

ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЕ СПАРИВАНИЕ С НЕНУЛЕВЫМ ИМПУЛЬСОМ В БИСЛОЕ ГРАФЕНА

Д. К. Ефимкин^а, Ю. Е. Лозовик^{а,б*}

^а Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия

^б Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 февраля 2011 г.

Рассмотрено электрон-дырочное спаривание, обусловленное кулоновским взаимодействием, в системе из двух листов графена. Найдена зависимость критической температуры перехода от расстояния между линиями Ферми электронов и дырок и от величины треугольного искажения их спектров. Показано, что при расстоянии между линиями Ферми выше критического значения температура перехода в состояние с конечным импульсом куперовских пар (состояние типа Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ)) выше, чем температура перехода в состояние типа БКШ. Рассмотрен эффект Джозефсона для состояния типа ЛОФФ, обусловленный туннелированием носителей заряда между листами графена, и показано, что по зависимости туннельного тока от магнитного поля, параллельного листам графена, можно восстановить пространственную структуру параметра порядка системы в этом состоянии, т.е. идентифицировать состояние типа ЛОФФ. Обсуждаются другие методы экспериментального изучения фазовой диаграммы системы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность спаривания и сверхтекучесть пространственно-разделенных электронов и дырок (e - h -спаривания) в системе параллельных квантовых ям была предсказана сравнительно давно [1–3]. В этой системе были предсказаны некоторые необычные коллективные явления, отличающие систему от трехмерного экситонного диэлектрика [4]: возможность состояния с противоположно направленными сверхтекучими токами [5, 6], джозефсоновские эффекты [7–9], усиление эффекта e - h -увлечения [10–12]. Эти явления наблюдались в близкой по свойствам системе, состоящей из двух электронных плоскостей, в режиме квантового эффекта Холла (см. работу [13] и цитируемую там литературу). При суммарном факторе заполнения $\nu_T = 1$ уровней Ландау эта система перестраивается в когерентное состояние, которое эквивалентно состоянию со спариванием пространственно-разделенных композитных электронов и композитных дырок. Интересные когерентные

эффекты могут иметь место также и в квазиравновесной системе непрямых и дипольных экситонов (см. обзор [14] и цитируемую там литературу), и к настоящему времени в их наблюдении достигнут существенный прогресс [15–18].

Совсем недавно был открыт новый уникальный по своим свойствам двумерный материал — графен. Графен обладает необычной электронной структурой, и в нем был экспериментально обнаружен ряд интересных явлений [19, 20] (см. также обзоры [21, 22] и ссылки в них), которые отсутствуют в обычных полупроводниковых системах: существование минимума проводимости, отсутствие связанных состояний во внешнем потенциале, положительное магнитосопротивление, аномальный квантовый эффект Холла. Подвижность носителей заряда в графене достигает в отдельных образцах значений 10^5 см²/В·с при комнатной температуре, что делает его весьма перспективным материалом для нанoeлектроники.

Мы рассмотрим систему [23–26], состоящую из двух листов графена (рис. 1), разделенных диэлектриком, причем концентрация носителей заряда в

*E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

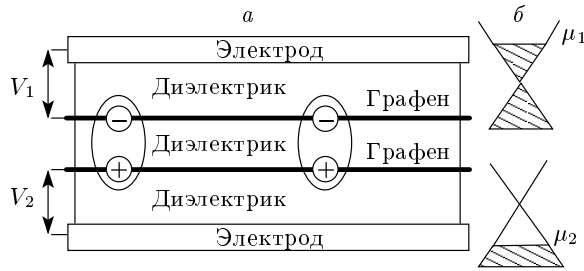


Рис. 1. а) Система из двух листов графена, разделенных диэлектриком. Концентрация носителей заряда в каждом листе графена определяется напряжением между листом и соответствующим ему электродом (V_1 и V_2). б) Положение химических потенциалов листов графена при совпадении концентраций электронов и дырок ($V_2 = -V_1$)

каждом листе может регулироваться независимо, например, с помощью внешних электродов или химического допирования. Пусть в одном листе создана избыточная концентрация электронов, а в другом — избыточная концентрация дырок, причем химические потенциалы листов равны между собой по модулю. Благодаря симметрии между электронами и дырками в графене и изотропии их линейных законов дисперсии, которые сохраняются вплоть до энергии 1 эВ, их линии Ферми будут конгруэнтны. Из-за кулоновского взаимодействия в системе при низких температурах возможно $e-h$ -спаривание. В работе [23] рассматривалась экранировка $e-h$ -взаимодействия и была найдена температура перехода в когерентное состояние в режиме слабой связи, а в работе [24] исследовалось влияние примесей на $e-h$ -спаривание и особенности сверхтекучих свойств системы.

В настоящей работе мы исследуем влияние на $e-h$ -спаривание несовпадения плотностей электронов и дырок, а также треугольного искажения их спектров, которое приводит к изменению формы линий Ферми. Мы покажем, что при расстоянии между линиями Ферми, большем некоторого критического значения, в системе реализуется $e-h$ -спаривание с конечным импульсом куперовских пар (состояние типа Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ) [27–29]).

Необходимые сведения об электронной структуре графена приводятся в разд. 2. Куперовская неустойчивость, свидетельствующая о неустойчивости нормального состояния системы относительно $e-h$ -спаривания, рассматривается в разд. 3. В разд. 4 и 5 исследуется влияние дисбаланса кон-

центраций электронов и дырок и треугольного искажения их спектров на температуру фазового перехода. В разд. 6 рассматривается проявление специфики состояния типа ЛОФФ в особенностях эффекта Джозефсона, обусловленного туннелированием между слоями графена. В разд. 7 делаются выводы и обсуждаются другие методы экспериментального исследования системы, в которых может проявиться состояние типа ЛОФФ.

2. ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ГРАФЕНА

Графен представляет собой двумерную структуру [21, 22], состоящую из атомов углерода, образующих решетку типа «пчелиные соты». Кристаллическая решетка графена не является решеткой Браве, но может быть представлена как комбинация двух элементарных подрешеток. Поэтому волновая функция электронов может быть описана двумя огибающими блоховских волн, построенных на этих подрешетках. Низкоэнергетическая динамика электронов определяется их поведением вблизи двух неэквивалентных точек касания (двух долин) зоны проводимости и валентной зоны в импульсном пространстве. Поэтому электроны и дырки в графене имеют четырехкратное вырождение — двукратное вырождение по спину ($s = \pm 1$) и двукратное вырождение, связанное с наличием в графене двух неэквивалентных долин ($\tau = \pm 1$). Особенность зонной структуры графена, кардинально отличающая его от обычных металлов и полупроводников, заключается в том, что в окрестности каждой из этих точек, которые называются дираковскими, закон дисперсии квазичастиц в зоне проводимости и валентной зоне является линейным, $E_\gamma(k) = \gamma v_F k$, а уравнение для огибающих имеет вид двумерного аналога релятивистского уравнения Дирака–Вейля для частиц с нулевой массой, в котором роль скорости света играет фермиевская скорость $v_F = 10^6$ м/с:

$$v_F(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k})\psi = E\psi.$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ — двумерный вектор, составленный из матриц Паули, ψ — двухкомпонентная эффективная волновая функция электрона, составленная из огибающих блоховских волн, γ — индекс зоны ($\gamma = 1$ соответствует зоне проводимости, $\gamma = -1$ — валентной зоне). Поэтому с точки зрения зонной структуры графен является полупроводником с нулевой запрещенной зоной и нулевыми эффективными массами электронов и дырок. При значительном отклонении импульса k квазичастиц от дираковских

точек, $a_0 k \sim 1$, симметрия между долинами нарушается, а закон дисперсии квазичастиц перестает быть линейным и приобретает вид

$$E_{\gamma\tau}(k) = \gamma v_F k \left(1 - \tau \frac{a_0 k}{4} \cos 3\phi \right),$$

где a_0 — расстояние между соседними атомами в графене, $\phi = \text{arctg}(k_y/k_x)$ — полярный угол в импульсном пространстве. Квадратичная по величине импульса поправка к закону дисперсии $E_{\gamma\tau}(k)$ содержит множитель $\cos 3\phi$, поэтому называется треугольным искажением спектра квазичастиц [21].

3. КУПЕРОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Благодаря тому, что электроны и дырки имеют дополнительное четырехкратное вырождение, куперовские пары могут образовывать квазичастицы с разными квантовыми числами, (s, τ) и (s', τ') . Если при взаимодействии спин квазичастиц сохраняется и нет переходов между долинами, спаривание квазичастиц с разными квантовыми числами происходит независимо друг от друга. Если линии Ферми квазичастиц совпадают, то спаривание происходит при одной и той же температуре, но в общем случае каждому куперовскому каналу соответствует своя температура $T_{\tau\tau'}^{ss'}$.

Значение критической температуры $T_{\tau\tau'}^{ss'}$ можно получить, изучая особенности, которые возникают у вершинной части в куперовском канале и свидетельствуют о неустойчивости нормального состояния системы [30]. Вершинная часть $\Gamma_{\tau\tau'}^{ss'}$ в куперовском канале удовлетворяет уравнению Бете–Солпитера, которое изображено на рис. 2.

Для определения критической температуры перехода мы использовали следующие приближения.

1) Приближение слабой связи, или однозонное приближение. Спаривание затрагивает только состояния в окрестности линий Ферми. Перестройками

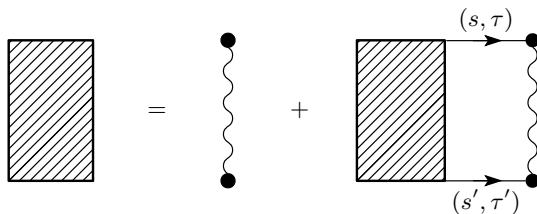


Рис. 2. Графическое представление уравнения Бете–Солпитера для вершинной части. Индексы (s, τ) и (s', τ') соответствуют внутренним квантовым числам электрона и дырки

состояний в валентной зоне в листе с избытком электронов и состояний в зоне проводимости в листе с избытком дырок можно пренебречь.

2) Электроны и дырки спариваются за счет экранированного кулоновского взаимодействия, для описания которого мы использовали статический предел приближения хаотических фаз [31]. В этом приближении импульс экранировки q_0 удовлетворяет неравенству $k_F \ll q_0 \ll 2K_0$, где $K_0 = 4\pi/3\sqrt{3} a_0$ — импульс, требуемый для переброса электрона или дырки из одной долины в другую. Поэтому процессами переброса между различными долинами можно пренебречь.

3) Пренебрежение поправками к матричному элементу кулоновского взаимодействия, которые связаны с треугольным искажением спектра квазичастиц.

Можно показать, что в этих приближениях критическая температура $T_{\tau\tau'}^{ss'}$, при которой нормальное состояние системы становится неустойчивым относительно e - h -спаривания, удовлетворяет следующему уравнению, которое получается из уравнения Бете–Солпитера¹⁾:

$$\ln \frac{T_{\tau\tau'}^{ss'}}{T_0} + \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \times \left\{ \text{Re} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + i \frac{\delta\xi_{s\tau}^e - \delta\xi_{s'\tau'}^h}{4\pi T_{\tau\tau'}^{ss'}} \right) \right] - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) \right\} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\delta\xi_{s\tau}^e$ и $\delta\xi_{s'\tau'}^h$ — поправки к энергии спаривающихся электронов и дырок на уровне Ферми, которые вызваны несовпадением их химических потенциалов или треугольным искажением их спектров, T_0 — температура перехода в состояние с e - h -спариванием с нулевым импульсом куперовских пар [23] и без учета указанных выше поправок, $\Psi(x)$ — логарифмическая производная от гамма-функции.

4. НЕСОВПАДЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

Несовпадение линий Ферми электронов и дырок может быть вызвано различием их концентраций. При этом большую температуру перехода при небольшой разности между химическими потенциалами листов графена $\Delta\mu < \Delta\mu_{c1}$ имеет состояние типа БКШ, в котором полный импульс купе-

¹⁾ При этом дополнительные угловые факторы, которые являются спецификой графена и связаны со спиновой природой огибающих волновых функций электронов графена, включены в определение температуры T_0 .

ровских пар, образованных электронами и дырками, равен нулю, но после достижения критического значения $\Delta\mu_{c1} < \Delta\mu < \Delta\mu_{c2}$ большую температуру имеет состояние типа Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ), в котором импульс куперовских пар отличен от нуля. При $\Delta\mu_{c2} < \Delta\mu$ e - h -спаривание не происходит. Критические значения химических потенциалов $\Delta\mu_{c1}$ и $\Delta\mu_{c2}$ найдены ниже.

1. Фаза типа БКШ. В этом случае поправки к энергии спаривающихся частиц равны:

$$\delta\xi^{e(h)} = \mp \frac{\Delta\mu}{2}.$$

Критическая температура перехода удовлетворяет уравнению, которое является частным случаем уравнения (1):

$$\ln T' + \operatorname{Re} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} - i \frac{\mu'}{2\pi T'} \right) \right] - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) = 0, \quad (2)$$

где $T' = T/T_0$ и $\mu' = \Delta\mu/2T_0$ — безразмерные величины температуры перехода и расстояния между линиями Ферми электронов и дырок. Численное решение этого уравнения приведено на рис. 3. Благодаря симметрии законов дисперсии электронов и дырок в графене температура перехода является четной функцией расстояния между линиями Ферми, и разложение критической температуры по величине μ' начинается с члена второго порядка малости:

$$T' \approx 1 - 0.21\mu'^2.$$

Зависимость температуры перехода имеет необычное возвратное поведение, однако нижняя ветвь решения не реализуется, так как точка, в которой происходит переход с одной ветви решения на другую, является трикритической и система перестраивается в состояние типа ЛОФФ.

2. Фаза типа ЛОФФ. При раздвинутых линиях Ферми более энергетически выгодным становится e - h -спаривание с конечным импульсом. В этом случае поправки к энергии спаривающихся частиц имеют вид

$$\delta\xi^{e(h)} = \pm \frac{v_F q \cos \phi}{2} \mp \frac{\Delta\mu}{2}$$

(q — импульс куперовских пар), а уравнение для критической температуры перехода, получаемое из уравнения (1), приобретает вид

$$\ln T' + \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \left\{ \operatorname{Re} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} - i \frac{\mu' - q' \cos \phi}{2\pi T'} \right) \right] - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) \right\} = 0, \quad (3)$$

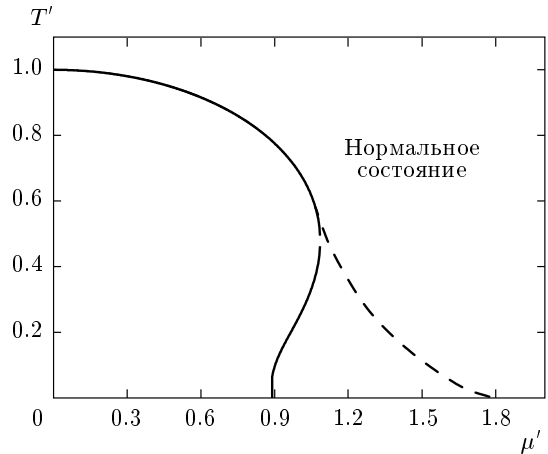


Рис. 3. Зависимость критической температуры перехода $T' = T/T_0$ в когерентные состояния типа БКШ (сплошная линия) и типа ЛОФФ (штриховая) от расстояния $\mu' = \Delta\mu/2T_0$ между линиями Ферми электронов и дырок

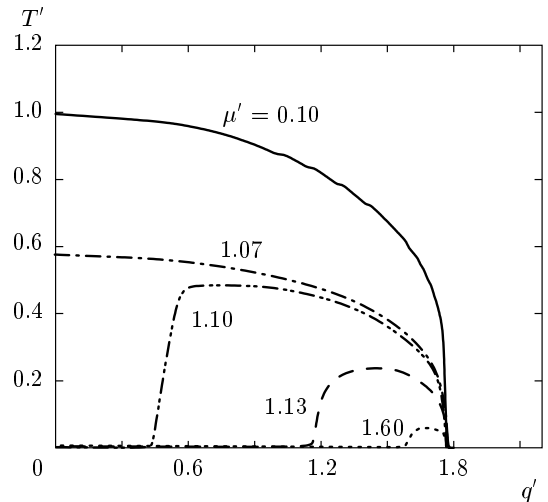


Рис. 4. Зависимости критической температуры перехода $T' = T/T_0$ в когерентное состояние типа ЛОФФ от импульса $q' = qv_F/2T_0$ куперовских пар и расстояния $\mu' = \Delta\mu/2T_0$ между линиями Ферми электронов и дырок. При $\mu'_{c1} > 1.07$ максимум критической температуры достигается при конечном значении импульса куперовских пар

где $q' = qv_F/2T_0$. Зависимость температуры T' фазового перехода от импульса q' куперовских пар при различных расстояниях μ' между линиями Ферми электронов и дырок изображена на рис. 4. Критическое значение импульса куперовских пар, при котором e - h -спаривание разрушается, есть $q_c = 1.76$, и оно не зависит от расстояния между линиями Фер-

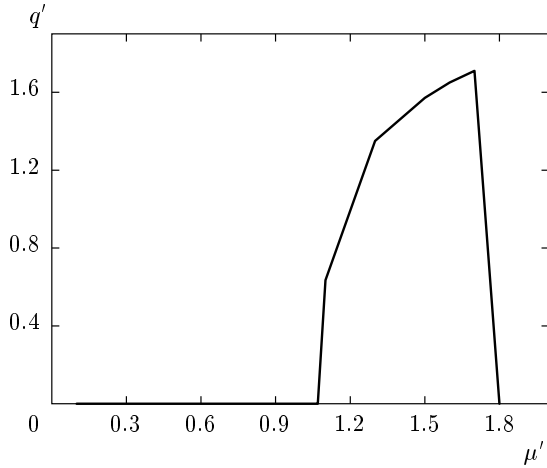


Рис. 5. Зависимость импульса $q' = qv_F/2T_0$ куперовских пар, соответствующего максимальной температуре перехода, от расстояния $\mu' = \Delta\mu/2T_0$ между линиями Ферми электронов и дырок

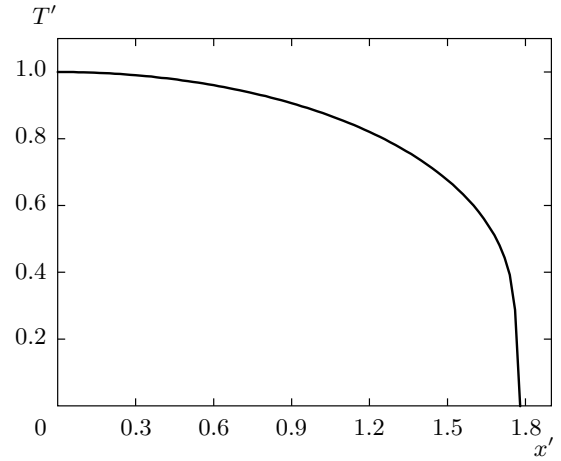


Рис. 6. Зависимость критической температуры $T' = T/T_0$ перехода в когерентное состояние типа БКШ от параметра $x' = (E_F/4T_0)a_0k_F$, характеризующего треугольное искажение спектра квазичастиц

ми. Зависимость температуры перехода T' от расстояния μ' между линиями Ферми изображена на рис. 3, а зависимость от μ' импульса q' , соответствующего температуре перехода, — на рис. 5. Тройная точка, в которой температура фаз одинакова, имеет координаты $\mu'_{c1} = 1.05$ и $T'_{c1} = 0.57$, а критическое значение расстояния между линиями Ферми, при котором когерентное состояние разрушается, есть $\mu'_{c2} = 1.78$.

Благодаря изотропии закона дисперсии квазичастиц, температура перехода зависит только от модуля импульса, но не от его направления.

Несовпадение линий Ферми электронов и дырок, имеющих разные проекции спина, может быть создано при помощи магнитного поля \mathbf{H} , параллельного плоскостям графена, за счет его взаимодействия с магнитными моментами электронов и дырок. При этом спаривание квазичастиц с различными значениями проекции спина будет подавлено, если величина магнитного поля превышает критическое значение $\mu_B H_c \geq \mu'_{c2} T_0$, где μ_B — магнетон Бора. Температура спаривания частиц с одинаковыми значениями проекции спина не зависит от величины магнитного поля.

5. ТРЕУГОЛЬНОЕ ИСКАЖЕНИЕ

При значительных отклонениях импульса квазичастиц от дираковских точек ($k_F a_0 \sim 1$) их закон дисперсии перестает быть линейным и изотропным.

Поправки к энергии квазичастиц на уровне Ферми имеют вид

$$\delta\xi_\tau^{e(h)} = \mp\tau \frac{E_F}{4} k_F a_0 \cos 3\phi.$$

Симметрия между электронами и дырками из одной долины, несмотря на треугольное искажение, не нарушается, и их линии Ферми совпадают. Поэтому температура перехода в когерентное состояние не чувствительна к треугольному искажению спектра квазичастиц. Симметрия законов дисперсии электронов и дырок из различных долин нарушается из-за треугольного искажения, и спаривание электронов и дырок, принадлежащих разным долинам, разрушается при $x' > x'_c$, где

$$x' = \frac{E_F}{4T_0} k_F a_0$$

— безразмерный параметр, который описывает величину искажения спектра квазичастиц. Критическая температура перехода удовлетворяет уравнению, которое является частным случаем уравнения (1):

$$\ln T' + \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} \left\{ \operatorname{Re} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} - i \frac{x' \cos 3\phi}{2\pi T'} \right) \right] - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) \right\} = 0. \quad (4)$$

Численное решение этого уравнения приведено на рис. 6. Критическое значение параметра x'_c , при ко-

тором $e-h$ -спаривание из разных долин разрушается, равно 1.78. Спектр электронов и дырок искажается симметрично, поэтому разложение критической температуры T' по величине x' начинается с члена второго порядка малости:

$$T' = 1 - 0.11x'^2.$$

Численный анализ зависимости критической температуры от импульса куперовских пар при наличии треугольного искажения спектра квазичастиц показал, что критическая температура перехода в состояние типа БКШ выше, чем в состоянии типа ЛОФФ. Треугольное искажение спектров электронов и дырок не приводит к стабилизации состояния типа ЛОФФ.

6. ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В СОСТОЯНИИ ТИПА ЛОФФ

Эффект Джозефсона для спаривания типа ЛОФФ, обусловленный туннелированием электронов и дырок между листами графена, аналогичен эффекту Джозефсона между двумя сверхпроводниками, один из которых находится в состоянии ЛОФФ, а другой — в состоянии БКШ [32]. При температурах ниже температуры перехода поведение системы на больших масштабах может быть описано в рамках теории Гинзбурга–Ландау. В этом разделе мы рассмотрим систему из двух листов графена в параллельном им магнитном поле и изучим влияние этого поля на эффект Джозефсона. Калибровочно-инвариантный функционал Гинзбурга–Ландау для плотности свободной энергии системы и плотность туннельного (джозефсоновского) тока при наличии постоянного магнитного поля имеют вид

$$\begin{aligned} f &= f_{LOFF}(\mathbf{r}) + \sum_{\tau s} 2|t||\Delta_{\tau\tau}^{ss}(\mathbf{r})| \times \\ &\quad \times \cos(\phi_t - \phi_{\tau\tau}^{ss}(\mathbf{r}) + \mathbf{p}_m \cdot \mathbf{r}), \\ j_T &= \sum_{\tau s} \frac{2et}{\hbar} |\Delta_{\tau\tau}^{ss}(\mathbf{r})| \times \\ &\quad \times \sin(\phi_t - \phi_{\tau\tau}^{ss}(\mathbf{r}) + \mathbf{p}_m \cdot \mathbf{r}), \end{aligned} \quad (5)$$

где f_{LOFF} — свободная энергия фазы типа ЛОФФ без учета туннелирования, $t = |t| \exp(i\phi_t)$ — матричный элемент туннельных переходов между листами графена, $\hat{\Delta}(\mathbf{r}) = |\hat{\Delta}(\mathbf{r})| \exp[i\hat{\phi}(\mathbf{r})]$ — параметр порядка системы, который является матрицей в спин-долинном пространстве,

$$\mathbf{p}_m = \left\{ -\frac{ed}{\hbar c} H_y, \frac{ed}{\hbar c} H_x \right\}$$

— связанный с магнитным полем вклад в магнитный импульс (интеграл движения в однородной системе пространственно-разделенных электронов и дырок, заменяющий импульс при наличии магнитного поля), d — расстояние между листами графена. Здесь также учтено, что при туннелировании квазичастиц квантовые числа, соответствующие спину и долине, сохраняются.

Если туннелирование является слабым ($|t| \ll T_0$), то равновесная структура параметра порядка определяется свободной энергией f_{LOFF} в состоянии типа ЛОФФ. В общем случае параметр порядка в состоянии типа ЛОФФ является суперпозицией спариваний с различными импульсами куперовских пар \mathbf{q}_k :

$$\hat{\Delta}(\mathbf{r}) = \sum_k |\hat{\Delta}_k| \exp \left[i\hat{\phi}_k + i\mathbf{q}_k \cdot \mathbf{r} \right].$$

Величина плотности туннельного тока между плоскостями равна

$$\begin{aligned} j_T &= \sum_{\tau s} \sum_k \frac{2et}{\hbar} |(\Delta_{\tau\tau}^{ss})_k| \sin(\phi_t - (\phi_{\tau\tau}^{ss})_k + \\ &\quad + (\mathbf{p}_m - \mathbf{q}_k) \cdot \mathbf{r}). \end{aligned}$$

При изменении магнитного поля величина джозефсоновского тока в системе двух листов графена в состоянии ЛОФФ будет определяться соотношением между величиной \mathbf{p}_m и импульсами куперовских пар:

1) если магнитный импульс \mathbf{p}_m не совпадает ни с одним из импульсов \mathbf{q}_k куперовских пар, то плотность туннельного тока будет осциллировать и полная величина туннельного тока между плоскостями в термодинамическом пределе в силу деструктивной интерференции равна нулю;

2) если \mathbf{p}_m совпадает с одним из векторов \mathbf{q}_k , то плотность туннельного тока не зависит от координат и отлична от нуля:

$$j_T = \sum_{\tau s} 2 \frac{2et}{\hbar} |(\Delta_{\tau\tau}^{ss})_k| \sin(\phi_t - (\phi_{\tau\tau}^{ss})_k).$$

Измерение зависимости величины туннельного тока между плоскостями графена от величины и направления параллельного магнитного поля позволяет определить импульсы куперовских пар, суперпозицией которых является параметр порядка в состоянии типа ЛОФФ. Таким образом можно непосредственно изучить пространственную структуру параметра порядка и идентифицировать фазу типа ЛОФФ.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели влияние несовпадения линий Ферми квазичастиц на e - h -спаривание в системе из двух листов графена и получили, что структура когерентного состояния зависит от дисбаланса концентраций электронов и дырок, которыми можно управлять при помощи внешних электродов. При этом температура перехода в когерентное состояние крайне чувствительна к дисбалансу концентраций электронов и дырок. При разности химических потенциалов квазичастиц $\Delta\mu < 2.10T_0$ реализуется состояние типа БКШ с нулевым импульсом куперовских пар. При расстоянии между линиями Ферми в интервале $2.10T_0 < \Delta\mu \leq 3.56T_0$ температура e - h -спаривания с конечным импульсом куперовских становится выше, чем температура спаривания с импульсом, равным нулю, т. е. реализуется состояние типа ЛОФФ. При $3.56T_0 < \Delta\mu$ e - h -спаривание исчезает. Приложение магнитного поля, величина которого превышает значение $\mu_B H_c \geq 1.76T_0$, приводит к подавлению спаривания квазичастиц с различной проекцией спина.

Температура фазового перехода не чувствительна к треугольному искажению спектра квазичастиц, но при $k_F a_0 > 7.12T_0/E_F$ e - h -спаривание электронов и дырок из разных долин подавляется. Треугольное искажение не приводит к стабилизации состояния типа ЛОФФ.

Носители заряда из долин $\tau = 1$ и $\tau = -1$ имеют импульсы $\{K_0, 0\}$ и $\{-K_0, 0\}$ относительно центра зоны Бриллюэна, где $K_0 = 4\pi/3\sqrt{3}a_0$. Поэтому полный импульс куперовской пары, образованной квазичастицами из разных долин, равен нулю. При спаривании электронов и дырок из одной долины полный импульс пары будет равен $2K_0$, поэтому параметр порядка системы будет быстро осциллировать с периодом $(3\sqrt{3}/4)a_0$.

Исследование куперовской неустойчивости позволяет определить температуру перехода в когерентное состояние, в котором импульс куперовских пар \mathbf{p} отличен от нуля. Такому состоянию соответствует параметр порядка $\hat{\Delta}(r) = \hat{\Delta}_0 \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})$ (состояние Фулде–Феррелла [27]). В действительности, неоднородное состояние может быть также суперпозицией спариваний с противоположными импульсами, $\hat{\Delta}(r) = \hat{\Delta}_0 \sin(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})$ (состояние Ларкина–Овчинникова [28]) или еще более сложной комбинаций спариваний, например,

$$\hat{\Delta}(r) = \sum_k \hat{\Delta}_k \exp(i\mathbf{q}_k \cdot \mathbf{r}).$$

Чтобы определить, какое из этих состояний имеет наименьшую свободную энергию, нужно рассматривать систему при температуре ниже температуры перехода в когерентное состояние и вычислять свободную энергию описанных фаз [33, 34].

Образование состояния типа ЛОФФ приводит к интересным аномалиям (см. также работу [35] и цитируемую в ней литературу), которые отсутствуют в состоянии типа БКШ. В состоянии Фулде–Феррелла модуль параметра порядка не зависит от координат, и по листам графена текут противоположно направленные сверхтекучие токи, которые можно непосредственно измерить. Если состояние представляет собой суперпозицию спариваний с противоположными импульсами (состояние Ларкина–Овчинникова), то в этом состоянии параметр порядка зависит от координат и представляет собой структуру чередующихся доменов нормальной фазы и доменов со спариванием. В этом состоянии, а также в состоянии, которое является более сложной комбинацией спариваний с различными импульсами, электропроводность и теплопроводность листов графена будет в основном определяться квазичастицами из нормальных областей. Поэтому зависимость этих величин от направления будет сильно анизотропной. Также наличие фазы типа ЛОФФ можно идентифицировать на фазовой диаграмме по исследованию термодинамики системы, например по измерению зависимости теплоемкости системы от температуры и от дисбаланса концентраций электронов и дырок. При этом переход между состоянием типа ЛОФФ и нормальным состоянием является переходом первого рода, а переход между состояниями типа ЛОФФ и состоянием типа БКШ — переходом второго рода.

Указанные выше экспериментальные методы полезны для изучения фазовых переходов и фазовой диаграммы системы, но они не позволяют непосредственно определить пространственную структуру параметра порядка системы в состоянии типа ЛОФФ. В этой работе мы предлагаем простой метод экспериментального исследования пространственной структуры параметра порядка в этом состоянии для бислоя графена, основанный на эффекте Джозефсона. Исследуя зависимость величины туннельного тока между листами графена от величины и направления магнитного поля, можно определить все гармоники, суперпозицией которых является параметр порядка в этом состоянии, и, таким образом, восстановить пространственную структуру параметра порядка в состоянии типа ЛОФФ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-92607-КО_а) и программы Президиума РАН. Один из авторов (Д. К. Е.) был поддержан грантом Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-5288.2011.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 26 (1975).
2. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
3. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, Sol. St. Comm. **19**, 391 (1976).
4. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, ФТТ **6**, 2791 (1964).
5. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, Sol. St. Comm. **21**, 211 (1976).
6. Ю. Е. Лозовик, О. В. Берман ЖЭТФ **64**, 256 (1996).
7. Yu. E. Lozovik and A. V. Poushnov, Phys. Lett. A **228**, 399 (1997).
8. M. Fogler and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **86**, 183 (2001).
9. A. I. Bezyglyj and S. I. Shevchenko, Low. Temp. Phys. **30**, 208 (2004).
10. G. Vignale and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **76**, 2786 (1996).
11. A. F. Croxall, K. Das Gupta, C. A. Nicoll et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 245801 (2008).
12. C. P. Morath, J. A. Seamons, J. L. Reno et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 026804 (2008).
13. J. P. Eisenstein and A. H. MacDonald, Nature **432**, 691 (2004).
14. Ю. Е. Лозовик, УФН **179**, 309 (2009).
15. В. Б. Тимофеев, УФН **175**, 315 (2005).
16. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 156 (2009).
17. A. T. Hammack, L. V. Butov, J. Wilkes et al., Phys. Rev. B **80**, 155331 (2009).
18. Z. Voroz, R. Balili, D. W. Snoke et al., Phys. Rev. B **94**, 226401 (2005).
19. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., Science **306**, 666 (2004).
20. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al., Nature **438**, 197 (2005).
21. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. P. Peres et al., Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
22. Ю. Е. Лозовик, С. П. Меркулова, А. А. Соколик, УФН **178**, 757 (2008).
23. Ю. Е. Лозовик, А. А. Соколик, Письма в ЖЭТФ **87**, 61 (2007).
24. Д. К. Ефимкин, В. А. Кульбачинский, Ю. Е. Лозовик, Письма в ЖЭТФ **93**, 238 (2011).
25. M. Yu. Kharitonov and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **78**, 241401(R) (2008).
26. H. Min, R. Bistritzer, J. J. Su et al., Phys. Rev. B **78**, 121401(R) (2008).
27. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
28. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
29. P. Pieri, D. Neilson, and G. C. Strinati, Phys. Rev. B **75**, 113301 (2007).
30. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
31. D. Pines and P. Nozieres, *The Theory of Quantum Liquids*, Vol. I, Benjamin, New York (1966).
32. Kun Yang and D. F. Agterberg, Phys. Rev. Lett. **84**, 4970 (2000).
33. A. I. Buzdin and H. Kachkachi, Phys. Rev. A **225**, 341 (1997).
34. Shimahara, J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 736 (1998).
35. Y. Matsuda and H. Shimahara, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 051005 (2007).