

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

*Ю.Б.Васильев, С.Д.Сукалькин, Ю.Л.Иванов, С.В.Иванов, П.С.Копьев,
И.Г.Савельев*

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 15 сентября 1992 г.

Проведены исследования субмиллиметровой фотопроводимости одиночной гетероструктуры в условиях целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). Получены спектры фотопроводимости 2D-электронного газа при различных значениях магнитного поля. В области токов $\sim 300 \text{ мА}$ обнаружено резкое увеличение сигнала, что связывается с фотоиндукцированным пробоем КЭХ.

Несмотря на довольно большое число работ, посвященных субмиллиметровой фотопроводимости 2D-электронного газа в сильном магнитном поле $1-6$, имеется мало экспериментальных данных по фотопроводимости в условиях целочисленного КЭХ. Нами впервые проведены исследования фотопроводимости 2D-электронного газа в режиме КЭХ при различных фиксированных значениях магнитного поля образца. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый циклотронный Ge-лазер, который впервые был применен для исследования 2D-структур в работе ⁷. Длительность лазерного импульса составляла $0,2 \text{ мкс}$, крутизна фронтов – не более 50 нс . Измерения проводились на структуре AlGaAs/GaAs, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с концентрацией носителей $n = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu = 82000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$. Параметры структуры подбирались таким образом, чтобы при магнитных полях, соответствующих минимуму в осцилляциях Шубникова–де Гааза (ОШГ) частоты циклотронного резонанса электронов в гетеропереходе находились в пределах диапазона перестройки частоты генерации лазера. Образцы представляли собой холловские мостики длиной $2,5 \text{ мм}$, шириной $0,3 \text{ мм}$ и расстоянием между потенциальными контактами $0,55 \text{ мм}$. Схема включения структуры показана на вставке рис.1. Регистрировалось падение напряжения между потенциальными контактами в режиме постоянного тока, возникающее под действием излучения, направленного по нормали к поверхности структуры. Все измерения проводились при $T = 4,2 \text{ К}$.

Зависимость фотоответа $\Delta\rho_{xx}$ от магнитного поля образца (рис.1) представляет собой пик циклотронного резонанса, соответствующий эффективной массе $m = 0,067m_0$. Полуширина пика $\sim 0,6 \text{ Тл}$, что приблизительно совпадает с результатами, полученными в ⁴, в то время как подвижность структур, используемых в ⁴ на порядок выше. Такое поведение циклотронного резонанса (ЦР) в фотопроводимости коренным образом отличается от ЦР в поглощении, полуширина которого для образцов с таким соотношением подвижностей различается в несколько раз.

На рис.2 представлены спектры фотопроводимости, измеренные для различных значений магнитного поля образца при токе через структуру $I = 2,0 \text{ мА}$. Форма спектральной линии сильно зависит от значения магнитного поля образца: в полях, соответствующих $\rho_{xx} = 0$ (середина холловской полки) спектр

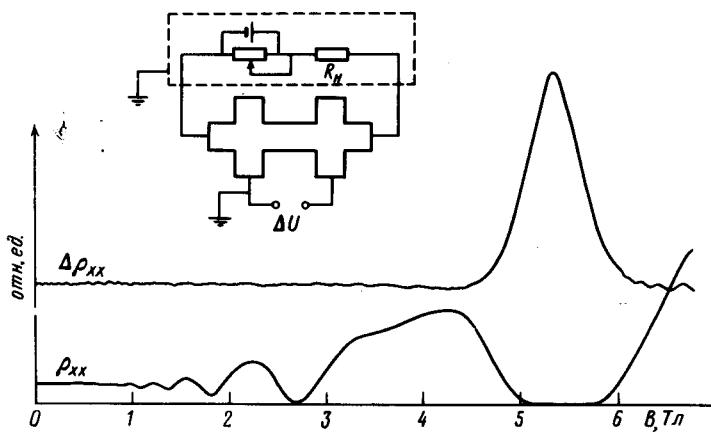


Рис.1. Зависимость сопротивления ρ_{xx} и фотоответа $\Delta\rho_{xx}$ от магнитного поля. Ток через структуру $I = 2\text{ мкА}$, частота лазера $\nu = 72,4\text{ см}^{-1}$. На вставке: схема включения структуры

фотоответа представляет собой пик с полушириной $\sim 1\text{ мэВ}$. По мере приближения к краю полки (при уменьшении магнитного поля образца) высота пика уменьшается, а полуширина растет. Кроме того, в спектре появляется дополнительная слаборазрешенная структура, происхождение которой пока не ясно.

На рис.3 показана зависимость величины сигнала от I в магнитном поле, соответствующем середине холловской полки. В области токов $I \sim 300\text{ мкА}$ сигнал сильно (\sim на 2 порядка) возрастает. Эта область предшествует току $I = 350\text{ мкА}$, при котором "схлопывается" холловская полка, то есть наступает пробой КЭХ (рис.3, вставка). При приближении I к значению 350 мкА сигнал становится неустойчивым и исчезает.

В работе ¹ обсуждаются два механизма, дающие вклад в фотопроводимость: разогрев образца и перераспределение электронов между уровнями Ландау, ведущее к изменению ρ_{xx} . Действительно, измерения кинетики фотоответа ² показывают наличие двух характерных времен: быстрого $\tau \leq 0,1\text{ мкс}$, соответствующего релаксации фотовозбужденных электронов и медленного $\tau \geq 1\text{ мс}$, соответствующего установлению температуры решетки. Зависимость $\Delta\rho_{xx}(I)$ была измерена в работах ¹ и ⁴: в ¹ было обнаружено монотонное возрастание сигнала при изменении I от 0 до 40 мкА , в то время как аналогичная зависимость в ⁴ имеет максимум в районе 20 мкА . Однако в этих работах не анализировалось поведение зависимости $\rho_{xx}(B)$ при изменении токов в этом диапазоне.

Результаты, полученные в настоящей работе позволяют сделать вывод о том, что в наших экспериментах фотопроводимость вызвана быстрыми процессами перераспределения электронов между уровнями Ландау под действием резонансного излучения. Проведенные экспериментальные оценки времени фотоответа дают $\tau \leq 0,2\text{ мкс}$. Использование импульсного лазера с длительностью импульса значительно меньшей, чем в предшествующих работах позволило избежать составляющей фотоответа, связанной с разогревом образца. Наиболее

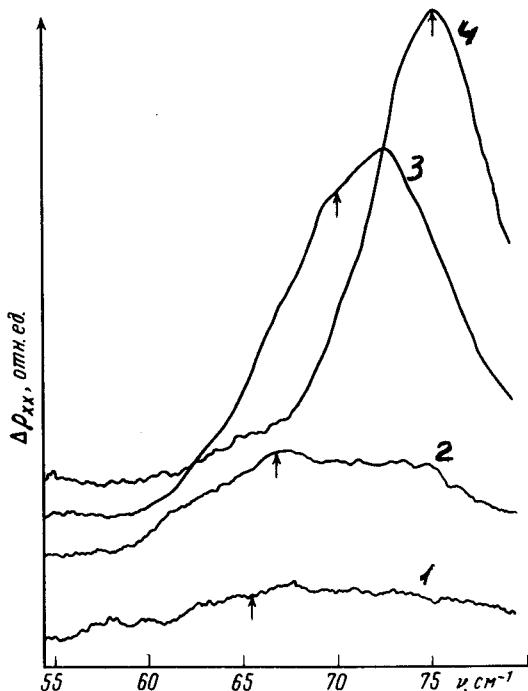


Рис.1

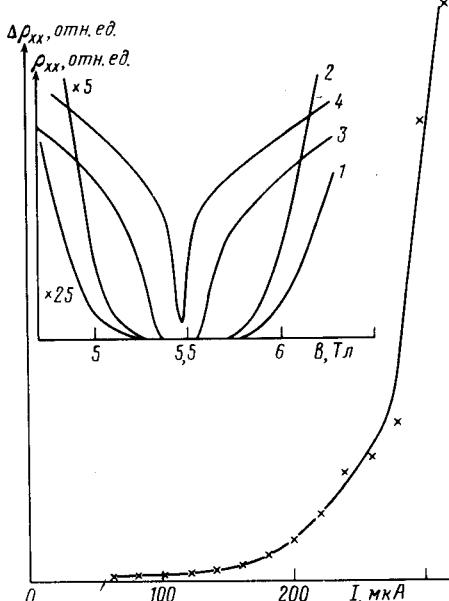


Рис.2

Рис.2. Спектры фотоответа ($I = 2 \text{ мкА}$): 1 – магнитное поле $B = 4,7 \text{ Тл}$, 2 – $B = 4,8 \text{ Тл}$, 3 – $B = 5,1 \text{ Тл}$, 4 – $B = 5,45 \text{ Тл}$. Стрелками указаны положения циклотронных частот ($m = 0,067m_0$), соответствующих данным магнитным полям

Рис.3. Зависимость величины фотоответа $\Delta\rho_{xx}$ от тока через структуру $I(B = 5,45 \text{ Тл}, \nu = 75,4 \text{ см}^{-1})$. На вставке: "бездиссипативный" участок ОШГ при различных значениях I . 1 – $I = 5 \text{ мкА}$, 2 – $I = 90 \text{ мкА}$, 3 – $I = 280 \text{ мкА}$, 4 – $I = 350 \text{ мкА}$

сильно процессы энергетического перераспределения электронов проявляются в магнитных полях, соответствующих холловской полке, когда уровень Ферми находится между уровнями Ландау. В этом случае воздействие резонансного излучения качественно меняет картину заселенности последних, создавая пустые места на верхнем заполненном уровне и электроны на пустом уровне Ландау. Это, в свою очередь, приводит к появлению диссипации и конечной величины ρ_{xx} . Резкое возрастание сигнала вблизи $I = 300 \text{ мкА}$, по-видимому, связано с тем, что в этом случае излучение стимулирует пробой КЭХ и, следовательно, катастрофическое возрастание ρ_{xx} . При дальнейшем увеличении тока пробой развивается самостоятельно и излучение не вносит существенных изменений в ρ_{xx} , чем и объясняется исчезновение сигнала при $I \sim 350 \text{ мкА}$. Как видно из рис.3 (вставка) при этом значении тока исчезает бездиссипативный участок ОШГ ($\rho_{xx} = 0$).

В заключение следует отметить, что за рамками статьи остались вопросы, касающиеся величины и поведения полуширины ЦР в фотопроводимости в зависимости от подвижности и магнитного поля, а также природы нерезонансной структуры, появляющейся в спектрах при некоторых значениях магнитного по-

ля. Выяснение этих вопросов требует дополнительных экспериментов, которые будут проведены в ближайшее время.

1. J.C.Maan, Th.Englert, D.C.Tsui, and A.C.Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 609 (1982).
2. D.Stein, G.Ebert, K.von Klitzing, and G.Weimann, *Surf. Sci.* **142**, 146 (1984).
3. R.E.Horstman, E.J.v.d.Broek, J.Volter et al., *Sol. St. Comm.* **50**, 753 (1984).
4. M.J.Chou, D.C.Tsui, and A.Y.Cho, *Proc. of 18-th Int. Conf. on the Phys. of Semicond.* Ed. O.Engstrom. Singapore: World Scientific, 1986, p.437.
5. E.Dießel, G.Müller, D.Weiss et al., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2231 (1991).
6. E.Dießel, G.Müller, D.Weiss et al., *Surf. Sci.* **263**, 280 (1992).
7. K.Unterrainer, C.Kremser, E.Gornik, and Yu.L.Ivanov, *Sol. St. Electr.* **32**, 1527 (1989).