Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 6, с. 517 – 526

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 08-02-01093а

Квантовые когерентные эффекты в слоистых наноструктурах

Ю. И. Латышев, А. П. Орлов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2011 г.

Исследован магнитотранспорт в структурах на основе $NbSe_3$, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ и графита. На $NbSe_3$ с помощью межслоевой туннельной спектроскопии обнаружен и исследован эффект стимуляции щели волны зарядовой плотности (ВЗП) сильным магнитным полем. Показан его орбитальный характер и изучено влияние на него зеемановского расщепления основного состояния ВЗП. Найдена вторая гармоника щелевой особенности ВЗП на туннельных спектрах, связанная с каскадной релаксацией квазичастиц с избыточной энергией 2Δ. На мезах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ исследованы эффекты, обусловленные взаимодействием джозефсоновских вихрей и абрикосовских вихревых нитей. Исследования магнетосопротивления на образцах тонкого графита с наноотверстиями определили значительный вклад в магнитотранспорт дираковских фермионов, а также позволили получить экспериментальное подтверждение существования краевых состояний вокруг наноотверстий.

1. Введение. Работа посвящена исследованию когерентных эффектов в материалах с пониженной размерностью с использованием различных наноструктур. Изучены три класса слоистых материалов: высокотемпературные сверхпроводники ($Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$), материалы с ВЗП ($NbSe_3$), графит. Наиболее общие для всех материалов исследования были связаны с межслоевой туннельной спектроскопией на структурах типа мезы, в которых транспорт осуществлялся поперек слоев в области малых латеральных размеров. Кроме того, изучались структуры, содержащие наноотверстия (колоннообразные дефекты), в том числе образцы графита нанометровой толщины, толщина которых варьировалась от нескольких десятков до нескольких единиц графеновых слоев. Мы рассмотрим эксперименты по межслоевой туннельной спектроскопии состояния с ВЗП в $NbSe_3$, некоторые новые эффекты, обусловленные джозефсоновским межслоевым взаимодействием в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$, квантовые интерференционные эффекты, обусловленные вкладом дираковских фермионов в тонких монокристаллах графита.

2. Межслоевая туннельная спектроскопия $NbSe_3$. Ранее с помощью межслоевой туннельной спектроскопии нами была исследована температурная зависимость энергетической щели ВЗП в $NbSe_3$ и o-TaS_3 [1, 2], изучено взаимодействие двух ВЗП, сосуществующих в $NbSe_3$ при низких температурах [3], а также обнаружены внутрищелевые состояния в $NbSe_3$ [4, 5]. В недавних экспериментах, рассмотренных ниже, спектроскопия энергетической щели ВЗП в $NbSe_3$ была распространена на измерения в сильных магнитных полях [6] в температурной области флуктуаций ВЗП выше температуры пайерлсовского перехода [7], а также исследованы особенности туннельных спектров в области энергий удвоенной энергетической щели.

2.1. *Спектроскопия щели ВЗП в $NbSe_3$ в сильных магнитных полях.* Идея о том, что магнитное поле может подавлять “карманы” поверхности Ферми, на которых локализованы несконденсированные в ВЗП носители, была впервые высказана Балсейро и Фаликовым [8] более 20 лет назад при объяснении экспериментов по аномально большому магнетосопротивлению в $NbSe_3$ при низких температурах [9]. Горьковым и Лебедем был предложен механизм этого явления [10], заключающийся в том, что магнитное поле подавляет движение несконденсированных носителей поперек волнового вектора ВЗП, делая его ближе к одномерному. В работе Занчи, Белиша и Монтамбо [11] была рассчитана зависимость температуры пайерлсовского перехода от величины магнитного поля. При небольших значениях параметра несовершенства нестинга зависимость имела первоначальный рост, максимум и затем спад, т.е. теория [11] предсказывала возможность индуцирования со-

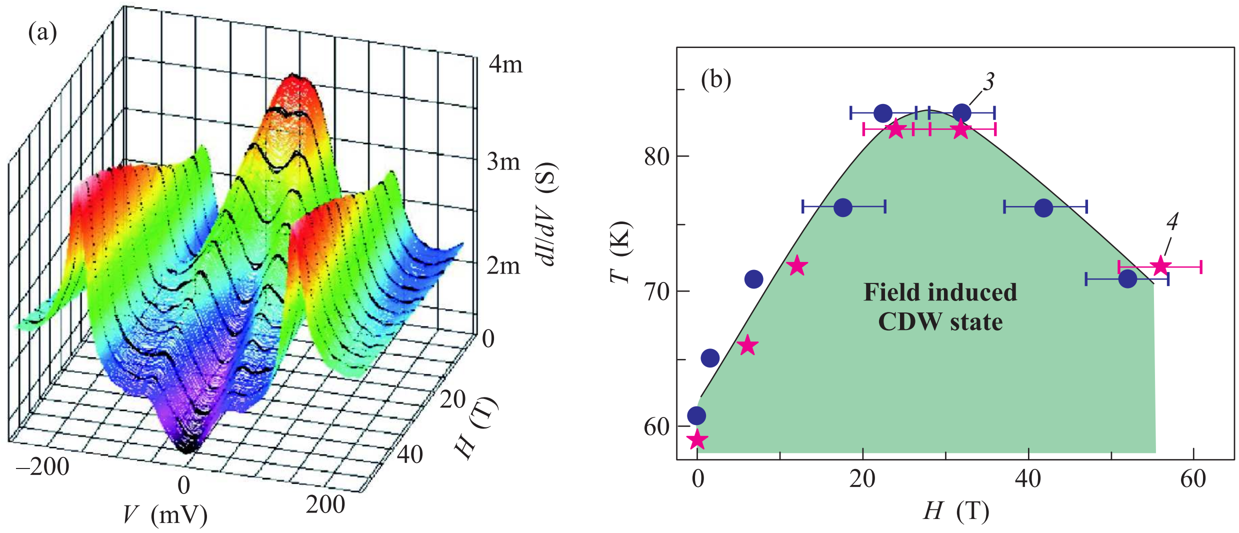

Рис. 1. Трехмерная диаграмма туннельных спектров мезы на $NbSe_3$ при различных значениях магнитного поля ($\mathbf{H}\|\mathbf{a}^*$) при $T = 65$ K. (a) – H–T-фазовая диаграмма состояния ВЗП, индуцированного магнитным полем (b)

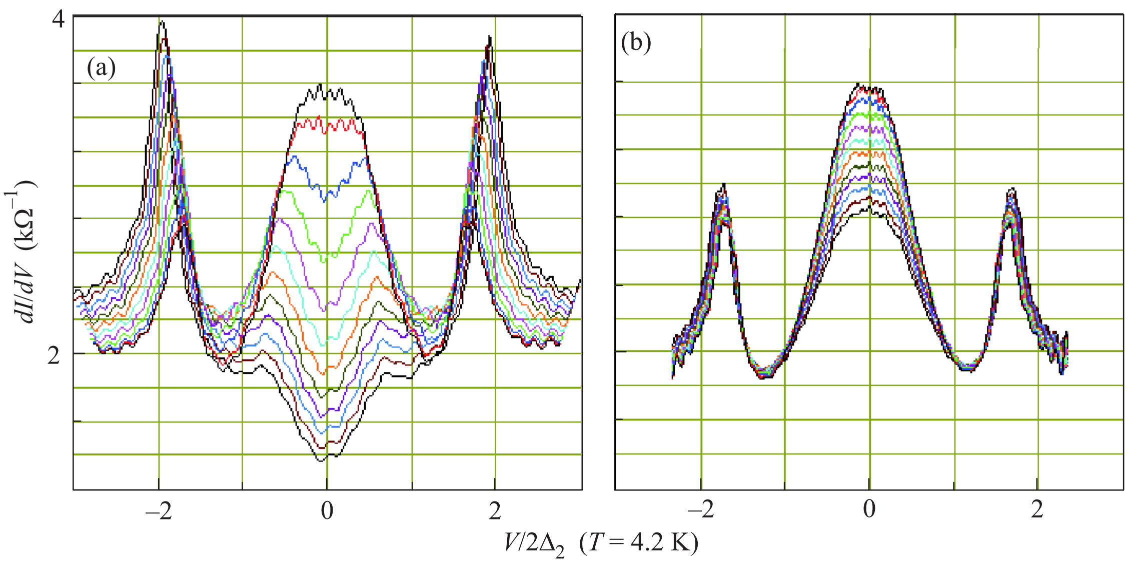

Рис. 2. Зависимость туннельных спектров от магнитного поля поперечной (a) и параллельной (b) слоям ориентации. Значения поля сверху вниз [Тл]: 0, 4.9, 9.8, 14.7, 19.7, 24.4, 29.3, 34.4, 39.1, 44, 48.9, 53.7

стояния с ВЗП магнитным полем выше температуры пайерлсовского перехода T_p. Масштаб полей проявления эффекта составлял $H \approx kT_p/\mu_B$, где μ_B – магнетон Бора. Для $NbSe_3$ с $T_p = 59$ K это составляет величину порядка 60 Тл. Нами была предпринята попытка исследования этого эффекта на мезах $NbSe_3$ с помощью межслоевой туннельной спектроскопии в импульсных магнитных полях [6].

Эксперименты проводились в Национальной лаборатории импульсных магнитных полей (Тулуза, Франция). Магнитное поле в них достигло 55 Тл, длительность импульса составляла 300 мс. Разработанная нами система быстрого сбора данных на частоте 5 МГц обеспечивала возможность за время одного импульса снимать более тысячи спектров. Эффект индуцирования состояния с ВЗП выше T_p магнитным полем действительно был обнаружен. На рис. 1a показана серия туннельных спектров, измеренных при фиксированной температуре, на 5 K превышающей T_{p2}. При нулевом магнитном поле видны щелевые особенности высокотемпературной ВЗП при $V = 140$ мВ, а щелевые особенности низкотемпературной ВЗП при $T > T_{p2}$ сливаются, образуя широкий максимум при нулевом смещении. Из рисунка видно, как с ростом поля при $H \geq 3$ Тл появляются щелевые особенности, свидетельствующие

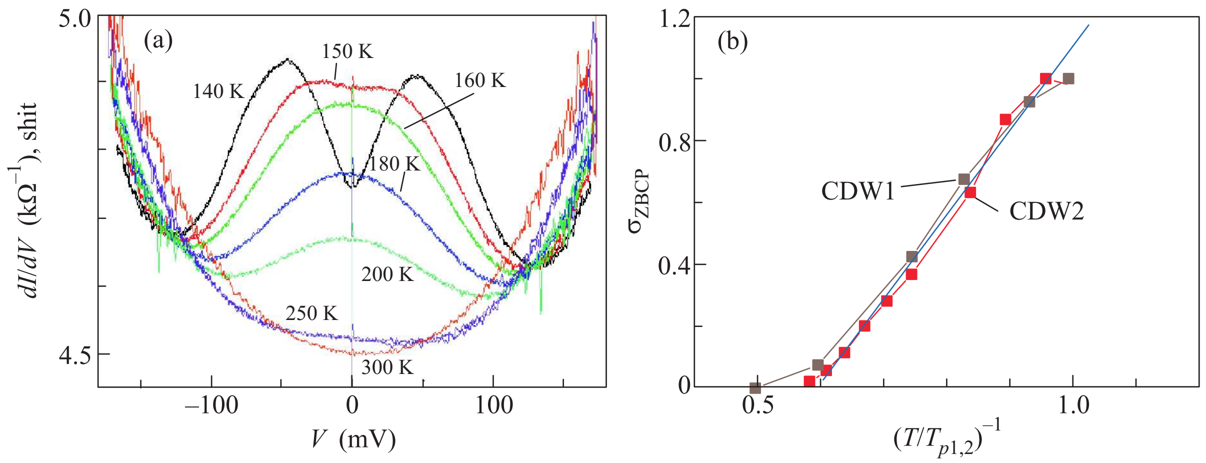

Рис. 3. Межслоевые туннельные спектры $NbSe_3$ в области температур 140–300 К (a). Температурная зависимость величины проводимости при нулевом смещении σ_{ZBCP}, нормированной на ее значение при $T = T_p$ (b)

о возникновении под действием поля энергетической щели ВЗП. Амплитуда щелевой особенности высокотемпературной ВЗП увеличивается с ростом поля. Из подобных измерений при разных температурах можно восстановить фазовую диаграмму состояния ВЗП, индуцированного полем. Она представлена на рис. 1b областью зеленого цвета (on-line версия). Граница этой области представляет собой зависимость $T_p(H)$. Она имеет немонотонный характер, аналогичный предсказанному теоретически, с максимумом при $H \approx 30$ Тл. В области максимума достигается увеличение T_p на 30%. Поскольку этот эффект связан с движением несконденсированных носителей в плоскости слоев, он должен носить орбитальный характер. Действительно, сравнительные измерения в перпендикулярном и параллельном полях (рис. 2) показали наличие эффекта только при поперечной ориентации поля. Наличие максимума $T_p(H)$ связывается с конкуренцией влияния орбитального эффекта и эффекта Паули на энергетическую щель ВЗП. При образовании ВЗП спариваются электроны и дырки с суммарным импульсом $2p_F$ с параллельными или антипараллельными спинами. В нулевом поле состояние с ВЗП вырождено относительно ориентации спинов. С ростом магнитного поля подзона со спинами, ориентированными по полю, движется по энергии вверх, что соответствует увеличению k_F для этой подзоны, тогда как подзона со спинами антипараллельной ориентации движется вниз и соответствующее ей значение k_F уменьшается. Это приводит к разрушению исходного состояния ВЗП с волновым вектором $2k_F$ и, соответственно, к подавлению T_p в достаточно сильных полях. Из наших экспериментов следует, что эффект зеемановского расщепления начинает доминировать в полях, больших 30 Тл, соответствующих условию $2\mu_B H > 60$ К. Температура 60 К соответствует энергии фазового упорядочения ВЗП поперек цепочек kT_p. Таким образом, эффект стимуляции ВЗП полем начинает подавляться при условии $2\mu_B H > kT_p$, или $H > kT_p/(2\mu_B H)$, что очень близко к численному расчету [11].

Таким образом, нами обнаружен эффект стимуляции энергетической щели ВЗП выше температуры нижнего пайерлсовского перехода, показан орбитальный характер этого эффекта. Из измерений определена зависимость температуры пайерлсовского перехода от магнитного поля. Показано, что эффект ограничивается зеемановским расщеплением основного состояния.

2.2. *Спектроскопия пайерлсовского состояния выше температуры перехода.* Как уже отмечалось, выше T_p щелевые особенности плотности состояний сливаются, образуя широкий максимум. Этот максимум определяет избыточную плотность состояний на уровне Ферми в флуктуационной области. Мы изучили температурную эволюцию этого максимума выше T_{p1} (рис. 3a). Оказалось, что он наблюдается до очень высоких температур (~ 250 К), вдвое превышающих T_1 [7]. Этот результат согласуется с данными по рентгеновской дифракции [12], согласно которым флуктуации ВЗП в $NbSe_3$ наблюдались при температурах на 150 К выше T_{p1}. Подобный флуктуационный пик наблюдается также выше температуры низкотемпературного пайерлсовского перехода. Было показано, что высота пика, нормированная на его величину при T_p, σ_{ZBCP}, является универсальной функцией приведенной температуры, T/T_p. Для обо-

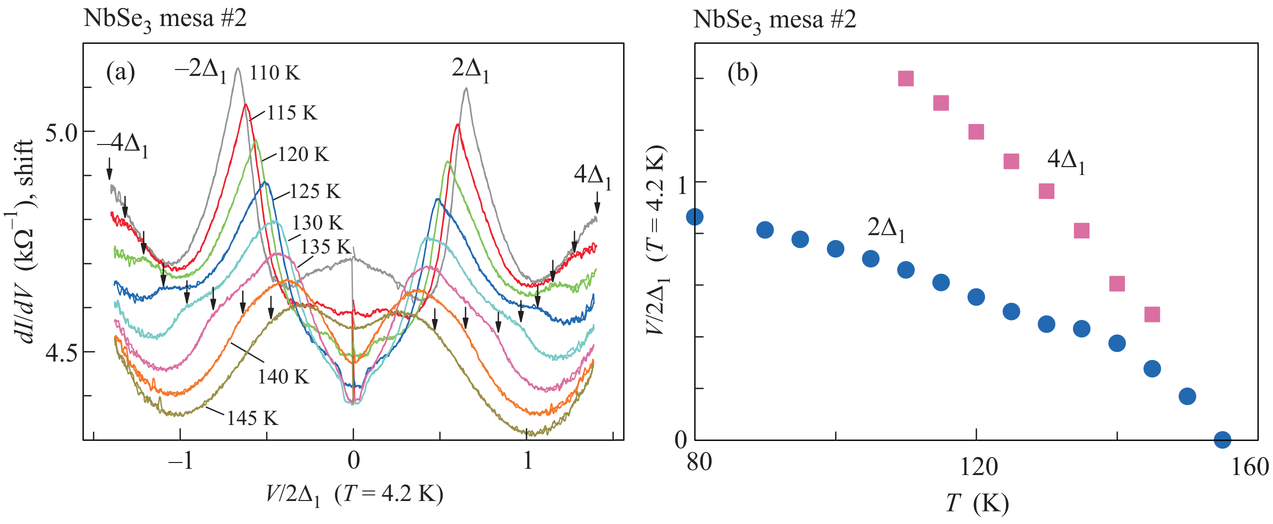

Рис. 4. Межслоевые туннельные спектры в области температур 110–145 K (a). Стрелками показана особенность при напряжениях смещения $V = 4\Delta/e$. Температурные зависимости щелевого пика при $V = 2\Delta/e$ и особенности при $V = 4\Delta/e$ (b)

их ВЗП $\sigma_{\mathrm{ZBCP}} \propto (T/T_P)^{-1}$ (рис. 3b), что указывает на универсальность поведения плотности состояний в флуктуационной области.

2.3. *Вторая гармоника щелевой особенности в* $\mathrm{NbSe_3}$. Детальное изучение межслоевых туннельных спектров в высокотемпературном сверхпроводнике $\mathrm{Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}}$ обнаружило, помимо основной щелевой особенности при смещении $V = 2\Delta/e$, также слабые гармонические особенности при смещениях $V = n \cdot 2\Delta/e$ при $n = 1, 2, 3, \ldots$ [13]. Эффект объяснялся тем, что при смещениях на переходе $V > 2\Delta$ квазичастице с избыточной энергией легче протуннелировать, отдав эту энергию фонону (или фотону), из-за большой плотности пустых состояний вблизи края щели. Поскольку в системе много фононов с энергией 2Δ вследствие рекомбинационных процессов, вероятность туннелирования повышается для квазичастиц с избыточной энергией 2Δ. При избыточной энергии квазичастицы 4Δ возможны аналогичные двухфотонные процессы и т.д.

Подобные процессы можно было ожидать и при туннелировании в системе с ВЗП со щелью в спектре возбуждений и с расходимостью плотности состояний вблизи края щели. Нами были детально исследованы спектры межслоевого туннелирования в $\mathrm{NbSe_3}$ вблизи верхнего пайерсовского перехода, и такие особенности действительно были обнаружены (рис. 4).

3. Когерентные эффекты в слоистых ВТСП материалах. Специфика слоистых ВТСП-материалов определяется наличием в них двумерных сверхпроводящих слоев, разделенных изолирующими слоями и связанных джозефсоновским взаимодействием. Такую среду можно рассматривать как последовательность межслоевых джозефсоновских переходов, поведение которой также в значительной мере определяется двумерным характером сверхпроводимости в слоях. В магнитном поле, поперечном слоям, возникают вихревые нити плоских (2D) абрикосовских вихрей, которые структурируются в нить на разных слоях благодаря магнитному и джозефсоновскому взаимодействию [14]. Слабость этих взаимодействий обусловливает "мягкость" абрикосовской вихревой нити в слоистых ВТСП-материалах. В параллельном поле в такой системе возникают джозефсоновские вихри, центры которых находятся в изолирующих слоях [15]. Поскольку перемещение такого вихря не требует разрушения сверхпроводимости в области кора, как это имеет место в случае абрикосовских вихрей, джозефсоновские вихри могут перемещаться очень быстро. Это обусловливает интерес к ним, связанный с применениями в "быстрой" электронике. Ниже мы рассмотрим два эффекта, обусловленных взаимодействием этих разных типов вихрей в слоистых ВТСП-материалах.

3.1. *Проверка механизма взаимодействия абрикосовских вихревых нитей и джозефсоновских вихрей с помощью колоннообразных дефектов.* Вихри одного типа, абрикосовские или джозефсоновские, испытывают отталкивающее взаимодействие. В противоположность этому абрикосовские вихревые нити притягиваются к джозефсоновским вихрям, стремясь пересечься с ними [16]. Это обстоятельство было использовано для визуализации джозефсоновских вихрей абрикосовскими вихревыми нитями [17]. Теоретически было показано, что в точке пересечения абрикосовские вихревые нити локально поляризованы сверхпроводящими токами, циркулирующими вокруг джозефсоновского вихря (рис. 5a) [18]. Эта поляризация может рассматриваться как мера взаимодействия притяжения вихрей. Характерный размер длины локальной поляризации в плоскости слоев составляет величину порядка λ_{ab} [16, 18]. Нами была предложена и реализована экспериментальная проверка этого механизма с помощью введения колоннообразных дефектов в направлении оси c [19]. Колоннообразный дефект в первом приближении можно рассматривать как полый цилиндр с диаметром D, примерно в 30 раз меньшим λ_{ab} и всего в 2–3 раза большим размера кора вихря ξ. Поэтому колоннообразный дефект является эффективным центром пиннинга абрикосовской вихревой нити. В колоннообразном дефекте сильно ограничена ее поляризация (рис. 5b) и, соответственно, должно быть сильно подавлено взаимодействие абрикосовской вихревой нити и джозефсоновского вихря. В эксперименте это взаимодействие изучалось в режиме скольжения решетки джозефсоновских вихрей на структурах типа мезы. В режиме заданного тока напряжение на мезе V_{Jff} пропорционально скорости движения решетки джозефсоновских вихрей. Появление в системе абрикосовских вихревых нитей, взаимодействующих с джозефсоновскими вихрями, резко уменьшает скорость решетки джозефсоновских вихрей, что приводит к падению напряжения. На рис. 6 показана зависимость напряжения V_{Jff} (или сопротивления R_{Jff} при заданном токе) от угла отклонения от параллельной ориентации поля, пропорционального поперечной компоненте поля при малых углах. Синие точки (on-line версия) соответствуют образцу без колоннообразных дефектов. Резкий спад происходит при углах,

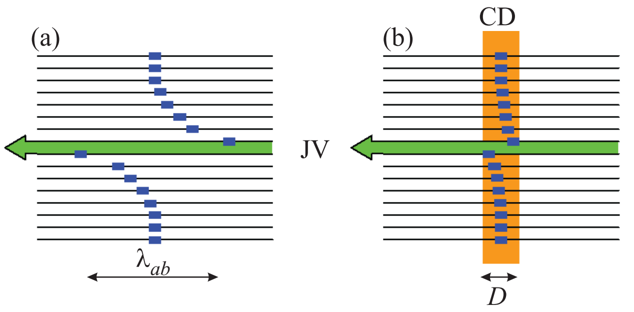

Рис. 5. Схематическое изображение абрикосовской вихревой нити и джозефсоновского вихря (JV) в точке их пересечения (a). То же в условиях пиннинга абрикосовской вихревой нити на колоннообразном дефекте (CD) (b)

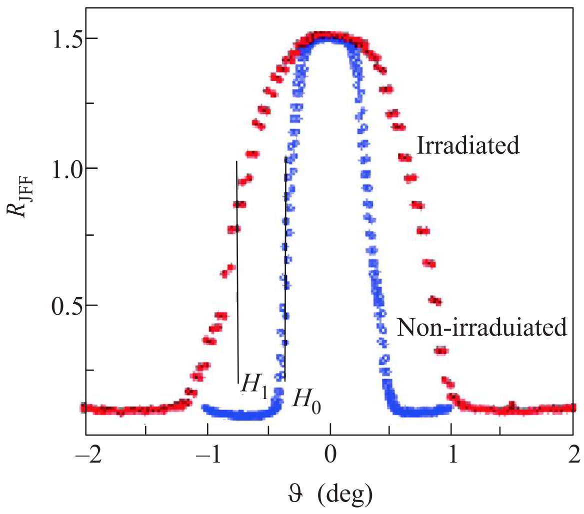

Рис. 6. Угловая зависимость сопротивления в режиме движения решетки джозефсоновских вихрей в мезе Bi-2212 до (синие символы (on-line версия)) и после (красные символы (on-line версия)) введения колоннообразных дефектов. Нулевому углу соответствует магнитное поле, ориентированное параллельно оси a, $H_{\parallel} = 1$ Тл. Поперечная компонента поля составляет $H_{\parallel} \sin\vartheta$. Вертикальные линии отвечают наиболее резкому спаду соответствующих угловых зависимостей $R_{\mathrm{JFF}}(\vartheta)$; $I = 60$ мкА, $T = 45$ К. Концентрация колоннообразных дефектов $c = 3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$

соответствующих полям $\mathrm{H_{c1}}$ вхождения абрикосовских вихревых нитей, отмеченных на рис. 6, как поле H_0. Красные точки (on-line версия) соответствуют образцу после введения колоннообразных дефектов. Концентрация дефектов c составляла $3 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ и соответствовала эквивалентному полю $H_e = 62$ Э ($H_e = c\Phi_0$). Как видно, введение дефектов само по себе практически не влияет на скорость движения решетки джозефсоновских вихрей, поскольку сопротивление при нулевом угле (чисто параллельной ориентации поля) меняется очень незначительно. Наиболее важный результат состоит в том, что при введении колоннообразных дефектов спад зависимости $R_{\mathrm{Jff}}(\vartheta)$ происходит при углах, соответствующих таким полям, при которых все колоннообразные дефекты оказываются заполненными вихревыми нитями, $H_1 = H_0 + H_e$. Это означает, что в полях $H_0 < H < H_1$, когда с ростом поля происходит заполнение колоннообразных дефектов абрикосовскими вихревыми нитями, они незначительно тормозят решетку джозефсоновских вихрей, поскольку их поляризуемость сильно подавлена границами колоннообразного дефекта. В полях H_1 все колоннообразные дефекты заполнены. Поэтому при дальнейшем росте поля абрикосовские вихревые нити начинают образовываться между колоннообразными дефектами. Здесь их поляризация не ограничена дефектами, что приводит к сильному взаимодействию с джозефсоновскими вихрями, вызывающему торможение решетки и резкое падение сопротивления. Рассмотренные эксперименты наглядно показали, что взаимодействие джозефсоновского вихря с абрикосовской вихревой нитью определяется ее поляризацией [19].

3.2. *Когерентный высокочастотный отклик межслоевых джозефсоновских переходов в слабых поперечных полях.* Нами также изучалось взаимодействие двух типов вихрей в условиях высокочастотной субтерагерцовой накачки. В эксперименте исследовался отклик вольт- амперных характеристик структур типа мезы на высокочастотное поле в присутствии поперечного магнитного поля. Показано, что присутствие магнитного поля вызывает когерентный отклик типа ступеней Шапиро на ВАХ мез [20] (рис. 7). Отклик имеет коллективный характер, поскольку положению каждой ступени Шапиро соответствует синхронизация всех 100 элементарных переходов мезы. С ростом мощности излучения растет число гармоник основной ступени Шапиро. При этом в отличие от отклика обычного джозефсоновского перехода [21], когда амплитуда гармонической ступени падает с ее номером, здесь максимальной оказывается амплитуда последней наблюдаемой ступени при заданной мощности излучения. Ее положение по V пропорциональном квадратному корню из мощности падающего излучения.

Качественное объяснение наблюдаемого когерентного отклика заключается в том, что поперечное магнитное поле создает благодаря возникновению решетки абрикосовских вихревых линий периодический потенциал для движения джозефсоновских вихрей под действием постоянного и высокочастотного токов [20]. При этом максимальная частота отклика определяется количеством ям, пройденных джозефсоновским вихрем за период изменения высокочастотного поля. Она задается амплитудой высокочастотного тока, т.е. пропорциональна корню из мощности излучения. Ступени Шапиро при меньших частотах определяются числом периодов, на которые вихрь смещается за период высокочастотного тока в наклонном периодическом потенциале. Джозефсоновские вихри создаются в системе слабым параллельным полем, а также появляются в результате перепутывания абрикосовских вихревых нитей в магнитных полях, близких к условиям плавления вихревой решетки.

Синхронизация элементарных переходов происходит из-за того, что абрикосовские вихревые нити, пронизывая все элементарные переходы, создают единый периодический потенциал для всех переходов.

3.3. *Возможные практические применения.* Нами было предложено использовать наблюдаемый эффект для создания конверторов частоты на основе слоистой структуры с элементарными джозефсоновскими переходами [22]. Коэффициент умножения частоты определяется числом потенциальных ям периодической решетки абрикосовских вихрей, которые проходит джозефсоновский вихрь за период изменения высокочастотного поля. В эксперименте были исследованы мезы с латеральными размерами 2×2 мкм^2, содержащие около ста элементарных переходов. Подложка с мезой помещалась на поверхность небольшого постоянного магнита, создававшего магнитное поле 0.1–0.2 Тл поперек слоев. Частота внешней накачки составляла 100 ГГц. При мощности накачки порядка 10 мВт положение граничной ступени Шапиро достигало напряжения 100 мВ (рис. 6), соответствующего частоте 1 ТГц, в десять раз большего частоты накачки. Оценка коэффициента преобразования по мощности в этом случае дает величину 10^{-4}–10^{-3}. Для повышения эффективности преобразования могут быть использованы периодические массивы мез, а также мезы с большим числом элементарных переходов. В ходе исследований было показано, что поперечным магнитным полем можно синхронизовать по крайней мере 2500 элементарных переходов [23] (рис. 8). Соответствующая ступенька Шапиро при накачке излучением с частотой 113 ГГц находилась при напряжении ≈ 0.6 В. Эти эксперименты указывают на возможность создания стандарта вольта на основе структур с внутренним эффектом Джозефсона.

4. Когерентные эффекты в графите. Открытие графена и существования в нем безмассовых носителей (дираковских фермионов), возобновило интерес к графиту, и особенно к нанотонкому графиту, содержащему от нескольких десятков до нескольких единиц графеновых слоев. Исследования монокристаллов тонкого графита с помощью STM, магнитопоглощения и рамановской спектроскопии показали, что поверхностный слой естественного графита в ряде случаев представляет собой графен на графитовой подложке. В подобной системе рассеяние дираковских фермионов существенно меньше, чем даже в подвешенном графене [24]. В работе впервые исследованы перфорированные нанотонкие кристаллы графита, в которых поверхностный транспорт слабо шунтируется объемом образца [25].

4.1. *Эффект Ааронова–Бома на колоннообразных дефектах в ультратонком графите и графене.* Образ-

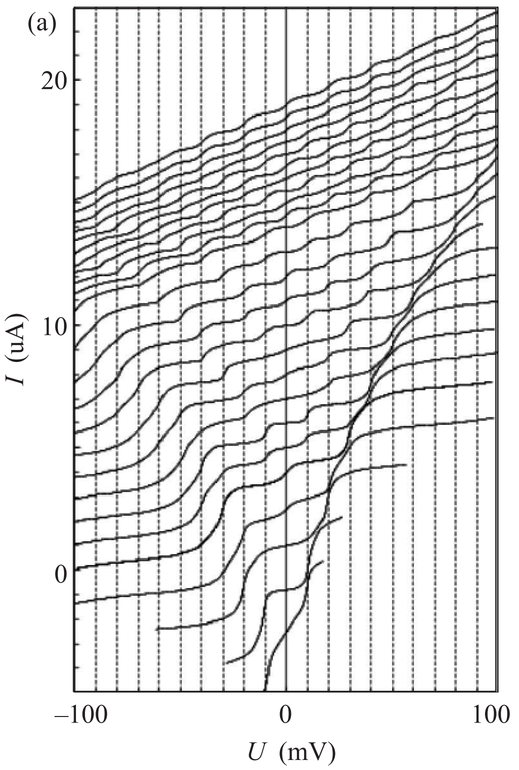

Рис. 7. Семейство ВАХ (a) и соответствующие дифференциальные характеристики (b) для мощности внешнего излучения с частотой 100 ГГц (снизу вверх): -3.03; -1.15; 0.55; 2.23; 3.35; 4.41; 5.46; 6.36; 7.27; 8.17; 8.90; 9.63; 10.36; 10.93; 11.50; 12.07; 12.64; 12.88; 13.12; 13.44; 13.83; 14.23; 14.63; 15.03 dBm. Кривые смещены по вертикали, $T = 5$ К

цы толщиной от 50 до 1 нм (биграфен) получались отслоением от монокристаллов естественного графита с помощью адгезионной ленты с последующим растворением клеевой основы ленты в ацетоне и переносом образца на подложку. Затем проводилось утоньшение образца в мягкой плазме пучково-плазменного реактора до атомных толщин [26]. Наноотверстия (антидоты, АД), ориентированные вдоль оси c, получались в образцах либо путем облучения тяжелыми ионами Xe с энергией 90 МэВ (диаметр АД 24 нм) [25], либо с помощью фокусированных ионных пучков (диаметр 35 нм). Наличие антидотов в образцах обоих типов вызывало появление периодических по полю ($H||c$) осцилляций магнетосопротивления с периодом по потоку, соответствующим кванту потока hc/e на площадь АД (рис. 9a). Осцилляции особенно хорошо видны в ультраквантовом пределе в полях, больших 10 Тл, где заканчиваются осцилляции Шубникова–де Гааза, и проявляются до очень высоких температур (≈ 50 К).

Период осцилляций соответствует интерференции дираковских фермионов при условии, что основной вклад дают орбиты, расположенные вблизи края АД. Он не зависит от толщины образца вплоть до 1 нм [27]

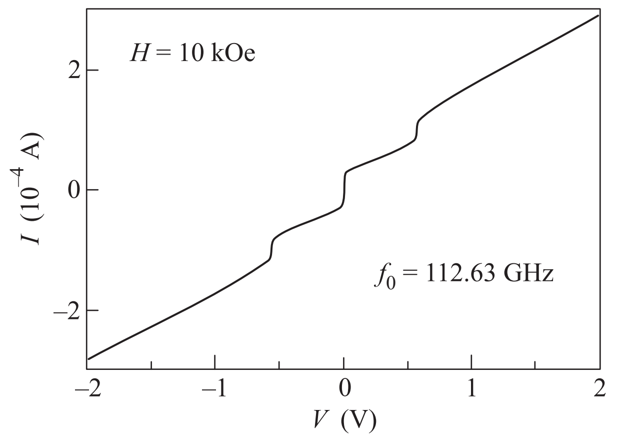

Рис. 8. Вольт-амперная характеристика мезы Bi-2212 в поперечном магнитном поле 1 Тл при воздействии излучение частотой 112.63 ГГц, $T = 20$ К

(рис. 9a,b), что указывает на определяющий вклад поверхностного графена.

Наблюдение эффекта Ааронова–Бома в образцах некольцевой геометрии мы связываем с проявлением в АД краевых состояний таммовского типа, носители в которых вращаются вокруг АД, как в кольце,

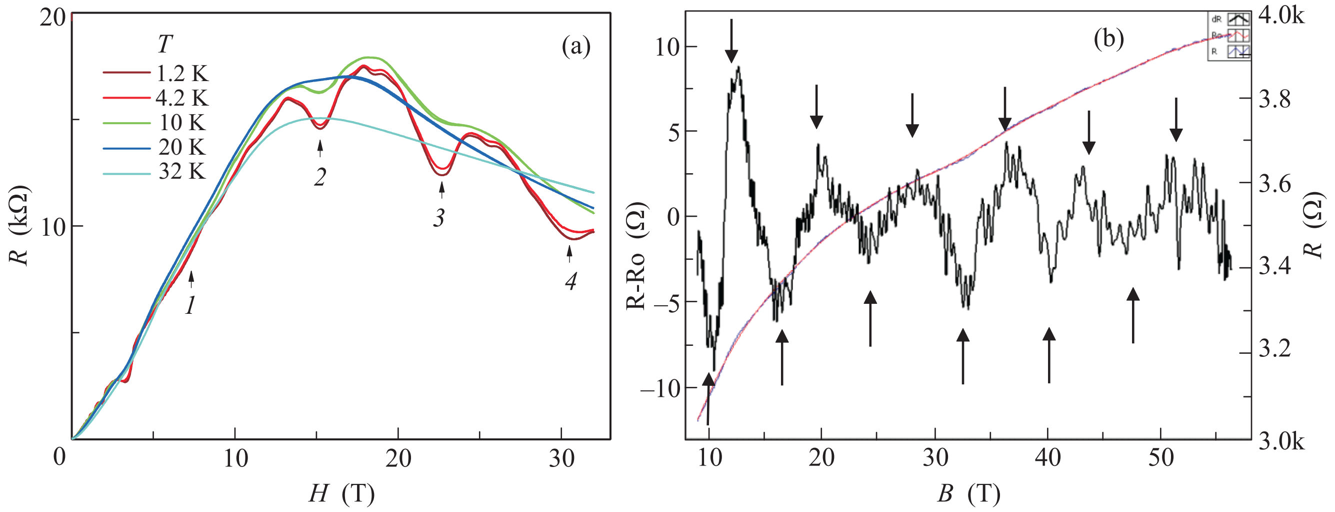

Рис. 9. Магнетосопротивление монокристаллов графита толщиной 50 нм (a) и 1 нм (b), содержащих колоннообразные дефекты диаметром 24 нм. Концентрация дефектов $c = 3 \cdot 10^9\,\text{см}^{-2}$. Стрелками отмечены минимумы и максимумы осцилляций магнитосопротивления. Период осцилляций в обоих случаях составляет 7.6 Тл

даже в отсутствие магнитного поля. Без их учета интерференция обычных магнитных краевых состояний, отвечающих разным скачущим вокруг АД орбитам, сильно подавляла бы эффект. Теория таких краевых состояний в графене была развита для полуплоскости [28] и, недавно, для антидота [29]. Согласно [28], краевые состояния характеризуются линейным спектром со скоростью, значительно меньшей фермиевской. Предсказания теории согласуются с результатами наблюдения осцилляций на структурах с единичным АД. Скорость носителей в краевых состояниях, полученная из эксперимента, действительно составляет величину, на порядок меньшую фермиевской [30].

4.2. *Тонкая структура осцилляций магнетосопротивления.* При изучении магнетосопротивления тонких образцов графита без антидотов нами была обнаружена тонкая периодическая по полю структура магнетосопротивления. На рис. 10a она показана при вычитании неосциллирующего фона магнетосопротивления, в качестве которого было выбрано магнетосопротивление при температуре 33 К. Характерно, что эта структура проявляется также и в образцах с малым содержанием колоннообразных дефектов (рис. 10b), где она аддитивно накладывается на осцилляции Ааронова–Бома, рассмотренные выше. В полях, больших 4 Тл, структура проявляется как серия пиков при магнитных полях H_n,

$$H_n = H_0/(2/n), \tag{1}$$

где $H_0 = 4.4$ Т, n – целое число. Величина $1/H_0$ соответствует периоду шубниковских осцилляций для доминирующей электронной подсистемы в графите при H $< H_0$ [31, 32]. Поэтому величине $\nu = 2/n$ при $n > 2$ можно сопоставить дробный фактор заполнения основного уровня Ландау.

В работе [33] на образцах пиролитического графита также наблюдались особенности типа плато на $R_{xy}(H)$ при условии (1) и $H > 17$ Тл. Эти особенности связывались в [33] с существованием в графите взаимодействующих пар электронов (заряженных бозонов [34]), для которых иерархия состояний в режиме дробного квантового эффекта Холла описывается условием $\nu = 2/n$ [34]. Существование заряженных бозонов в графите пока не является достаточно обоснованным. Для поиска альтернативных объяснений требуются дальнейшие исследования этих особенностей, в частности на образцах графита различной толщины, а также в наклонных полях.

Отметим, что в [33] изучались образцы сравнительно толстого графита, толщиной 0.5 мм. На наших образцах толщиной 50–100 нм эффект проявляется более заметно. Это, возможно, указывает на то, что его происхождение связано с поверхностью графита, т.е. с дираковскими фермионами, как и в случае наблюдаемых осцилляций типа Ааронова–Бома.

5. Заключение. Изучены когерентные явления в различных слоистых материалах при транспорте как вдоль, так и поперек слоев. Обнаружен эффект стимуляции энергетической щели ВЗП выше температуры пайерлсовского перехода в $NbSe_3$. Обнаружена синхронизация отклика элементарных джозефсоновских переходов на $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$-мезаструктурах на субтерагерцовое излучение под действием

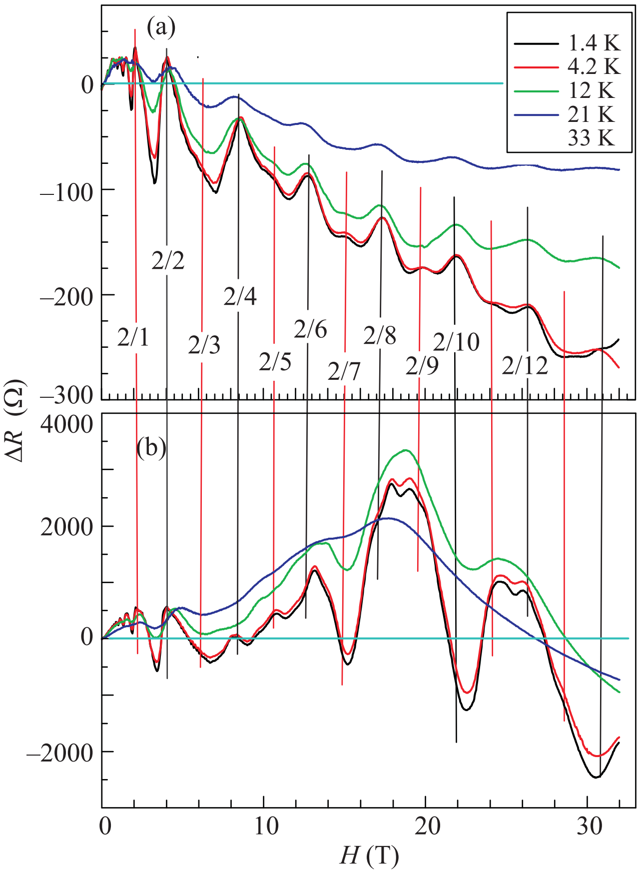

Рис. 10. Осциллирующая часть магнетосопротивления монокристаллов естественного графита толщиной 50 нм, $\Delta R = R(H)_T - R(H)_{33\,\text{K}}$, при температурах $T = 1,4{-}33$ К. Панель (a) соответствует "чистому" образцу, (b) – образцу с колоннообразными дефектами с концентрацией $c = 3\cdot 10^9\,\text{см}^{-2}$ (см. рис. 9a). Вертикальные линии соответствуют максимумам $\Delta R(H)$ "чистого" образца, отвечающим условию $\text{H}_n = H_0\nu$, где $\text{H}_0 = 4.4$ Тл, $\nu = 2/n$, n – целые числа ($n = 1, 2, 3, \dots$)

поперечного магнитного поля. На образцах тонкого графита и графена с колоннообразными дефектами обнаружен эффект Ааронова–Бома, обусловленный вкладом дираковских фермионов, указывающий на существование краевых состояний вокруг наноотверстия.

Работа поддержана грантами РФФИ # 08-02-01093a, 11-02-01379-a, 11-02-90515-Укр_ф_a, 11-02-12167-офи-м, госконтрактами # 16.740.11.0146, # 02.740.11.0795, # 16.513.11.3066 и программами РАН, а также Европейской комиссией 7-й рамочной программы "Transnational Access", контракт # 228043-Euromagnet II-Inregrated Activities.

1. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, A. A. Sinchenko et al., J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 9323 (2003).
2. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. A. Brazovskii et al., J. Physique, France IV **131**, 197 (2005).
3. A. P. Orlov, Yu. I. Latyshev, A. M. Smolovich et al., JETP Lett. **84**, 89 (2006).
4. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. Brazovskii et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 266402 (2005).
5. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. Brazovski et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 116402 (2006).
6. А. П. Орлов, Ю. И. Латышев, Д. Виньоль и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 502 (2008).
7. Yu. I. Latyshev, A. P. Orlov, A. Yu. Latyshev et al., Physica B **404**, 399 (2009).
8. C. A. Balseiro and L. M. Falicov, Phys. Rev. Lett. **55**, 2336 (1985).
9. R. V. Coleman, G. Eiserman, M. P. Everson et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 863 (1985).
10. L. P. Gor'kov and A. G. Lebed, J. de Phys. Lett. **45**, 433 (1984).
11. D. Zanchi, A. Bjelis, and G. Montabaux, Phys. Rev. B. **53**, 1240 (1996).
12. J. P. Pouget, R. Moret, A. Meerschaut et al., J. de Phys. C3 **44**, 1729 (1983).
13. V. M. Krasnov, Phys. Rev. Lett. **97**, 257003 (2006); cond-mat. arXiv: 0910.0161.v1.
14. S. N. Artemenko and A. N. Kruglov, Phys. Lett. A **143**, 485 (1990); A. I. Buzdin and D. Feinberg, J. Phys. (Paris) **51**, 1971 (1990).
15. J. R. Clem and M. W. Coffey, Phys. Rev. B **42**, 6209 (1990).
16. A. E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **83**, 187 (1999).
17. A. N. Grigorenko, S. Bending, T. Tamegai et al., Nature **414**, 728 (2001).
18. См., например, M. J. W. Dodgson, Physica C **369**, 182 (2002).
19. Yu. I. Latyshev, M. Konczykowski, and S.-J. Kim, JETP Lett. **89**, 402 (2009).
20. V. N. Pavlenko, Yu. I. Latyshev, J. Chen et al., JETP Lett. **89**, 291 (2009).
21. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, N.Y.: John Wiley & Sons, 1982.
22. Yu. I. Latyshev, J. Chen, and M. B. Gaifullin, *Collective Responses of Intrinsic Josephson Junctions to External Microwaves under Magnetic Field Oriented across the Layers*, 7th International Symp. on Intrinsic Josephson Effects and Plasma Oscillations in High-Tc Superconductors (Plasma, 2010), April 29th–May 2nd, 2010, Hirosaki, Aomori, Japan, Book of abstracts, P. 38.
23. M. B. Gaifullin, K. Hirata, S. Ooi et al., Physica C **468**, 1896 (2008).
24. P. Nuegebauer, M. Orlita, C. Faugeras et al. Phys. Rev. Lett. **103**, 136403 (2009).
25. Yu. I. Latyshev, A. Yu. Latyshev, A. P. Orlov et al., JETP Lett. **90**, 480 (2009).

26. В. А. Быков, Ю. И. Латышев, Е. Г. Шустин и др., *Способ получения атомно-тонких монокристаллических пленок*, патент РФ # 2413330 (опубл. 27.02.2011) с приоритетом от 21.11.09.
27. Yu. I. Latyshev, A. P. Orlov, E. G. Shustin et al., J. of Phys.: Conf. Series **248**, 012001 (2010).
28. V. A. Volkov and I. V. Zagorodnev, J. of Phys.: Conf. Series **193**, 012113 (2009).
29. Ю. И. Латышев, А. П. Орлов, В. А. Волков и др., *Эффект Ааронова–Бома на единичном наноотверстии в тонком кристалле графита*, Конференция по сильно коррелированным электронным системам и квантовым критическим явлениям, 18 июня 2010 г., г. Троицк Моск. Обл. (сб. тезисов докладов, С. 12).
30. Ю. И. Латышев, А. П. Орлов, П. Монсо, В. Эскоффиер, *Тонкий графит в ультраквантовых магнитных полях*, XV Межд. симпозиум по нанофизике и наноэлектронике, 14–18 марта 2011 г. Н.Новгород, тезисы докл., Т. 1, С. 111.
31. I. A. Luk'yanchuk and Y. Kopelevich, Phys. Rev. Lett. **97**, 256801 (2006).
32. J. V. Scneider, M. Orlita, M. Potemski et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 166403 (2009).
33. Y. Kopelevich, B. Raquet, M. Goiran et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 116802 (2009).
34. B. I. Halperin, Helv. Phys. Acta **56**, 75 (1983).