Письма в ЖЭТФ, том 71, вып.10, стр.612 - 617

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПИННИНГ "ПОЛОСАТОЙ" ФАЗЫ В КВАНТОВОЙ ХОЛЛОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Э.Е.Тахтамиров, В.А.Волков

Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 апреля 2000 г.

После переработки 10 апреля 2000 г.

Недавно в 2D электронной системе на основе (001) GaAs/AlGaAs при заполнении высоких уровней Ландау был обнаружен новый тип коллективных состояний, который, как предполагается, связан со спонтанным формированием волны зарядовой плотности ("полосатая" фаза). В работе рассмотрена нерешенная проблема: какова причина пиннинга полос вдоль кристаллографического направления [110]? Показано, что для одиночного гетероперехода (001) A_3B_5 эффективная масса 2D электронов анизотропна. Эта естественная анизотропия связана с C_{2v}-симметрией гетероинтерфейса и, несмотря на свою малость (0.1%), может определять направление полос. Магнитное поле, параллельное границе, приводит к "магнитной" анизотропии эффективной массы. Конкуренция этих двух типов анизотропии (естественной и магнитной) количественно описывает эксперимент.

PACS: 73.20.Dx, 73.40.Hm, 71.45.Lr

1. Введение. Еще до наступления эпохи квантового эффекта Холла было предположено [1], что однородная 2D электронная система в сильных магнитных полях, отвечающих заполнению основного уровня Ландау $N = 0$ (фактор заполнения $\nu < 1$), может стать неустойчивой относительно образования 1D волны зарядовой плотности с периодом порядка магнитной длины. Причина неустойчивости связана с обменным взаимодействием, приводящим к эффективному притяжению между электронами. Рассмотрение велось в рамках приближения Хартри-Фока, которое переоценивает величину обмена и пренебрегает межэлектронными корреляциями. После открытия дробного квантового эффекта Холла стало ясно, что для $\nu < 1$ именно корреляционное взаимодействие приводит к образованию однородного состояния типа жидкости Лафлина. Тем не менее, при заполнении достаточно большого количества уровней Ландау роль корреляций уменьшается и можно, в принципе, ожидать появления указанной неустойчивости. В 1996 г. было предсказано [2] появление 1D волны зарядовой плотности вблизи половинного заполнения, начиная с $N = 2$ [3] уровней Ландау. С энергетической точки зрения такая "полосатая" фаза с периодом порядка ларморовского диаметра должна быть выгоднее жидкости Лафлина и кристалла Вигнера [2, 4].

Как же должна проявляться эта фаза в транспортных измерениях, если она все-таки образуется и по какой-то причине запиннингована? Видимо, впервые подобная задача была рассмотрена в серии старых работ [5 – 7], в которых была вычислена анизотропная проводимость [5], исследованы высокочастотные [6] и разогревные эффекты [7]. При наличии периодического 1D потенциала $U(x)$, создаваемого волной зарядовой плотности, каждый уровень Ландау превращается в узкую 1D зону. На краях этой зоны плотность состояний имеет степенную расходимость, которая обрезается при учете слабого рассеяния. В результате плотность состояний на уровне Ферми $S(E_f)$ имеет форму двузубой вилки: минимум в центре зоны и два пика по краям зоны, тем более высоких, чем меньше плотность рассеивателей n_{im}. Неполное заполнение этой зоны приводит к образованию полос, отличающихся значением ν (типа $\nu/(\nu-1)/\nu/...$) и вытянутых вдоль оси y. Проводимости поперек (σ_{xx}) и вдоль (σ_{yy}) полос определяются разными механизмами и обладают качественно различной зависимостью от ν: σ_{yy} велика, имеет зонный характер и обратно пропорциональна n_{im} и $S^2(E_f)$, а σ_{xx} мала, имеет прыжковый характер и прямо пропорциональна n_{im} и $S^2(E_f)$, причем произведение $\sigma_{xx}\sigma_{yy}$ не зависит от рассеяния. Эти результаты были фактически подтверждены и обобщены в [8, 9]. Что же показал эксперимент?

В 1999 г. при изучении проводимости электронной системы со сверхвысокой подвижностью в структурах на основе (001) GaAs/AlGaAs при очень низких температурах вблизи полуцелых $\nu \geq 9/2$ было обнаружено [10–13] новое состояние, которое, как предполагается, как раз и связано с предсказанным в [2] формированием полосатой фазы. Это предположение прежде всего основывается на наблюдении в такой системе гигантской анизотропии сопротивления. Отношение значений сопротивления вдоль кристаллографических направлений $[1\bar{1}0]$ и $[110]$ достигает величины $R_{xx}/R_{yy} \sim$ 5-3500 в зависимости от геометрии образца, причем $[110]$ является направлением "легкой" проводимости. Кроме того, поведение всех компонент тензора проводимости качественно согласуется с теорией [5, 8, 9]. Предсказанное поведение величины $\sigma_{xx}\sigma_{yy}$ вблизи половинного заполнения верхнего уровня Ландау количественно согласуется с экспериментом [14]. Было также показано [12, 13], что магнитное поле $B_{\|} \sim 1$ Тл, параллельное плоскости гетероинтерфейса, может изменить направление легкой проводимости. В работе [12] был сделан вывод, что при достаточно больших $B_{\|}$ направление легкой проводимости перпендикулярно направлению $B_{\|}$. Аналогичный результат был получен в работе [13] для $\mathbf{B}_{\|}\|[110]$ вблизи всех полуцелых $\nu \geq 9/2$, а также для $\mathbf{B}_{\|}\|[1\bar{1}0]$ вблизи $\nu = 11/2$ и $\nu = 15/2$. Теоретическое рассмотрение влияния $\mathbf{B}_{\|}$, проведенное [15, 16] в приближении Хартри-Фока в модели параболической квантовой ямы, позволило объяснить часть результатов. Все это является сильным аргументом в пользу формирования полосатой фазы. Однако происхождение механизма, вынуждающего полосы плотности заряда ориентироваться в макроскопическом образце строго вдоль определенного направления (ориентационный пиннинг), при $B_{\|} = 0$ до сих пор было неясным. Это одна из основных нерешенных проблем.

В данной работе обосновывается предположение Крамера [17] о том, что пониженная симметрия (C_{2v}) потенциала гетероструктуры на основе полупроводников без центра инверсии может приводить к появлению выделенного направления для проводимости. Понижение симметрии означает, что кубическая ось, нормальная к интерфейсу, превращается из зеркально-поворотной оси четвертого порядка (S_4) в ось второго порядка (C_2). Ниже мы покажем, что из-за асимметрии потенциала атомарно резкого гетероперехода эффективная масса (ЭМ) 2D электронов является анизотропной (естественная анизотропия). В то же время, наличие $\mathbf{B}_{\|}$, как известно [18], тоже приводит к анизотропии ЭМ (магнитная анизотропия). Поэтому результаты многочастичных численных расчетов влияния $\mathbf{B}_{\|}$ на ориентацию полосатой фазы [15, 16] естественно трактовать (в нижнем порядке по $B_{\|}^2$) как проявление магнитной анизотропии ЭМ. Таким образом, многочастичная задача об ориентационном пиннинге полосатой фазы сводится к одночастичной задаче определения анизотропии ЭМ. Ниже будут выведены аналитические выражения для обоих типов анизотропии

ЭМ (естественной и магнитной) и показано, что они могут конкурировать друг с другом. При определенных величине и направлении $\mathbf{B}_{\parallel}$ эти два типа анизотропии в точности компенсируют друг друга, приводя в согласии с экспериментом к исчезновению анизотропии сопротивления.

2. Естественная анизотропия. Перед рассмотрением многочастичной задачи необходимо сначала построить одночастичный гамильтониан для зоны проводимости в (001) III-V гетероструктуре. В [19] было показано, что корректно построенная многозонная система уравнений для огибающих функций сохраняет информацию о симметрии гетероструктуры (C_{2v}), которая ниже, чем симметрия составляющих структуру материалов (T_d). Это понижение симметрии описывается, в частности, определенного вида короткодействующими потенциалами, локализованными на гетероинтерфейсе. Существование смешивания тяжелых и легких дырок в центре 2D зоны Бриллюэна является одним из следствий понижения симметрии [19, 20]. Это смешивание объясняет обнаруженную в [21] гигантскую оптическую анизотропию (с теми же главными осями [110] и [$1\bar{1}0$]) в квантовых ямах на основе полупроводников с различными катионами и анионами. Очевидно, что низкая симметрия должна проявиться также и в уравнении для огибающих функций в зоне проводимости. Тем не менее, полученное в работе [19] однозонное уравнение не содержит информации о C_{2v}-симметрии из-за того, что соответствующими малыми вкладами пренебрегалось. Теперь мы должны их рассмотреть. Поскольку нас здесь не будут интересовать члены с симметрией, более высокой, чем C_{2v}, эффективный гамильтониан может содержать лишь операторы кинетической и потенциальной энергии, используемые в стандартном приближении ЭМ, а также анизотропный вклад, имеющий C_{2v}-симметрию, который и будет найден ниже.

Получить вид однозонного гамильтониана, имеющего C_{2v}-симметрию, можно методом инвариантов. Оставляя в стороне спин-орбитальное взаимодействие, можно сделать вывод, что симметрия C_{2v} должна проявиться в операторе кинетической энергии. Направим компоненты 2D квазиимпульса вдоль кубических осей: $p_x \| [100]$ и $p_y \| [010]$. Тогда часть оператора кинетической энергии, квадратичная по обобщенному 2D импульсу (P_x, P_y), должна иметь вид

$$T = \frac{P_x^2 + P_y^2}{2m^*} + \frac{1}{2}\mathcal{A}\left(P_x P_y + P_y P_x\right). \tag{1}$$

Здесь m^* – ЭМ зоны проводимости, а величина $\mathcal{A}$ (которая может зависеть от z) определяет естественную анизотропию ЭМ в плоскости 2D электронного газа. Получим явное выражение для $\mathcal{A}$, используя выведенный в [19] многозонный матричный гамильтониан, действующий на столбец огибающих функций. В $\mathbf{k}$-представлении он имеет вид

$$H_{nn'}^{(eff)} = H_{nn'}^{(kp)} + \frac{1}{2\pi} D_{0nn'}, \tag{2}$$

где n и n' – индексы зон. Первое слагаемое в (2) содержит вклады от плавных потенциалов и $\mathbf{kp}$-взаимодействия; оно имеет стандартный вид. Второе слагаемое в (2) описывает вклад атомарно резкого гетероинтерфейсного потенциала в первом порядке по малому параметру $\bar{k}a$, где $1/\bar{k}$ – типичная длина изменения огибающих функций, a – постоянная решетки. Перейти к однозонному варианту метода огибающих функций можно, используя теорию возмущений по операторам $\mathbf{kp}$ и $\mathbf{D}_0$. Во втором порядке по **kp**-взаимодействию получим первое (стандартное) слагаемое в (1). В третьем порядке (второй порядок по **kp** и первый по $\mathbf{D}_0$) получим второе слагаемое в (1), причем $\mathcal{A}(z) = \alpha\delta(z)$ и

$$\alpha = \sum_{n,n'}{}' \frac{2\langle c \mid p_x \mid n\rangle D_{0nn'} \langle n' \mid p_y \mid c\rangle + 4D_{0cn}\langle n \mid p_x \mid n'\rangle \langle n' \mid p_y \mid c\rangle}{m_0^2 (\epsilon_c - \epsilon_n)(\epsilon_c - \epsilon_{n'})}. \tag{3}$$

Здесь $\delta(z)$ есть δ-функция Дирака, $z = 0$ определяет положение гетероинтерфейса, $\langle n \mid p_i \mid n'\rangle$ есть i-компонента межзонного матричного элемента импульса, c – индекс зоны проводимости, m_0 – масса свободного электрона, и ϵ_n – энергия края зоны n в одном из материалов структуры. Выражение для ключевых параметров теории $D_{0nn'}$ в простейшей модели имеет вид

$$D_{0nn'} = \sum_{j=\pm1,\pm2,\ldots} \frac{\langle n \mid \delta U \sin(4\pi jz/a) \mid n'\rangle}{4\pi j/a} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dG(z)}{dz} \cos\left(\frac{4\pi}{a} jz\right) dz. \tag{4}$$

Функции $G(z)$ и $\delta U(\mathbf{r})$ определены так, что кристаллический потенциал гетероструктуры имеет вид $U(\mathbf{r}) = U_1(\mathbf{r}) + G(z)\delta U(\mathbf{r})$, где U_1 и $U_2 = U_1 + \delta U$ являются кристаллическими потенциалами двух материалов структуры. Заметим, что параметр D_{0XY} определяет смешивание тяжелых и легких дырок в центре 2D зоны Бриллюэна, причем X и Y – индексы блоховских функций края валентной зоны Γ_{15}, преобразующихся как x и y при операциях симметрии группы T_d [19, 20].

3. Учет "магнитной" анизотропии. Если привести тензор обратной эффективной массы к главным осям, так что в новых координатах $x\|[1\bar{1}0]$ и $y\|[110]$, и наложить магнитное поле **B** в калибровке вектор-потенциала $\mathbf{A} = (B_y z, -B_x z + B_z x, 0)$, то орбитальная часть 3D гамильтониана для зоны проводимости примет вид

$$\begin{aligned} H_{3D} &= \frac{p_z^2}{2m^*} + V(z) + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{m^*} - \alpha\delta(z)\right)\left(p_x + \frac{e}{c}B_y z\right)^2 \\ &+ \frac{1}{2}\left(\frac{1}{m^*} + \alpha\delta(z)\right)\left(p_y - \frac{e}{c}B_x z + \frac{e}{c}B_z x\right)^2. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $V(z)$ задает эффективный потенциал края зоны проводимости, e – элементарный заряд, c – скорость света. При учете конечной толщины 2D слоя компоненту магнитного поля, параллельную гетероинтерфейсу, можно рассматривать по теории возмущений [18]. Во втором порядке по $B_\|$ эта процедура приводит к появлению диамагнитного сдвига подзон размерного квантования и к увеличению (для нижней подзоны) ЭМ в направлении, перпендикулярном $\mathbf{B}_\|$. Естественную анизотропию ЭМ также можно рассмотреть по теории возмущений. Для простоты мы положим, что $\mathbf{B}_\|$ параллельно либо $[1\bar{1}0]$, либо $[110]$, так что $B_x B_y = 0$. Включая все члены второго порядка малости по $B_\|$ и первого по α, для нижней подзоны получим 2D гамильтониан

$$\begin{aligned} H_{2D}^1 &= E_1 + \frac{e^2}{2m^*c^2}\left(B_x^2 + B_y^2\right)\left(\langle z^2\rangle_{11} - \langle z\rangle_{11}^2\right) + \\ &+ \frac{1}{2m^*}\left(1 - \frac{\Delta_{nat}}{2} - \frac{B_y^2}{B_\|^2}\Delta_B\right)\left(p_x + \frac{e}{c}B_y\langle z\rangle_{11}\right)^2 + \\ &+ \frac{1}{2m^*}\left(1 + \frac{\Delta_{nat}}{2} - \frac{B_x^2}{B_\|^2}\Delta_B\right)\left(p_y + \frac{e}{c}B_z x - \frac{e}{c}B_x\langle z\rangle_{11}\right)^2. \end{aligned} \tag{6}$$

Параметры естественной анизотропии ЭМ и анизотропии ЭМ, индуцированной магнитным полем, имеют вид

$$\Delta_{nat} = 2m^*\alpha\,\langle\delta(z)\rangle_{11}\,, \qquad \Delta_B = \frac{2e^2B_\parallel^2}{m^*c^2}{\sum_m}' \frac{|\,\langle z\rangle_{1m}\,|^2}{E_m - E_1}. \tag{7}$$

Здесь E_m – энергия дна m-той подзоны при $B = 0$. Выражение для Δ_B в (7) справедливо с точностью до членов второго порядка по параметру $\hbar\omega_c/(E_2 - E_1)$, где $\omega_c = eB_z/m^*c$. В поле $B_z = 2.5$ Тл (в эксперименте [13] этому полю соответствует фактор заполнения $\nu = 9/2$) для оценки Δ_B мы можем пренебречь такой поправкой: $\hbar\omega_c \approx 4$ мэВ, а щель $E_2 - E_1$ должна быть больше энергии Ферми E_f, отсчитанной от нижней подзоны; при концентрации 2D электронов $N_s = 2.7\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ мы имеем $E_f \approx 10$ мэВ.

4. Оценки. Основываясь на данных эксперимента [13], проведем оценку Δ_{nat} и Δ_B при $B_\parallel = 0.5$ Тл (такое магнитное поле при $\mathbf{B}_\parallel\|[110]$ превращает сопротивление из анизотропного в изотропное; при бóльших значениях $B_\parallel$ направление "легкой" проводимости поворачивается на 90°). Из-за отсутствия полной информации об образцах мы провели серию самосогласованных расчетов, варьируя концентрацию остаточных акцепторов N_a в GaAs. Результаты при $N_a = 10^{14}$ см$^{-3}$ при значении N_s, взятом из [13], таковы:

$${\sum_m}' \frac{|\,\langle z\rangle_{1m}\,|^2}{E_m - E_1} \approx 1\cdot 10^{-11}\,\text{см}^2/\text{эВ}, \qquad \langle\delta(z)\rangle_{11} \approx 1\cdot 10^{5}\,\text{см}^{-1}. \tag{8}$$

Для других значений N_a (от 10^{13} см$^{-3}$ до 10^{15} см$^{-3}$) результаты расчетов отличаются от (8) не более чем в 2 раза. Из (7) и (8) следует значение анизотропии ЭМ, вызванной магнитным полем $B_\parallel = 0.5$ Тл:

$$\Delta_B = 1.3\cdot 10^{-3} = 0.13\%. \tag{9}$$

Из равенства $\Delta_{nat} = \Delta_B$ можно теперь извлечь значение параметра α:

$$\alpha = \frac{0.65\cdot 10^{-8}\,\text{см}}{m^*} = 1.1\cdot 10^{20}\,\text{см/г}. \tag{10}$$

Оценим выражение (3) в двузонном приближении с энергетической щелью E_g:

$$\alpha \sim \frac{2\,\langle c\,|\,p_x\,|\,X\rangle\, D_{0XY}\,\langle Y\,|\,p_y\,|\,c\rangle}{m_0^2E_g^2} = \frac{D_{0XY}}{m^*E_g}. \tag{11}$$

Таким образом, из экспериментальных данных [13] с учетом (10) и (11) следует, что $D_{0XY} \sim 0.4\cdot 10^{-8}$ эВ$\cdot$см. Сравним это значение с тем, что известно из литературы.

В работе [20] было найдено, что для гетероструктур GaAs/AlAs различные оценки, основанные как на расчетах методами псевдопотенциала и сильной связи, так и на сравнении с экспериментом по анизотропному обменному расщеплению экситонных уровней в сверхрешетках II-го типа GaAs/AlAs, дают заметный разброс в значении параметра D_{0XY}. Полученное в [20] значение находится в пределах $[0.35,\ 0.99]\cdot 10^{-8}$ эВсм. Если использовать линейную интерполяцию, то в гетероструктуре GaAs/$Al_{0.3}Ga_{0.7}$As мы имеем оценку сверху: $D_{0XY} = 0.3\cdot 10^{-8}$ эВсм. Это значение неплохо согласуется с полученным нами выше.

5. Обсуждение. Теперь можно сделать вывод о том, что естественная анизотропия ЭМ, похоже, и есть тот самый механизм, пиннингующий направление полос при $B_{\|} = 0$, см. также конец раздела 1. Отсюда следует значение знака параметра, фигурирующего в (1): $\alpha < 0$. Конкуренция естественной анизотропии Δ_{nat} и магнитной анизотропии Δ_B, индуцированной полем $\mathbf{B}_{\|} = (0, B_y)$, приводит при $B_{\|} = 0.5$ Тл к изотропизации 2D электронного спектра. В результате направление полос становится хаотическим, а сопротивление изотропным. При дальнейшем увеличении $B_{\|}$ доминирует магнитная анизотропия и полосы поворачиваются на 90°. Значение анизотропии ЭМ для формирования многоэлектронных анизотропных состояний можно понять следующим образом. Очевидно, что 2D электронная система с анизотропной ЭМ и изотропным кулоновским взаимодействием эквивалентна 2D электронной системе с изотропной (циклотронной) массой и анизотропным кулоновским взаимодействием. Можно ожидать, что именно это эффективно анизотропное взаимодействие, пиннингуя ориентацию полосатой фазы, позволяет обнаруживать ее в магнетотранспорте.

Для дырок гетероинтерфейсный вклад, имеющий симметрию C_{2v} (и, поэтому, пиннингующий полосатую фазу), больше, чем для зоны проводимости: он появляется в первом порядке теории возмущений [19], тогда как анизотропная ЭМ в (1) была получена в третьем порядке. Можно поэтому ожидать, что дырочная полосатая фаза более устойчива и может формироваться при заполнении более низких уровней Ландау, ср. с [22].

Авторы благодарны Б.И.Шкловскому за стимулирующую дискуссию и полезное замечание. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (99-02-17592), ИНТАС (97-11475), Федеральными программами "Физика твердотельных наноструктур" (99-1124) и "Поверхностные атомные структуры" (3.1.99).

---

1. H.Fukuyama, P.M.Platzman, and P.W.Anderson, Phys. Rev. **B19**, 5211 (1979).
2. M.M.Fogler, A.A.Koulakov, and B.I.Shklovskii, Phys. Rev. **B54**, 1853 (1996).
3. M.M.Fogler and A.A.Koulakov, Phys. Rev. **B55**, 9326 (1997).
4. R.Moessner and J.T.Chalker, Phys. Rev. **B54**, 5006 (1996).
5. Г.Р.Айзин, В.А.Волков, ЖЭТФ **87**, 1469 (1984); **92**, 329 (1987).
6. Г.Р.Айзин, В.А.Волков, ФТП **19**, 1780 (1985).
7. Г.Р.Айзин, В.А.Волков, ФТТ **27**, 475 (1985).
8. A.H.MacDonald and M.P.A.Fisher, Phys. Rev. **B61**, 5724 (2000).
9. F. von Oppen, B.I.Halperin, and A.Stern, Phys. Rev. Lett. **84**, 2937 (2000).
10. M.P.Lilly, K.B.Cooper, J.P.Eisenstein et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 394 (1999).
11. R.R.Du, D.C.Tsui, H.L.Stormer et al., Solid State Commun. **109**, 389 (1999).
12. W.Pan, R.R.Du, H.L.Stormer et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 820 (1999).
13. M.P.Lilly, K.B.Cooper, J.P.Eisenstein et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 824 (1999).
14. J.P.Eisenstein, M.P.Lilly, K.B.Cooper et al., cond-mat/0003405 at xxx.lanl.gov.
15. T.Jungwirth, A.H.MacDonald, L.Smrčka, and S.M.Girvin, Phys. Rev. **B60**, 15574 (1999).
16. T.D.Stanescu, I.Martin, and P.Phillips, Phys. Rev. Lett. **84**, 1288 (2000).
17. H.Kroemer, cond-mat/9901016 at xxx.lanl.gov.
18. T.Ando, A.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
19. Э.Е.Тахтамиров, В.А.Волков, ЖЭТФ **116**, 1843 (1999) [JETP **89**, 1000 (1999)].
20. E.L.Ivchenko, A.Yu.Kaminski, and U.Rössler, Phys. Rev. **B54**, 5852 (1996).
21. O.Krebs, W.Seidel, J.P.André et al., Semicond. Sci. Technol. **12**, 938 (1997).
22. M.Shayegan, H.C.Manoharan, S.J.Papadakis, and E.P.De Poortere, Physica **E6**, 40 (2000).