

Туннельная проводимость фазово-когерентных двухслойных систем в параллельном магнитном поле

А.И. Безуглый

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: bezugly@ic.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 7 июня 2007 г.

Высокий и узкий пик межслоевой дифференциальной туннельной проводимости недавно был обнаружен в экспериментах на двухслойных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла при суммарном заполнении уровней Ландау $\nu_T = 1$. Этот пик является следствием фазовой когерентности, которая устанавливается в системе благодаря бозе-конденсации электронно-дырочных пар с компонентами, принадлежащими разным слоям. Рассмотрено влияние параллельного магнитного поля на туннельную проводимость двухслойных систем малых размеров. Показано, что при конечных температурах зависимость высоты пика туннельной проводимости от магнитного поля имеет вид, подобный картине дифракции Фраунгофера.

Високий і вузький пік міжшарової диференційної тунельної провідності нещодавно було відкрито в експериментах на двошарових електронних системах у режимі квантового ефекту Холла при сумарному заповненні рівнів Ландау $\nu_T = 1$. Цей пік є наслідком фазової когерентності, котра встановлюється у системі завдяки бозе-конденсації електронно-діркових пар з компонентами, що належать різним шарам. Розглядається вплив паралельного магнітного поля на тунельну провідність двошарових систем малих розмірів. Показано, що при скінчених температурах залежність висоти піку тунельної провідності від магнітного поля має вигляд, подібний до картин дифракції Фраунгофера.

PACS: 73.90.+f Другие темы в электронной структуре и электрических свойствах поверхностей, поверхностей раздела, тонких пленок и низкоразмерных структур;
73.40.Gk Туннелирование.

Ключевые слова: двухслойная система, электронно-дырочные пары, туннельная проводимость.

1. Введение

Неустойчивость полуметалла относительно электронно-дырочного ($e-h$) спаривания превращает его в экситонный диэлектрик, который не обладает свойством сверхтекучести $e-h$ -пар, поскольку межзонные переходы снимают вырождение системы по фазе параметра порядка [1,2]. Чтобы избежать подобной «диэлектризации», в статьях [3,4] было предложено использовать двухслойные структуры, где электрон и дырка принадлежат разным слоям. В такой структуре можно создать сверхтекучий ток $e-h$ -пар, пропуская по слоям равные и противоположно направленные токи. При этом межзонные переходы (совпадающие с межслоевыми туннельными переходами) приводят не к «диэлектризации» системы, а к неоднородности токового состояния $e-h$ -пар [5]. Для эксперименталь-

ной реализации двухслойных систем обычно применяются полупроводниковые гетероструктуры с двумя близко расположенными квантовыми ямами, каждая из которых содержит двумерный слой носителей (электронов или дырок). В настоящее время возникновение макроскопической фазовой когерентности вследствие бозе-конденсации $e-h$ -пар с пространственно разделенными компонентами подтверждено результатами туннельных [6,7] и транспортных [8–10] экспериментов на двухъямных системах, помещенных в перпендикулярное магнитное поле при суммарном факторе заполнения уровней Ландау $\nu_T = 1$ [11]. Заметим, что в таких условиях связанное состояние образуется между электроном, находящимся на нижнем уровне Ландау в одном слое, и незанятым состоянием

(дыркой) на нижнем уровне Ландау в другом слое [12,13].

Поскольку предметом нашей статьи являются туннельные свойства двухслойных систем, обратимся к результатам туннельных экспериментов [6,7]. В этих экспериментах было установлено, что зависимость дифференциальной туннельной проводимости G_T от межслоевого напряжения V имеет аномально высокий и узкий пик, симметричный относительно $V=0$. Помимо специфической формы пик $G_T(V)$ обладает еще двумя характерными свойствами. Во-первых, сравнительно небольшое увеличение температуры (от 25 до 100 мК) в значительной мере сглаживает его, а во-вторых, пик сильно подавляется магнитным полем, приложенным параллельно слоям. (Пик становится неразличимым в полях $H > 0,6$ Тл.) Природу пика туннельной проводимости можно понять, если учесть, что в фазово-когерентном состоянии доминируют электронные конфигурации, в которых напротив каждого электрона в другом слое расположена дырка [14,15]. Вследствие таких электронно-дырочных корреляций туннелированию электрона не препятствует кулоновское отталкивание от электронов противоположного слоя, что в конечном итоге и приводит к пику на зависимости $G_T(V)$ [6].

В теоретических исследованиях туннельных свойств двухслойных систем [16–27] важным пунктом является механизм диссипативности туннельного тока, поскольку вследствие этой диссипативности пик $G_T(V)$ имеет конечную высоту и ненулевую ширину. Для сравнения заметим, что в джозефсоновском контакте, где туннельный ток бездиссипативен, пик дифференциальной туннельной проводимости оказывается бесконечно высоким и имеющим нулевую ширину [28]. В настоящей статье, как в [22,26], будем следовать подходу, основанному на динамическом уравнении для фазы параметра порядка [29]. Как будет видно далее, такое динамическое уравнение описывает как фиксацию фазы параметра порядка, так и диссипативный характер туннельного тока. Согласно [22], пик $G_T(V)$ формируется следующим образом. При $T=0$ в области напряжений $V < V_c$ фаза параметра порядка не зависит от времени (фиксирована) и между слоями течет диссипативный туннельный ток, пропорциональный напряжению. В области $V > V_c$ фиксация фазы снимается и фаза монотонно меняется со временем. Изменение динамики фазы при $V = V_c$ проявляется в виде пика $G_T(V)$, полуширина которого равна V_c . Поскольку величина V_c пропорциональна малому модулю матричного элемента туннелирования $|T_{12}|$ [22], а высота пика от $|T_{12}|$ не зависит [19] (и в этом смысле является большой), пик оказывается высоким и узким. Важно заметить, что при $T \neq 0$ именно малая ширина пика является основной причиной его сильного

сглаживания термическими флуктуациями межслоевого напряжения [26].

Для фазово-когерентных двухслойных систем, помещенных в параллельное магнитное поле, становятся существенными не только временные, но и пространственные изменения фазы параметра порядка. Исходя из соотношения между размерами системы вдоль направления изменения фазы l и характерным пространственным масштабом изменения фазы λ_J можно выделить системы большой ($l \gg \lambda_J$) и малой ($l \ll \lambda_J$) длины. Влияние параллельного магнитного поля на туннельную проводимость длинных систем рассматривалось в ряде статей [16–18,20–23]. В настоящей работе рассмотрим особенности подавления пика $G_T(V)$ параллельным магнитным полем H в системах малой длины. В разд. 2 показано, что в случае $T=0$ высота пика $G_T(V)$ не зависит от H , тогда как его ширина при увеличении H периодически обращается в нуль и достигает локальных максимумов между нулями. При этом каждый последующий максимум меньше, чем предыдущий. В разд. 3 рассмотрен случай $T \neq 0$ и показано, что сглаживающее действие термических флуктуаций межслоевого напряжения трансформирует полученную в разд. 2 немонотонную зависимость ширины пика от поля H в аналогичную немонотонную зависимость высоты пика туннельной проводимости от H . Раздел 4 содержит обсуждение результатов, а в разд. 5 даны основные выводы.

2. Туннельная проводимость двухслойных систем при $T=0$

Влияние параллельного магнитного поля на туннельную проводимость фазово-когерентной двухслойной системы будем рассматривать на основе динамического уравнения для градиентно-инвариантной фазы параметра порядка ($\hbar=1$):

$$\dot{\phi} - D \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{2\pi d}{\Phi_0} [\mathbf{H} \times \mathbf{n}] \right) - eV + eV_c \sin \phi = 0. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r} = (x, y)$ — двумерный радиус-вектор, d — расстояние между слоями, $\Phi_0 = 2\pi c/e$ — квант потока и $\mathbf{n} = (0,0,1)$ — единичный вектор, направленный перпендикулярно слоям. Явный вид коэффициентов D и V_c зависит от специфики двухслойной системы [29–31].

Первоначально уравнение (1) было выведено для «грязных» электронно-дырочных систем в отсутствие перпендикулярного магнитного поля [29]. В недавних статьях [30,31] динамическое уравнение было получено для двухслойных систем в режиме квантового эффекта Холла с $\nu_T = 1$. Оказалось, что в обоих случаях динамическое уравнение для фазы параметра порядка имеет один и тот же вид, а изменения касаются только коэффициентов D и V_c , пропорциональных коэффи-

циенту второй вязкости сверхтекучей $e-h$ -жидкости. Физическая причина инвариантности формы уравнения (1) состоит в том, что и в квантующем магнитном поле, и без него механизм возникновения фазовой когерентности в двухслойных системах один и тот же: межслоевое электронно-дырочное спаривание. Квантующее магнитное поле лишь способствует спариванию, увеличивая энергию связи $e-h$ -пар [32,33].

Заметим также, что в пространственно однородном случае уравнение (1) существенно отличается от уравнения $\dot{\phi} = eV$, которое получается для фазово-когерентной двухслойной системы, если пренебречь диссипативным вкладом $eV_c \sin \phi$. Учет диссипативности радикально меняет динамику фазы ϕ . Так, $\dot{\phi} \neq 0$ только при достаточно больших напряжениях $|V| > V_c$, а при $|V| < V_c$ фаза ϕ не зависит от времени, т.е. фиксируется [2].

Уравнение (1) требует граничных условий. Как мы увидим ниже, эти условия могут быть получены из выражений для плотности внутрислоевого сверхтекучего тока [29]:

$$\mathbf{j}_1 = -\mathbf{j}_2 = -\frac{en_s}{M} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2\pi d}{\Phi_0} [\mathbf{H} \times \mathbf{n}] \right), \quad (2)$$

где n_s — плотность $e-h$ -пар, M — масса пары.

Последним исходным равенством является выражение для плотности межслоевого туннельного тока. В линейном по T_{12} приближении оно имеет вид [29]

$$J = J_c \sin \phi, \quad (3)$$

аналогичный выражению для тока в джозефсоновском контакте. Несмотря на это совпадение, связанное с межслоевой фазовой когерентностью, ток (3) является не сверхпроводящим, а диссипативным. Конкретный вид коэффициента J_c зависит от типа двухслойной системы [29,31]; для нас существенно, что в любом случае $J_c \propto |T_{12}|$.

В последующем анализе будем считать, что двухслойная система имеет вид прямоугольника $l_x \times l_y$, стороны которого параллельны осям x и y , а параллельное слоям магнитное поле H направлено вдоль оси y . В такой системе фаза ϕ зависит от координаты x и от времени t . Если l_x принять за единицу длины, а время измерять в единицах $(eV_c)^{-1}$, то динамическое уравнение для фазы ϕ будет содержать только безразмерные величины:

$$\dot{\phi} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - v + \sin \phi = 0. \quad (4)$$

Здесь $v = V/V_c$, а параметр $\varepsilon = l_x^2/\lambda_J^2$. Длина $\lambda_J = \sqrt{D/eV_c}$ определяет характерный пространственный масштаб изменения фазы [29,34]. Поскольку мы будем рассматривать системы, у которых длина λ_J

много больше размера системы l_x , параметр $\varepsilon \ll 1$. Отметим также, что в уравнении (4) опущен малый вклад, пропорциональный dH/dx и представляющий собой поправку к магнитному полю H , индуцированную межслоевым током.

В туннельных экспериментах [6,7] сверхтекучий ток $e-h$ -пар вдоль слоев отсутствовал. Имея в виду этот факт, будем полагать, что на краях двухслойной системы, при $x = \pm 1/2$, нет втекающих или вытекающих сверхтекучих токов. В таком случае из (2) следуют граничные условия к уравнению (4):

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{\pm 1/2} = 2\pi h, \quad (5)$$

где безразмерное магнитное поле $h = Hl_x d/\Phi_0$. (Хотя в экспериментах [6,7] протекание тока вдоль слоя обеспечивалось нормальной компонентой тока, ниже мы будем пренебрегать возникающим при этом падением напряжения, считая его малым по сравнению с межслоевым напряжением.)

Решение уравнения (4) удобно искать в виде ряда по малому параметру ε :

$$\phi(x, t) = \phi^{(0)}(x, t) + \varepsilon \phi^{(1)}(x, t) + \dots$$

Для $\phi^{(0)}(x, t)$ имеем уравнение $\partial^2 \phi^{(0)}/\partial x^2 = 0$ с граничным условием $\partial \phi^{(0)}/\partial x|_{\pm 1/2} = 2\pi h$. Общим решением такой задачи является

$$\phi^{(0)}(x, t) = 2\pi hx + \phi_0(t). \quad (6)$$

Чтобы получить уравнение для $\phi_0(t)$, выделим из (4) уравнение нулевого порядка по ε :

$$\dot{\phi}_0 = \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial x^2} + v - \sin [\phi_0(t) + 2\pi hx]. \quad (7)$$

При интегрировании (7) по переменной x от $-1/2$ до $1/2$ интеграл от $\partial^2 \phi^{(1)}/\partial x^2$ исчезает в силу граничных условий $\partial \phi^{(1)}/\partial x|_{\pm 1/2} = 0$ и уравнение для $\phi_0(t)$ принимает следующий вид: $\dot{\phi}_0 = v - F(h) \sin \phi_0$, где $F(h) = \sin(\pi h)/\pi h$.

Если вместо ϕ_0 использовать фазу φ , которая совпадает с ϕ_0 в случае $F(h) \geq 0$ и равна $\phi_0 - \pi$ при $F(h) < 0$, динамическое уравнение приобретает более удобный вид:

$$\dot{\varphi} = v - |F(h)| \sin \varphi. \quad (8)$$

Межслоевой туннельный ток, нормированный на $I_c = J_c l_x l_y$, выражается через φ следующим образом:

$$i = |F(h)| \sin \varphi. \quad (9)$$

Заметим, что, хотя (9) аналогично выражению для туннельного тока джозефсоновского перехода в магнитном поле [28], ток (9) является диссипативным, а не сверхпроводящим.

Уравнение (8) имеет решения двух типов: стационарные при $|v| \leq |F(h)|$ и зависящие от времени при $|v| > |F(h)|$. Устойчивыми относительно малых флуктуаций напряжения являются стационарные решения $\varphi = \arcsin(v/|F(h)|) + 2\pi n$, где n — целое число. Подстановка этого решения в выражение для туннельного тока (9) дает $i = v$, т.е. омическую вольт-амперную характеристику (ВАХ). Участок ВАХ при $|v| > |F(h)|$ получается, если в (9) подставить нестационарное решение уравнения (8) и усреднить туннельный ток по периоду его осцилляций T_0 . Как следует из (8), T_0 зависит не только от межслоевого напряжения, но и от магнитного поля:

$$T_0 = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{v - |F(h)| \sin \varphi} = \frac{2\pi}{\sqrt{v^2 - F^2(h)}}. \quad (10)$$

Усреднение (9) по периоду осцилляций для среднего тока дает

$$i = v - \sqrt{v^2 - F^2(h)} \operatorname{sign} v, \quad (11)$$

откуда нетрудно получить следующее выражение для межслоевой дифференциальной туннельной проводимости при $T = 0$:

$$G_T(v, h) = G_0 \begin{cases} 1, & |v| \leq |F(h)|; \\ -[|v|/\sqrt{v^2 - F^2(h)} - 1], & |v| > |F(h)|, \end{cases} \quad (12)$$

где $G_0 = I_c / V_c$. Подчеркнем, что, поскольку I_c и V_c пропорциональны $|T_{12}|$, константа G_0 не содержит малости, связанной с матричным элементом туннелирования T_{12} . Согласно (12), в области напряжений $|V| < V_c |F(h)|$ туннельная проводимость положительна, велика и не зависит от V . В двух симметричных точках $V = \pm V_c |F(h)|$ функция $G_T(V)$ имеет разрывы. При $|V| > V_c |F(h)|$ туннельная проводимость отрицательна, причем $G_T \rightarrow -\infty$, когда V приближается к точкам разрыва, и $G_T \rightarrow 0$, когда $|V| \rightarrow \infty$. Понятно, что наличие точек разрыва в зависимости $G_T(V)$ — следствие нулевой температуры. Если учесть сглаживающее влияние тепловых флуктуаций (см. следующий раздел), то зависимость $G_T(V)$ будет иметь вид кривой с высоким пиком, симметричным относительно нуля, и двумя минимумами при $V \approx \pm V_c |F(h)|$. Поскольку $V_c \propto |T_{12}|$, ширина пика мала. Важно отметить, что ширина пика немонотонно зависит от магнитного поля, так как, будучи пропорциональной $|\sin(\pi h) / \pi h|$, она обращается в нуль при $h = n$ ($n = 1, 2, \dots$) и достигает локальных максимумов между нулями функции $F(h)$ в точках, где $dF/dh = 0$. При этом каждый последующий максимум оказывается меньше предыдущего.

3. Туннельная проводимость двухслойных систем при конечных температурах

Если температура отлична от нуля, межслоевое напряжение будет содержать флуктуирующую компоненту $V_f(\mathbf{r}, t)$. При $V_f(\mathbf{r}, t) \neq 0$ разложение решения уравнения (1) по малому параметру ε (см. разд. 2) дает следующее уравнение для фазы φ :

$$\dot{\varphi} = v - |F(h)| \sin \varphi + v_f(t). \quad (13)$$

Здесь $v_f(t)$ — усредненная по площади туннельного контакта (и нормированная на V_c) флуктуирующая компонента напряжения.

В дальнейшем будем полагать, что выполняется условие $eV \ll T$, при котором флуктуации фазы φ являются термическими. В этом случае корреляционные свойства случайной силы задаются равенствами ($k_B = 1$)

$$\langle v_f(t) \rangle = 0, \quad \langle v_f(t) v_f(t') \rangle = 2eT I_c^{-1} \delta(t - t'). \quad (14)$$

Если фазу φ рассматривать как координату некоторой частицы, уравнение (13) будет представлять собой уравнение Ланжевена для броуновского движения частицы в вязкой среде. Такая частица находится в потенциальном поле $u(\varphi) = -v\varphi + |F(h)|(1 - \cos \varphi)$ и на нее действует случайная сила $v_f(t)$. Из уравнения Ланжевена (13) стандартным образом [35] получается диффузионное уравнение для распределения вероятностей фазы

$$\frac{\partial \rho(\varphi, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\left(\frac{du}{d\varphi} + \tau \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \rho(\varphi, t) \right], \quad (15)$$

где безразмерная температура $\tau = eT/I_c$ играет роль коэффициента диффузии. Для стационарного случайного процесса поток вероятности

$$w = -\frac{du}{d\varphi} \rho - \tau \frac{d\rho}{d\varphi} \quad (16)$$

есть постоянная величина. Периодическое, с периодом 2π , решение уравнения (16) имеет вид [36,37]

$$\rho(\varphi) = \frac{w}{\tau} \frac{\exp[-u(\varphi)/\tau]}{1 - \exp(-2\pi v/\tau)} \int_{\varphi}^{2\pi + \varphi} d\varphi' \exp[u(\varphi')/\tau]. \quad (17)$$

Подстановка (17) в условие нормировки $\int_0^{2\pi} \rho(\varphi) d\varphi = 1$ дает для потока вероятности выражение

$$w = \frac{\tau}{4\pi} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi v}{\tau}\right) \right] \times \left[\int_0^{\pi} d\psi \exp\left(-\frac{2v\psi}{\tau}\right) I_0\left(\frac{2|F(h)|}{\tau} \sin \psi\right) \right]^{-1}, \quad (18)$$

где $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Чтобы получить туннельную ВАХ при конечных температурах, нужно найти среднюю скорость изменения фазы $\langle \dot{\phi} \rangle$. Усреднение уравнения (13) по флуктуациям дает $\langle \dot{\phi} \rangle = v - |F(h)| \langle \sin \phi \rangle$. Правая часть этого равенства есть $-\langle du/d\phi \rangle$. Из уравнения (16) следует, что $-\langle du/d\phi \rangle = 2\pi w$. Объединив результаты, для нормированного среднего туннельного тока $i = |F(h)| \langle \sin \phi \rangle$ получаем

$$i = v - 2\pi w(v). \quad (19)$$

Соотношения (18) и (19) определяют туннельную ВАХ фазово-когерентной двухслойной системы в параллельном магнитном поле при $T \neq 0$. Из ВАХ следует выражение для нормированной дифференциальной туннельной проводимости: $g_T(v, \tau, h) = di/dv = 1 - 2\pi(dw/dv)$. Чтобы наглядно представить, как меняется форма пика туннельной проводимости при увеличении магнитного поля, на рис. 1 изображена зависимость g_T от напряжения v при $\tau = 0,3$ и различных значениях поля h .

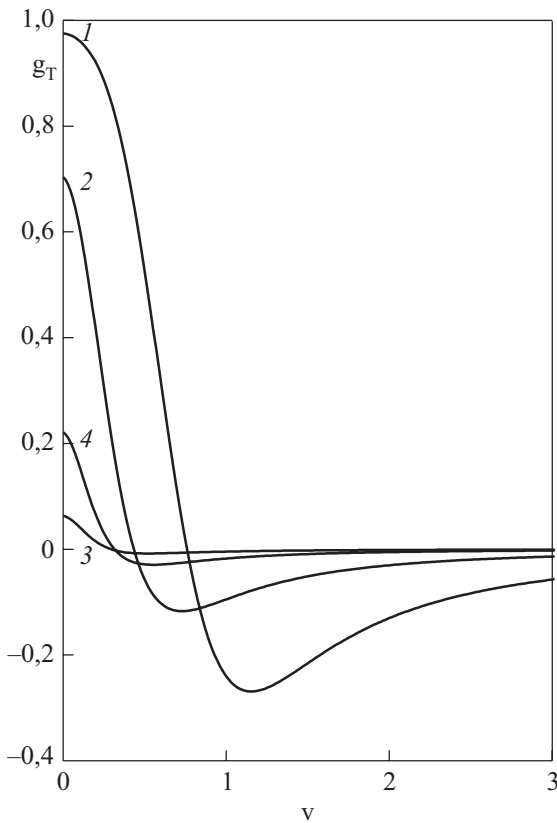


Рис. 1. Подавление пика дифференциальной туннельной проводимости двухслойной системы параллельным магнитным полем. Кривые получены при $\tau = 0,3$, $h = 0$ (1), 0,6 (2), 0,9 (3) и 1,4 (4). Высота пика немонотонно зависит от h : при $h = 1,4$ пик выше, чем при $h = 0,9$ (см. текст).

С учетом (18) для высоты пика туннельной проводимости $g_0(\tau, h) \equiv g_T(0, \tau, h)$ нетрудно записать выражение

$$g_0(\tau, h) = 1 - \pi \left[\int_0^\pi d\psi I_0 \left(\frac{2|F(h)|}{\tau} \sin \psi \right) \right]^{-1}, \quad (20)$$

которое подробно обсуждается в следующем разделе.

В заключение же данного раздела отметим, что при $h = 0$ полученные формулы переходят в результаты статьи [26].

4. Обсуждение результатов

Особенности подавления пика туннельной проводимости параллельным магнитным полем хорошо видны на рис. 1. Высота пика сильно подавляется магнитным полем, тогда как ширина пика уменьшается существенно меньше. Такая картина качественно согласуется с результатами эксперимента [7]. Обратим также внимание на то, что в поле $h = 1,4$ высота пика больше, чем при $h = 0,9$. Из дальнейшего обсуждения будет видно, что здесь мы имеем дело с восстановлением пика после его исчезновения при целочисленном значении $h = 1$.

На рис. 2 представлена зависимость нормированной высоты пика туннельной проводимости g_0 от температуры. Как следует из (20), g_0 — универсальная функция эффективной температуры $\tau_{\text{eff}} \equiv \tau / |F(h)| = T/E_J(h)$. Входящая в это выражение величина $E_J(h) = I_c |F(h)|/e$ определяет энергию туннельного контакта: при заданной фазе ϕ энергия контакта $E(\phi) = E_J(h)(1 - \cos \phi)$.

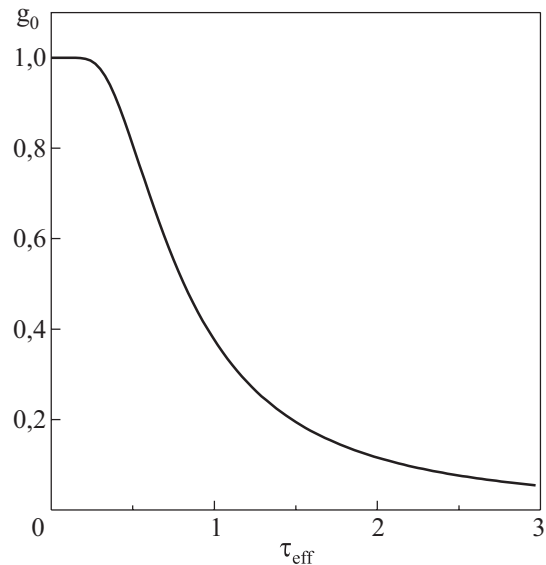


Рис. 2. Нормированная высота пика туннельной проводимости как функция эффективной температуры $\tau_{\text{eff}} = T/E_J(h)$.

Согласно выражению (20), в области низких температур, когда $\tau_{\text{eff}} \ll 1$, высота пика g_0 мало отличается от единицы:

$$g_0 \simeq 1 - \frac{2\pi}{\tau_{\text{eff}}} \exp\left(-\frac{2}{\tau_{\text{eff}}}\right). \quad (21)$$

Этот результат легко понять, обратившись к аналогии с броуновской частицей. При $\tau_{\text{eff}} \ll 1$ и малых напряжениях частица в основном находится в одном из минимумов потенциала $u(\varphi)$. Такому стационарному состоянию соответствует $g_0 = 1$. Для $T \neq 0$ вероятность активационного выхода частицы из минимума пропорциональна $\exp(-2E_J(h)/T)$. Процессу активационного изменения фазы φ соответствует второе слагаемое в (21). Как следствие малой скорости активационных процессов, кривая $g_0(\tau_{\text{eff}})$ имеет выраженное низкотемпературное плато. Такое плато хорошо видно на экспериментальных кривых [6,7]. При $\tau_{\text{eff}} \sim 1$ скорость активационного изменения фазы увеличивается, что приводит к довольно резкому уменьшению g_0 . Заметим, кстати, что в случае $h = 0$ наш подход дает количественное согласие теоретической кривой $g_0(\tau)$ с экспериментом (см. подробности в статье [26]).

Рисунок 3 представляет немонотонную зависимость нормированной высоты пика туннельной проводимости g_0 от магнитного поля при различных значениях температуры. Высота пика обращается в нуль в целочисленных точках $h = n$ и достигает локальных максимумов между ними (в точках, где $dF/dh = 0$). При этом каждый последующий максимум $g_0(h)$ меньше

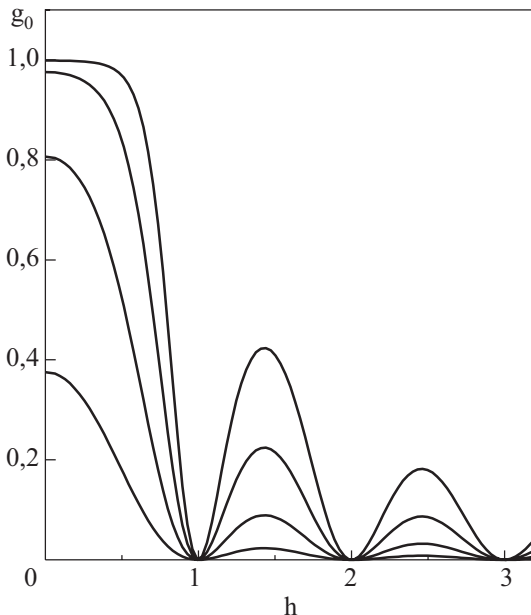


Рис. 3. Нормированная высота пика туннельной проводимости как функция приведенного магнитного поля. Кривые получены из уравнения (20) и соответствуют $\tau = 0,2; 0,3; 0,5$ и 1 (сверху вниз).

предыдущего. Повышение температуры ведет к более сильному подавлению локальных максимумов, соответствующих большому h . Причину изображенного на рис. 3 немонотонного поведения $g_0(h)$ можно понять, если обратиться к результатам разд. 2. Согласно (12), при $T = 0$ высота пика туннельной проводимости не зависит от магнитного поля: $g_0(h) = 1$, а ширина пика, $2V_c|F(h)|$, немонотонно зависит от h , обращаясь в нуль при $h = n$ ($n = 1, 2, \dots$). При конечных температурах пик сглаживается флуктуациями и сглаживание будет тем сильнее, чем меньше его ширина.

Необходимо отметить, что в эксперименте [7] описанная выше немонотонная зависимость $g_0(h)$ не наблюдалась, а было обнаружено монотонное убывание g_0 с ростом h . К такому поведению $g_0(h)$ может приводить любая из следующих причин: 1) размеры двухслойной системы не удовлетворяют условию малости ее размеров, $l_x \ll \lambda_J$; 2) реальная форма туннельного контакта является сложной и отличается от прямоугольной формы, рассмотренной в настоящей работе; 3) величина матричного элемента туннелирования не постоянна, а является (специфической для эксперимента [7]) функцией координат в плоскости контакта; 4) двухслойная система содержит несколько фазово-когерентных областей, отличающихся по размерам и форме. Обобщая сказанное, можно сделать вывод, что наблюдение немонотонности $g_0(h)$ требует выполнения ряда довольно жестких условий относительно размеров и однородности двухслойных систем.

5. Заключение

В настоящей статье рассмотрено влияние параллельного магнитного поля H на туннельную проводимость фазово-когерентной двухслойной системы малых размеров. Показано, что особенно сильно поле H влияет на высоту пика дифференциальной туннельной проводимости g_0 . В случае $T \neq 0$ зависимость $g_0(H)$ существенно немонотонна: увеличение магнитного поля приводит к чередованию явлений подавления и восстановления пика. При этом пик полностью подавляется, когда магнитный поток в межслоевой области становится равным целому числу квантов потока, а с каждым восстановлением пика его максимальная высота уменьшается. Иными словами, поведение функции $g_0(H)$ подобно картине дифракции Фраунгофера.

Хотя экспериментальное наблюдение немонотонности $g_0(H)$ требует выполнения ряда, возможно, довольно жестких условий, такое наблюдение было бы однозначным свидетельством того, что диссипативные туннельные свойства двухслойных систем с $e-h$ -спариванием определяются межслоевой фазовой когерентностью.

Автор выражает благодарность С.И. Шевченко за обсуждение затронутых вопросов.

1. Л.В. Келдыш, Ю.В. Копаев, *ФТТ (Ленинград)* **6**, 2791 (1964).
2. Р.Р. Гусейнов, Л.В. Келдыш, *ЖЭТФ* **63**, 2255 (1972).
3. Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон, *ЖЭТФ* **71**, 738 (1976).
4. С.И. Шевченко, *ФНТ* **2**, 505 (1976).
5. И.О. Кулик, С.И. Шевченко, *ФНТ* **2**, 1405 (1976).
6. I.B. Spielman, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5808 (2000).
7. I.B. Spielman, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 036803 (2001).
8. M. Kellogg, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 036801 (2004).
9. E. Tutuc, M. Shayegan, and D.A. Huse, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 036802 (2004).
10. R.D. Wiersma, J.G.S. Lok, S. Kraus, W. Dietsche, K. von Klitzing, D. Schuh, M. Bichler, H.-P. Tranitz, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 266805 (2004).
11. J.P. Eisenstein and A.H. MacDonald, *Nature* **432**, 691 (2004).
12. A.H. MacDonald and E.H. Rezayi, *Phys. Rev.* **B42**, 3224 (1990).
13. X.G. Wen and A. Zee, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1811 (1992).
14. B.I. Halperin, *Helv. Phys. Acta* **56**, 75 (1983).
15. K. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 056802 (2001).
16. L. Balents and L. Radzihovsky, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1825 (2001).
17. A. Stern, S.M. Girvin, A.H. MacDonald, and N. Ma, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1829 (2001).
18. M.M. Fogler and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1833 (2001).
19. Y.N. Joglekar and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 196802 (2001).
20. H.A. Fertig and J.P. Straley, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 046806 (2003).
21. M. Abolfath, R. Khomeriki, and K. Mullen, *Phys. Rev.* **B69**, 165321 (2004).
22. А.И. Безуглый, С.И. Шевченко, *ФНТ* **30**, 282 (2004); *cond-mat/0304103*.
23. R.L. Jack, D.K.K. Lee, and N.R. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 126803 (2004); *Phys. Rev.* **B71**, 085310 (2005).
24. Z.Q. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 176804 (2005).
25. E. Rossi, A.S. Nunez, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 266804 (2005).
26. А.И. Безуглый, *ФНТ* **31**, 1153 (2005).
27. K. Park and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B74**, 035338 (2006).
28. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применения*, Москва, Мир (1984).
29. А.И. Безуглый, С.И. Шевченко, *ФНТ* **4**, 454 (1978).
30. A.H. MacDonald, A.A. Burkov, Y.N. Joglekar, and E. Rossi, in: A.R. Long and I.H. Davis (eds.), *Physics of Semiconductors 2002*, Proceedings of ICPS 26, IOP Conference Series Number 171, IOP Publishing, Bristol (2003), p. 29.
31. D.V. Fil and S.I. Shevchenko, *cond-mat/0612292*.
32. Y. Kuramoto and C. Horie, *Solid State Commun.* **25**, 713 (1978).
33. A.I. Bezuglyj and S.I. Shevchenko, *Phys. Rev.* **B75**, 075322 (2007).
34. K. Yang, K. Moon, L. Belkhir, H. Mori, S.M. Girvin, A.H. MacDonald, L. Zheng, and D. Yoshioka, *Phys. Rev.* **B54**, 11644 (1996).
36. К.В. Гардинер, *Стохастические методы в естественных науках*, Москва, Мир (1986).
36. V. Ambegaokar and B.I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1364 (1969).
37. B. Chen and J. Dong, *Phys. Rev.* **B44**, 10206 (1991).

Tunneling conductivity of phase-coherent double-layer systems in a parallel magnetic field

A.I. Bezuglyj

A high and narrow peak of interlayer differential tunneling conductance has been recently found in the experiments on quantum Hall bilayer electron systems at the total Landau level filling factor $\nu_T = 1$. This peak is a result of the interlayer phase coherence that occurs in the system due to the Bose condensation of electron-hole pairs with the components belonging to different layers. In the paper the influence of parallel magnetic field on tunneling conductivity of small-size double-layer systems is considered. It is shown that at finite temperatures the magnetic field dependence of the peak height has a form similar to the Fraunhofer diffraction picture.

PACS: **73.90.+f** Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures;
73.40.Gk Tunneling.

Keywords: double-layer system, electron-hole pairs, tunneling conductivity.