

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ СЛОЕ В РЕЖИМЕ КВАНТОВАНИЯ ХОЛЛОВСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

В.М.Пудалов, С.Г.Семеновичский

Рассчитано полуэмпирически распределение тока по образцу в режиме квантового эффекта Холла, объясняющее результаты эксперимента. Вблизи середины плато ток сосредотачивается в узкой области, перемещающейся от одного берега образца к другому при изменении концентрации.

Распределение плотности тока  $j_x$  по поперечному сечению образца (в направлении  $y$ ) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) оставалось неизвестным до недавнего времени<sup>1</sup>. Проведенный недавно Эбертом, фон Клитцингом и Вейманом эксперимент<sup>2</sup> продемонстрировал неожиданную, на первый взгляд, картину распределения тока: когда коэффициент заполнения уровней Ландау  $\nu$  далек от целочисленного значения, ток течет равномерно по сечению образца. При приближении  $\nu$  к целочисленному значению, т. е. к середине плато, токопроводящая область образца сжимается в шнур (шириной  $\sim 0,6$  мм при ширине образца 5 мм; ), который перемещается от одного берега образца к другому в интервале  $\Delta\nu \lesssim 0,2$  (здесь  $\nu = n_s/n_H$ ,  $n_s$  — поверхностная плотность электронов,  $n_H$  — плотность мест на уровне Ландау). Распределение тока в образце в этих экспериментах сильно зависело от градиента концентрации в направлении  $y$  (т. е. поперек тока).

В данной работе показано, что затравочное однородное распределение тока в режиме КЭХ неустойчиво. В следующем приближении из него же вытекает "сжатие" тока в шнур, перемещающийся по координате  $y$ . Характерная ширина шнура определяется расстоянием  $(d\sigma_{xx}/dy)^{-1}\sigma_{xx}$ , на котором заметно изменяется компонента  $\sigma_{xx}$  тензора проводимости вследствие градиента концентрации.

**Система уравнений.** Запишем соотношение, справедливое в области плато  $\rho_{xy}$

$$j_x(y) = [\sigma_{xy}^2 / \sigma_{xy}(y)] E_x. \quad (1)$$

Нас будет интересовать изменение  $j_x(y)$  только на больших расстояниях  $dy \gg L$ , где  $L \sim 10^{-5}$  см — характерная протяженность флуктуаций потенциала. Будем считать распределение концентрации носителей установленным, из чего следует  $j_y = 0$ . Учитывая условие  $\text{rot}E = 0$  получаем  $E_x(y) = \text{const}$ . Поскольку в области плато  $\sigma_{xy} = \text{const} = (25812/\nu)^{-1} \text{Ом}^{-1}$ , то из (1) видно, что ток будет протекать преимущественно в тех местах образца, где  $\sigma_{xx}$  мало. Отметим, что подобный результат из качественных соображений предсказывался ранее в<sup>3</sup>. Напряженность поля  $E_x$  выразим через полный ток  $J_x$ , протекающий через образец:

$$E_x = J_x \sigma_{xy}^{-2} \left[ \int_0^W \sigma_{xx}^{-1} dy \right]^{-1}. \quad (2)$$

Для нахождения  $\sigma_{xx}(y)$  воспользуемся, во-первых, эмпирической линейной связью<sup>4</sup> между  $\sigma_{xx}$  и малым отклонением  $\delta\sigma_{xy}$ :  $\sigma_{xx} \approx \delta\sigma_{xy}/0,2$ . Во-вторых, воспользуемся феноменологической теорией<sup>4</sup>, по которой  $\delta\sigma_{xy}/\sigma_{xy}$  равно относительному изменению концентрации делокализованных электронов. Так как делокализованные состояния сосредоточены по энергии  $\epsilon$  вблизи середины уровней Ландау  $\epsilon_{i0}$ , то

$$\sigma_{xx}(y) = \left( \frac{e^2}{h} \right) \frac{1}{0,2} \{ 1 - f_F(\epsilon_{i0}, \epsilon(y)) + f_F(\epsilon_{i0} + \Delta\epsilon, \epsilon_F(y)) \}. \quad (3)$$

Здесь учтен вклад только от двух ближайших уровней Ландау (разделенных энергетической щелью  $\Delta\epsilon$ ), между которыми расположен уровень Ферми (рис. 1);  $f_F(\epsilon, \epsilon_F)$  — фермиевская функция распределения.

Значение  $\epsilon_F(0)$  определяется из интегрального уравнения

$$\nu = \sum_l \int_0^{\infty} D_l(\epsilon) f_F(\epsilon, \epsilon_F(0)) d\epsilon. \quad (4)$$

Для простоты расчетов в качестве  $D(\epsilon)$  выберем гауссову функцию  $D(\epsilon) = (\sqrt{\pi}\Gamma)^{-1} \times \exp\{-((\epsilon - \epsilon_{i,0})/\Gamma)^2\}$ . Энергия Ферми в зависимости от координаты  $y$

$$\epsilon_F(y) = \epsilon(y=0) + \int_0^y (d\epsilon_F/dy) dy. \quad (5)$$

В этой формуле мы, для определенности, считали, что концентрация, энергия Ферми или напряжение на затворе заданы относительно одного из контактов (сток или исток); потенциал, равный потенциалу этого контакта, имеет один из берегов образца <sup>1</sup> (например, левый), куда мы поместили начало координат ( $y = 0$ ).

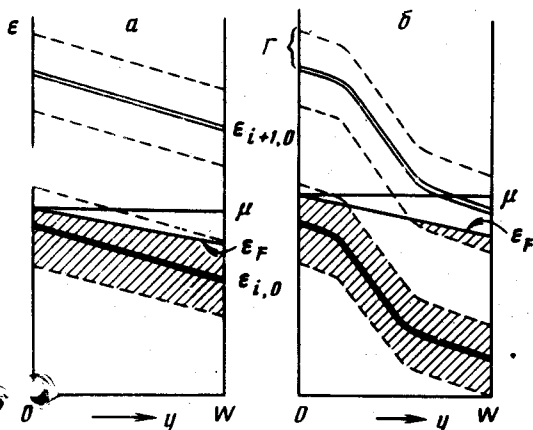


Рис. 1

Рис. 1. Схематическое изображение изменения энергии уровней Ландау и энергии Ферми по сечению МДП-структуры при наличии тока:  $a$  – далеко от середины плато  $\rho_{xy}$ ;  $b$  – в середине плато  $\rho_{xy}$

Рис. 2. Профиль распределения тока по сечению образца при различных значениях концентрации вблизи  $\nu = 4$ . Справа изображена система координат и масштаб по вертикальной оси. Слева – доля тока, протекающего в сечении  $a - b$ , в зависимости от  $\nu$ : сплошная линия – для МДП-структуры при  $J_x = 10$  мкА; штриховая линия – при жестко заданном градиенте концентрации  $2\%/W$ . Значения параметров:  $n_H = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  ( $H = 80$  кЭ),  $T = 1$  К,  $\Delta\epsilon = 30$  К,  $\Gamma = 7$  К (см. <sup>5</sup>)

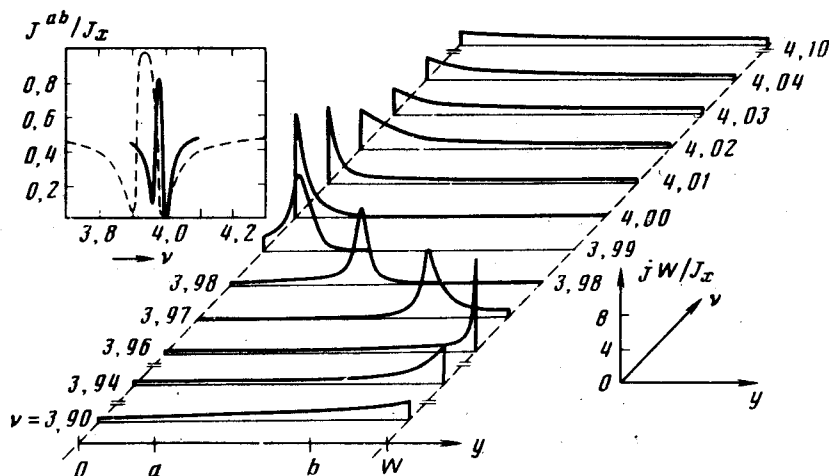


Рис. 2

В эксперименте <sup>2</sup> градиент концентрации ( $\Delta n_s/n_s \sim 2\%$  на ширине образца) был жестко задан; в МДП-структуре градиент возникает автоматически <sup>4</sup> при протекании тока

$$d\epsilon_F/dy = j_x(y) / [KD(\epsilon)\sigma_{xy}]. \quad (6)$$

Здесь коэффициент  $K$  ( $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$ ) характеризует емкость МДП-структуры.

Формулы (1) – (6) позволяют найти искомое решение  $j_x(y)$ . Выясним вначале качественно его характер. На рис. 1 схематически изображено изменение энергии уровней и  $\epsilon_F$  по координате  $y$ <sup>1)</sup> в предположении однородного затравочного распределения тока. Вдали от середины плато, когда  $\epsilon_F(y)$  целиком помещается в пределах одного крыла  $D_i(\epsilon)$  (рис. 1, а),  $\sigma_{xx}$  слабо зависит от  $y$  и распределение тока не должно существенно отличаться от однородного. Однако, вблизи середины плато, или при больших градиентах концентрации однородное распределение не является более решением задачи. Когда линия  $\epsilon_F(y)$  пересекает область энергетической щели (рис. 1, б)  $\sigma_{xx}(y)$  изменяется сильно. В тех местах образца, где  $\epsilon_F(y)$  находится в области щели, т. е. максимально далеко от делокализованных состояний,  $\sigma_{xx}$  минимально. Следовательно, можно ожидать, что большая часть тока будет протекать именно в этих местах. По мере изменения концентрации эта область перемещается от одного берега образца к другому, пока линия  $\epsilon_F(y)$  снова не попадет целиком в пределы крыла  $D_{i+1}(\epsilon)$ .

На рис. 2 изображено семейство профилей распределения тока по оси  $y$  при различных  $\nu$  вблизи  $\nu = 4$ , рассчитанное по формулам (1) – (6) методом последовательных приближений для  $J_x = 10$  мкА (изменение концентрации = 0,6 % на ширине образца). В качестве нулевого приближения задавалось однородное распределение тока  $j_x = J_x / W$  и, соответственно, постоянный градиент концентрации. Слева на рис. 2 сплошной линией изображена доля тока, протекающего через сечение  $a - b$  шириной  $1/2 W$ . Штриховой линией изображен результат, получаемый в расчете в нулевом приближении и соответствующий жестко заданному постоянному градиенту концентрации величиной  $2\%/W$ . Смещение пиков влево от  $\nu = 4$  объясняется выбором начала отсчета концентрации в точке  $y = 0$ . С увеличением градиента концентрации (или тока  $J_x$ ) токовый шнур сужается и медленнее перемещается по ширине образца. Форма пика  $J^{ab}(\nu)$  сильно зависит от плотности состояний в области энергетической щели и может быть использована для нахождения  $D(\epsilon)$ .

Итак, полученные результаты качественно объясняют данные эксперимента<sup>2</sup> и предсказывают аналогичную картину распределения тока в МДП-структуре даже без задаваемого извне градиента концентрации.

Авторы благодарны академику А.С.Боровику-Романову за интерес к работе, М.С.Хайкину и В.С.Эдельману – за обсуждения, К. фон Клитцингу – за препринт работы, любезно присланный до ее публикации.

#### Литература

1. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. Поверхность. Физика, химия, механика, 1984, 4, 5.
2. Ebert G., von Klitzing K., Weimann G. J. Phys. C. Solid State Phys., 1985, 18, L257.
3. Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. Природа, 1982, №9, 38.
4. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. ЖЭТФ, 1984, 86, 1431.
5. Семенчинский С.Г. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 497.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР  
ВНИИ метрологической службы

Поступила в редакцию  
3 июля 1985 г.

<sup>1)</sup> Примечание: В отличие от <sup>4</sup> на этом рисунке считается неизменным по  $y$  не дно электрической подзоны, а электрохимический потенциал  $\mu = \epsilon_F + eV_y = \epsilon_F + e\rho_{xy}J_x$ .