорта по так называемым объемным состояниям, расположенным вдали от краев образца.

Цель настоящей работы — исследование фотопроводимости в режиме квантового эффекта Холла с использованием образцов в геометрии Корбино. Одной из характерных черт данной геометрии является то, что краевые состояния исключены из процессов переноса [11]. Эксперименты по фотопроводимости в этом случае позволяют выявить роль объемных состояний в механизме формирования фотоответа.

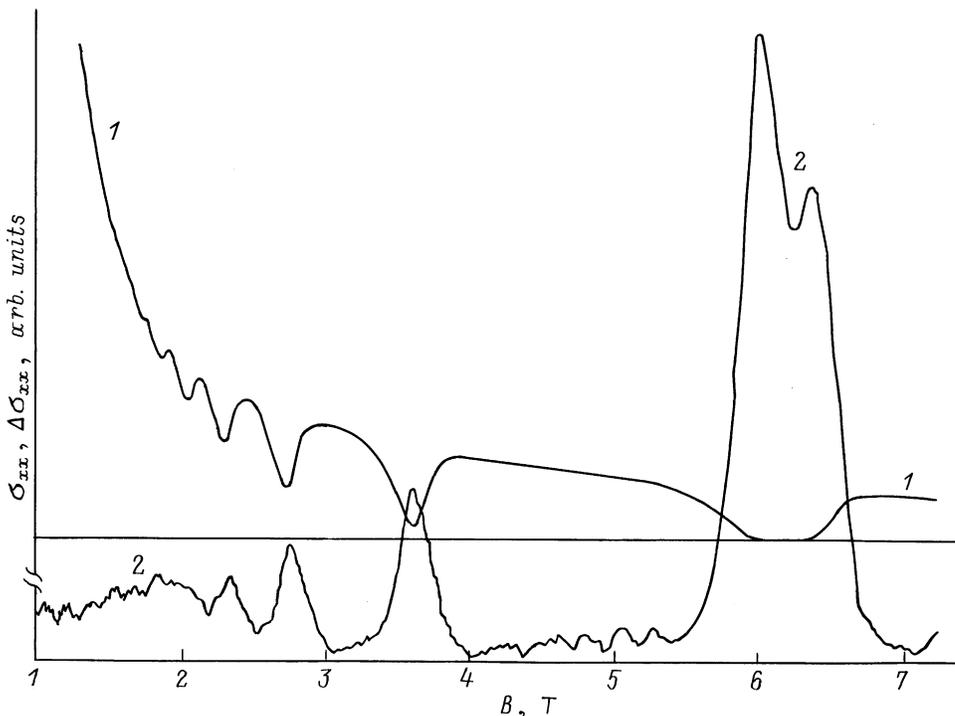


Рис. 1. Зависимости диагональной компоненты тензора проводимости σ_{xx} (1) и фотоответа $\Delta\sigma_{xx}$ (2) от магнитного поля B . Энергия кванта лазерного излучения $\hbar\omega = 8.36 \text{ мэВ}$.

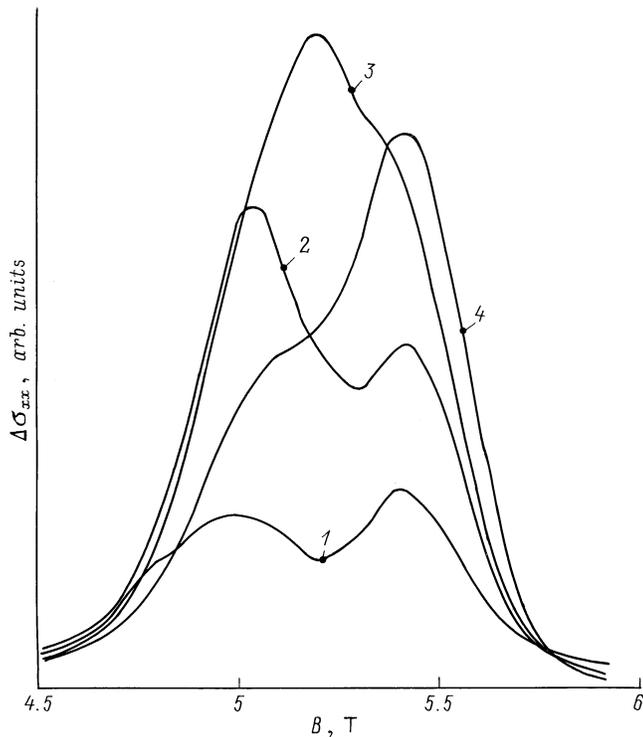


Рис. 2. Зависимости величины сигнала фотопроводимости $\Delta\sigma_{xx}$ от магнитного поля B в резонансной области при энергиях кванта лазерного излучения $\hbar\omega$, мэВ: 1 — 7.91, 2 — 8.28, 3 — 8.66, 4 — 9.26.

В данной работе исследовалось изменение проводимости 2DEG в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в квантовом магнитном поле под действием дальнего ИК излучения. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый субмиллиметровый германиевый лазер, работающий в диапазоне длин волн от 100 до 300 мкм. Образцы, выполненные в геометрии Корбино, представляли собой одиночные гетеропереходы с концентрацией носителей $2.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 4.2 \text{ К}$. В данной геометрии холловское поле отсутствует и измеряемой величиной служит ток через структуру при постоянном напряжении. Величина тока пропорциональна диагональной компоненте тензора проводимости в магнитном поле σ_{xx} . В процессе измерения на контактах образца поддерживалось постоянное напряжение 0.1 В. Регистрировалось изменение тока через структуру под действием импульсов излучения длительностью 0.2 мкс и частотой повторения 2 Гц.

Результаты измерений представлены на рис. 1. Зависимость фототока $\Delta\sigma_{xx}$ от магнитного поля представляет собой серию пиков, коррелирующих с минимумами на зависимости $\sigma_{xx}(B)$. Величина сигнала при выключенном напряжении равна 0 при всех значениях магнитного поля, что свидетельствует об отсутствии фотоэдс, связанной с выпрямлением на контактах. Наличие заметного фототока в области магнитных полей, далеких от резонансной области, в которой циклотронная частота близка

к частоте зондирующего излучения, свидетельствует о наличии разогрева электронного газа. В этой области кривая $\Delta\sigma_{xx}(B)$ практически не зависит от частоты излучения. При этом фототок отражает зависимость температурной чувствительности диагональной проводимости от магнитного поля $\frac{\partial\sigma_{xx}}{\partial T}(B)$ [4]. В резонансной области зависимость сигнала от магнитного поля имеет более сложную структуру. Как видно из рис. 2, наряду с "разогревной" составляющей появляется составляющая, зависящая от магнитного поля и представляющая собой пик, сдвигающийся в сторону больших магнитных полей при увеличении частоты излучения. Спектральные зависимости фототока в резонансной и нерезонансной областях также носят различный характер. В области магнитных полей, где циклотронная частота попадает в диапазон перестройки лазера, спектр фототока представляет собой пик, положение которого линейно зависит от магнитного поля. В области, далекой от резонанса, спектр значительно уширен и практически не зависит от магнитного поля (рис. 3).

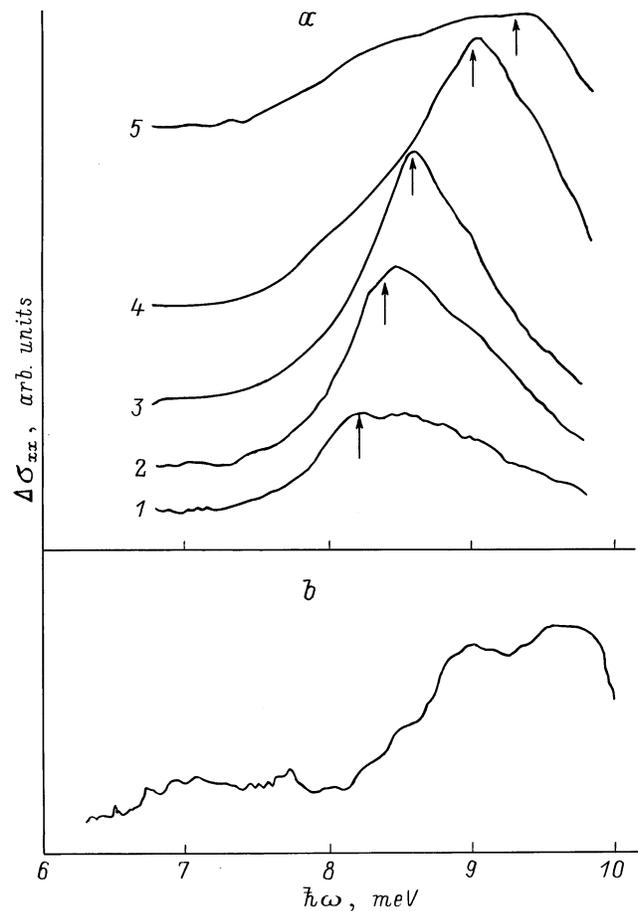


Рис. 3. Спектральные зависимости величины фотопроводимости $\Delta\sigma_{xx}$ в резонансной области (а) и в нерезонансной области (б). Значения магнитного поля B , Тл: 1 — 4.84, 2 — 5.02, 3 — 5.19, 4 — 5.36, 5 — 5.54; стрелками показаны расчетные значения циклотронной энергии, соответствующей эффективной массе $m^* = 0.068m_0$. На рис. б величина магнитного поля $B = 2.57 \text{ Тл}$.

При определенных значениях магнитного поля ток через образец в геометрии Корбино обращается в 0. Это происходит, когда уровень Ферми располагается в щели подвижности между уровнями Ландау, при этом вероятность низкоэнергетического рассеяния подавлена и $\sigma_{xx} = 0$. Появление ненулевой проводимости σ_{xx} и обусловленное этим протекание тока через структуру возможно только при частичном заполнении уровня Ландау, т.е. при наличии носителей, способных к низкоэнергетическому рассеянию. Поглощение излучения, как резонансное — непосредственный переход электронов между уровнями Ландау, так и нерезонансное — на различного рода неоднородностях образца, в приконтактных областях, вызывает изменение функции распределения электронов. В случае, когда уровень Ферми находится между уровнями Ландау, под действием излучения может происходить генерация носителей (электронов и "дырок" — пустых мест на почти заполненном уровне Ландау) на порог подвижности, и, как следствие, появляется конечная проводимость σ_{xx} , которая определяется как количеством носителей, способных к низкоэнергетическому рассеянию, так и эффективностью процессов обмена энергией между электронной системой и решеткой. Если время установления квазиравновесия в электронной системе значительно меньше характерного времени обмена энергией между электронной системой и решеткой, то воздействие излучения сводится к повышению электронной температуры на некоторую величину ΔT (понятие "температура" используется здесь не просто как мера средней кинетической энергии носителей, а как конкретный параметр в равновесной функции распределения) и связанной с этим термической генерацией носителей на порог подвижности. При этом в ситуации, когда уровень Ферми находится между уровнями Ландау, сигнал должен быть минимален, так как производная $\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial T}$ в этом случае обращается в 0. Из рис. 2 видно, что связанная с разогревом электронов, не зависящая от магнитного поля составляющая фотоответа имеет минимум в середине интервала магнитных полей, соответствующего $\sigma_{xx} = 0$. Однако, когда процессы обмена энергией между системой носителей и решеткой достаточно эффективны, возможно возникновение составляющей фототока, связанной с непосредственным участием фотовозбужденных носителей — электронов и дырок в процессах рассеяния. Фотоответ, возникающий согласно данному механизму, будет максимальным, когда уровень Ферми расположен между уровнями Ландау, так как при этом поглощение резонансных квантов света качественно изменяет картину заполнения уровней Ландау [12]. В нашем случае данная составляющая сравнима с "разогревной" (рис. 2). Спектральные зависимости сигнала в резонансной области представляют собой пик циклотронного резонанса в фотопроводимости, вызванной, по-видимому, вторым механизмом, связанным с рассеянием фотовозбужденных носителей. На это указывает тот факт, что максимальный сигнал соответствует магнитному полю, при котором уровень Ферми расположен между уровнями Ландау. Фотоответ в области магнитных полей, далеких от циклотронного резонанса, возможно, вызван разогревом

образца при поглощении излучения на неоднородностях структуры. Спектральная зависимость фотоэффекта в этом случае может отражать зависимость интенсивности излучения перестраиваемого циклотронного лазера от частоты генерации [13].

Работа выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур", грант № 97-1042.

Список литературы

- [1] C.F. Lavine, R.J. Wagner, D.C. Tsui. Surf. Sci., **113**, 112 (1982).
- [2] P. Stein, G. Ebert, K. von Klitzing, G. Weimann. Surf. Sci., **142**, 406 (1984).
- [3] J.C. Maan, Th. Englert, D.C. Tsui, A.C. Gossard. Appl. Phys. Lett., **40**, 609 (1982).
- [4] R.E. Horstman, E.G. v.d.Broek, J. Wolter, R.W. v.d.Heijden, G.L.J.A. Rikken, H. Sigg, P.M. Frijlink, J. Maluenda, J. Hallais. Sol. St. Commun., **50**, 753 (1984).
- [5] M.J. Chou, D.C. Tsui, A.Y. Cho. Proc. 18th Int. Conf. on Phys. of Semicond. (Stockholm, Sweden, 1986) p. 437.
- [6] E. Diezel, G. Muller, D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, H. Nickel, W. Schlapp, R. Losch. Appl. Phys. Lett., **58**, 2331 (1991).
- [7] S. Suchalkin, Yu.B. Vasilyev, Yu. Ivanov, S. Ivanov, P. Kop'ev, B. Meltser, T. Ohyama. Sol. St. Electron., **40**, 469 (1996).
- [8] M. Buttiker. Phys. Rev. B, **38**, 9375 (1988).
- [9] P.F. Fontein, P. Hendriks, F.A.P. Bloom, J.H. Walter, L.G. Giling, C.W.J. Beenaker. Surf. Sci., **263**, 91 (1992).
- [10] В.Т. Долгополов, Н.Б. Житенев, А.А. Шашкин. Письма ЖЭТФ, **52**, 826 (1990).
- [11] E. Yehel, A. Palevski, H. Shtrikmann. Proc. 23th Int. Conf. on Phys. of Semicond. (Berlin, 1996) v. 3, p. 2523.
- [12] Ю.Б. Васильев, С.Д. Сучалкин, Ю.Л. Иванов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, И.Г. Савельев. Письма ЖЭТФ, **56**, 377 (1992).
- [13] Ю.Л. Иванов, С.Д. Сучалкин, Ю.Б. Васильев. ФТП, **27**, 1995 (1993).

Редактор Т.А. Полянская

Submillimeter photoconductivity of two-dimensional electron structures in Corbino geometry

S.D. Suchalkin, Yu.B. Vasil'ev, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia