

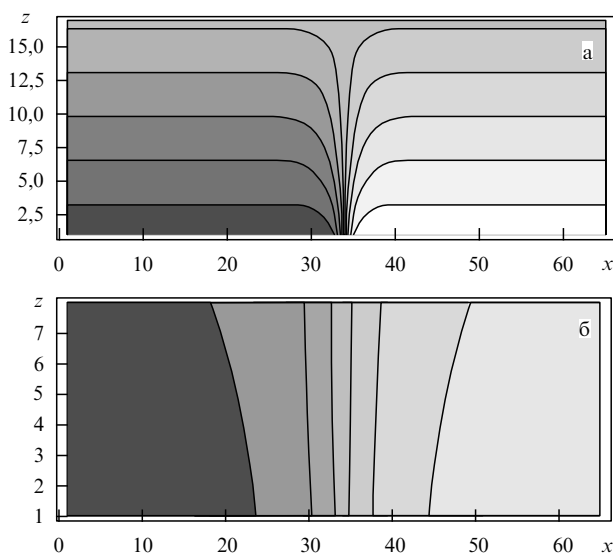


Рис. 2. Распределение антиферромагнитного параметра порядка в доменной стенке, возникающей вблизи границы ступени, в случаях $\eta \gg 1$ (а) и $\eta \ll 1$ (б). Намагниченности ферромагнитных слоев взаимно перпендикулярны. Линии постоянного значения ϑ_{af} проведены через $\pi/10$, размеры указаны в межатомных расстояниях.

линейно от одной границы слоя к другой. Значения ϑ_{af} на границах слоя отвечают минимуму граничной энергии. Критическое значение R равно ширине δ_0 доменной стенки вблизи ступени:

$$\delta_0 \approx \frac{b(J_{f,af}S_f + J_{af}S_{af})}{J_{f,af}S_f}. \quad (8)$$

Величина δ_0 может быть порядка межатомного расстояния, поэтому эффекты уширения доменных стенок в случае $\eta \gg 1$ играют первостепенную роль. Если же $\eta \ll 1$, то величина ϑ_{af} практически неизменна поперек слоя и эффекты уширения стенки несущественны (рис. 2б). Критическое значение R равно $\delta \approx d/\sqrt{\eta}$.

В обоих случаях энергия искажений зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев и минимальна, когда они взаимно перпендикулярны [13]. Именно в случае антиферромагнитной прослойки возможна неколлинеарная ориентация практически однородных ферромагнитных слоев, для описания которой Слончевский предложил феноменологическую модель "магнитной близости" [14]. Микроскопический расчет позволил определить параметры этой модели и показал, что энергия взаимодействия ферромагнитных слоев убывает с увеличением толщины прослойки как d^{-1} в области $\eta \gg 1$ и не зависит от d в области $\eta \ll 1$ [13].

С ростом характерного расстояния между ступенями энергетически выгодным становится состояние, в котором доменные стенки пронизывают все три слоя, т.е. происходит разбиение ферромагнитных слоев на домены, границы которых совпадают с краями атомных ступеней, аналогичное случаю немагнитной прослойки. При этом в объеме доменов какие-либо искажения параметра порядка отсутствуют. Удельная энергия такого состояния пропорциональна R^{-1} , в то время как энергия фазы с однородными ферромагнитными слоями практически не зависит от R . Фазовая диаграмма толщина – шероховатость трехслойной системы была получена в работе [13].

Как сказывается разбиение слоев на домены на значении магнетосопротивления? Согласно общепринятой точке зрения коэффициент отражения от широкой по сравнению с атомным размером доменной стенки крайне мал [15]. Однако, как показано в работе [16], наличие доменных границ приводит к смешиванию спиновых состояний электронов и может давать существенный вклад в магнетосопротивление. Поскольку эффект пропорционален δ^{-2} , то он особенно важен в случае антиферромагнитной прослойки, когда ширины доменных стенок составляют десятки ангстрем.

Список литературы

1. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
2. Yafet Y *Phys. Rev. B* **36** 3948 (1987)
3. Bruno P, Chappert C *Phys. Rev. B* **46** 261 (1992)
4. Морозов А И, Сигов А С *Письма в ЖЭТФ* **61** 893 (1995)
5. Bauer E et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **156** 1 (1996)
6. Slonczewski J C *Phys. Rev. Lett.* **67** 3172 (1991)
7. Устинов В В и др. *ЖЭТФ* **109** 477 (1996)
8. Schreyer A et al. *Phys. Rev. B* **52** 16066 (1995)
9. Yang Z J, Scheinfein M R *Phys. Rev. B* **52** 4263 (1995)
10. Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **39** 1244 (1997)
11. Schreyer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 4914 (1997)
12. Левченко В Д и др. *ЖЭТФ* **114** 1817 (1998)
13. Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **41** 1312 (1999)
14. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **150** 13 (1995)
15. Cabrera G G, Falicov L M *Phys. Status Solidi* **61** 539 (1974)
16. Levy P M, Zhang S *Phys. Rev. Lett.* **79** 5110 (1997)

PACS numbers: 03.65.Bz, 71.45.Lr

Квантовая интерференция движущейся волны зарядовой плотности на колоннообразных дефектах, содержащих магнитный поток¹

Ю.И. Латышев

1. Введение

Как известно, в квазиодномерных проводниках ниже температуры пайерлсовского перехода формируется конденсированное состояние — волна зарядовой плотности (ВЗП), которое характеризуется щелью в спектре возбуждений и пространственной модуляцией плотности $\rho(x)$ заряда, конденсированного в ВЗП [3]:

$$\rho(x) = \rho_0 [1 + \alpha \cos(Qx + \varphi)],$$

где α и φ — амплитуда и фаза ВЗП, с периодом $1/Q$, соответствующим обратному фермиевскому волновому вектору: $2\pi/Q = 2\pi/k_F$. Во внешнем электрическом поле, превышающем пороговое значение, ВЗП может двигаться, давая коллективный вклад в проводимость, определяемый общей плотностью сконденсированного под щелью заряда [3]. Движение ВЗП сопровождается генерацией узкополосных колебаний, частота которых пропорциональна скорости движения ВЗП [4]. Для описания движения ВЗП в разное время предлагалось несколько теорий [5–8], которые можно разделить на два класса. В первом движении ВЗП рассматривалось как

¹ По материалам работ [1, 2].

движение классического объекта, жесткого [5] или в виде деформируемой среды [6], в периодическом потенциале. Во втором ВЗП рассматривалась как квантовый объект, а движение его как результат когерентного туннелирования [8]. До последнего времени, однако, отсутствовали убедительные эксперименты, демонстрирующие квантовую природу ВЗП. Большинство наблюдаемых свойств ВЗП, включая узкополосную генерацию, достаточно хорошо описывалось соответствующими классическими моделями [5–7]. Обсуждалась возможность квантового туннелирования ВЗП только при очень низких температурах [9, 10].

Вместе с тем имелись теоретические предсказания возможности наблюдения квантовых интерференционных эффектов ВЗП в кольце из квазиодномерного проводника малого диаметра, сравнимого с длиной когерентности ВЗП, содержащем магнитный поток [11]. В режиме движения ВЗП вдоль кольца, состоящего из одной проводящей цепочки, были предсказаны осцилляции магнетосопротивления с периодом, соответствующим изменению потока в кольце, равном "сверхпроводящему" кванту потока $\Phi_0 = hc/2e$. Эта работа послужила мотивацией экспериментального поиска квантовых интерференционных эффектов в материалах с ВЗП [1, 2], результаты которого обсуждаются ниже.

2. Результаты и обсуждение

Идея эксперимента заключалась в выборе тонкого, толщиной менее 1 мкм, кристалла с ВЗП (NbSe_3), содержащего колоннообразные дефекты (КД), создаваемые облучением материала тяжелыми ионами с энергией порядка 1 ГэВ. Как известно [12], КД представляет собой однородный аморфный цилиндр в кристаллической матрице вещества диаметром около 10 нм и длиной около 10 мкм, образующийся вдоль трека пролетающей частицы в результате плавления и быстрой последующей закалки материала. Поскольку каждый КД создается одной идентичной частицей, все они имеют одинаковые размеры. Предполагалось, что так как размер дефекта меньше амплитудной длины когерентности ВЗП поперек цепочек, ВЗП, двигаясь через дефект, будет "обтекать" его, сохраняя когерентность движения. В магнитном поле, направленном вдоль оси дефекта, КД будет вести себя как соленоид, дающий вклад Ааронова – Бома [13] в фазу волновой функции ВЗП, прошедшей дефект. В пределе когерентного движения ВЗП во всем кристалле вклады от всех дефектов могут быть синхронизованы, что значительно увеличивает вероятность наблюдения эффекта.

Отобранные совершенные образцы монокристаллов NbSe_3 облучались на двух больших ускорителях VIKSI (Берлин) и GANIL (Каен, Франция). Обычно часть образца защищалась от облучения для сравнительных измерений. Было проведено несколько серий облучения ионами Xe, Pb, U с энергией 0,3–6 ГэВ. Плотность дефектов варьировалась от 2×10^9 до 2×10^{10} деф. см^{-2} . Направление движения тяжелых ионов в пучке соответствовало оси a^* облучаемого кристалла. Расходимость пучка составляла менее $0,5^\circ$. Диаметр дефектов определялся с помощью ТЕМ- и НРЕМ-методик и составлял примерно 16 нм (см. вставку на рис. 1).

Исследования дифференциальных вольт-амперных характеристик облученных образцов и спектров ступе-

ней Шапиро [14] на частоте ~ 10 МГц показали, что при введении КД до концентраций 10^{10} деф. см^{-2} транспортные характеристики ВЗП меняются незначительно и когерентность движения ВЗП сохраняется на всей длине образца $\sim 0,5$ мм [2]. Подобные образцы отбирались для измерений магнетосопротивления, которые проводились на биттеровском магните в полях до 23 Тл в лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль). Образец обычно имел шесть зондов, что обеспечивало одновременное измерение магнетосопротивления с участка, содержащего КД, и участка, свободного от дефектов. При заданных температуре и токе через образец магнитное поле медленно разворачивалось до максимального значения и обратно. Результаты измерений при этом накапливались и усреднялись за оба скана.

В режиме скольжения ВЗП была обнаружена осциллирующая компонента магнетосопротивления участка, содержащего КД, с периодом около 10 Тл, тогда как на участке, свободном от дефектов, при тех же условиях осцилляции отсутствовали [1] (рис. 1). В состоянии пиннинга ВЗП магнетоосцилляции не наблюдались на обоих участках. В дальнейших детальных исследованиях условий существования осцилляций и сопоставлении их периода с величиной потока, захваченного в дефекте [2], было установлено следующее:

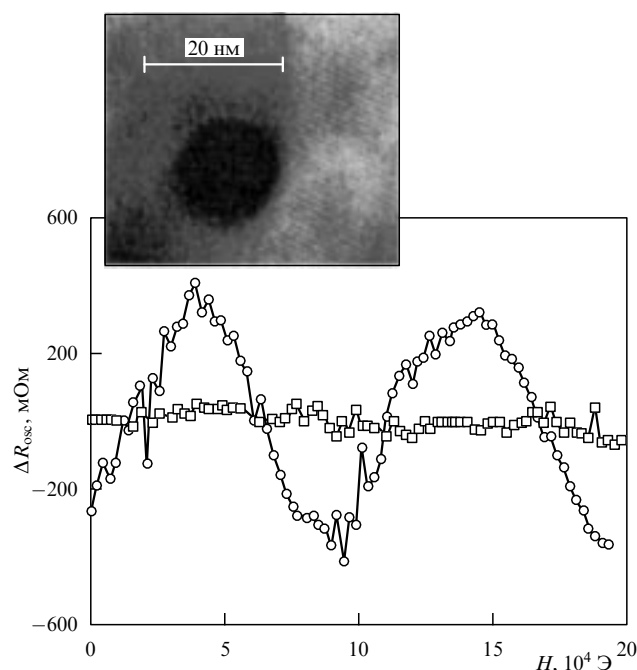


Рис. 1. Осциллирующая часть магнетосопротивления (за вычетом квадратичного фона) в режиме скольжения ВЗП как функция магнитного поля ($H||a^*$) оси КД) образца NbSe_3 (В1-1) с концентрацией КД 4×10^9 деф. см^{-2} . $I = 180$ мкА, $I_t = 100$ мкА, $T = 52$ К [1]. На вставке дано изображение КД, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения НРЕМ-методом: ○ — облученная часть образца; □ — необлученная часть.

1. Осцилляции воспроизведены на четырех образцах. Их период с экспериментальной точностью $\sim 15\%$ соответствует изменению потока в дефекте на один квант потока $hc/(2e)$ и не зависит от температуры (36–52 К) и концентрации дефектов ($3 \times 10^9 - 10^{10}$ деф. см^{-2}), (см. таблицу).

Анализ периода магнетоосцилляций проводимости ВЗП

Номер образца	C , 10^9 деф. см $^{-2}$	T , К	D , нм	$\Delta H(\pi D^2/4)/\Phi_0$
B1-1	4	52	15	0,86
G1-1	5	50	16	0,85
		36	16	0,84
G1-3	10	36	16	0,89
G2-2	3	40	16	0,97

Примечание: C — концентрация дефектов, T — температура измерений, D — диаметр колоннообразного дефекта, ΔH — период осцилляций. Погрешность определения величины $\Delta H(\pi D^2/4)/\Phi_0$ составляла 15 %.

2. Амплитуда осцилляций максимальна при токах $(2-3)I_t$, где I_t — пороговый ток, соответствующий депинингу ВЗП, и быстро падает как с увеличением тока, так и при приближении к порогу.

3. Осцилляции наблюдаются в поле, параллельном оси дефектов и исчезают при ориентации поля перпендикулярно оси дефектов (рис. 2).

4. Осцилляции наблюдаются на совершенных и тонких образцах, содержащих КД, и пропадают на образцах толще 1 мкм. Осцилляции пропадают также при деградации КД в результате выдержки образца при комнатной температуре в течение нескольких месяцев.

Полученные результаты указывают на то, что осцилляции магнетосопротивления имеют квантовую природу. Они наблюдаются только в условиях когерентного движения ВЗП, а также в условиях идентичности всех дефектов (свежеоблученные образцы). Как было показано в [2], когерентность движущейся ВЗП теряется при увеличении тока более $(2-3)I_t$, а также в образцах с толщиной, превышающей длину фазовой когерентности

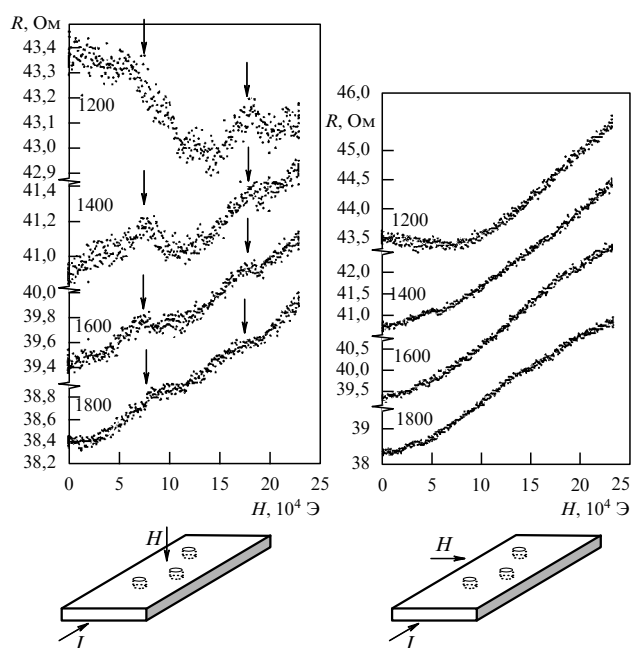


Рис. 2. Магнетосопротивление участка образца NbSe $_3$ (G2-2), содержащего КД с концентрацией 3×10^9 деф. см $^{-2}$, в режиме скольжения ВЗП при различных фиксированных токах выше порогового $I_t = 600$ мкА при двух ориентациях магнитного поля: (а) $H \parallel a^*$, (б) $H \perp a^*$ ($T = 40$ К).

вдоль оси a^* , составляющую ~ 1 мкм. Осцилляции наблюдаются при высоких температурах порядка 50 К, при которых одночастичные интерференционные эффекты [15] пренебрежимо малы. Следовательно, можно сделать вывод, что осцилляции являются результатом квантовой интерференции когерентно движущейся ВЗП на колоннообразных дефектах, содержащих магнитный поток.

Микроскопика явления еще не вполне ясна, однако из эксперимента следует, что элементарный заряд, ее определяющий, равен $2e$, т.е. такой же, какой проявляется в квантовых интерференционных явлениях в сверхпроводниках. Насколько далеко идет эта аналогия, пока не ясно. Открытым остается также вопрос о существовании и возможности наблюдения персистентных токов в подобных наноструктурах с ВЗП и эффектов, аналогичных эффекту Джозефсона в гетероструктурах с ВЗП [16]. Отметим здесь, что эффекты, аналогичные андреевскому отражению на границе нормальный металл — сверхпроводник, были недавно продемонстрированы при локальной инжекции носителей на границе нормальный металл — ВЗП (Au — K $_{0,3}$ MoO $_3$) [17].

Обнаруженное явление квантовой интерференции движущейся ВЗП ставит новые вопросы, ответы на которые позволят лучше понять мезоскопическую конденсированного состояния с ВЗП, а также указывает на необходимость дальнейших экспериментальных исследований и создания новой микроскопической теории, описывающей квантовые свойства ВЗП. В самое последнее время опубликованы две теоретические модели [18, 19], которые с разных позиций объясняют некоторые стороны наблюдаемого явления. Однако, по нашему мнению, обе модели еще далеки от того, чтобы дать полное описание явления.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 99-02-17364).

Список литературы

1. Latyshev Yu I et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 919 (1997)
2. Latyshev Yu I et al., accepted to *Phys. Rev.*
3. Grüner G *Density Waves in Solids* (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1994)
4. Monceau P, in *Electronic Properties of Quasi-One-Dimensional Materials* Pt. II (Dordrecht: Reidel, 1985) p. 139
5. Grüner G, Zavadovski A, Chaikin P M *Phys. Rev. Lett.* **46** 511 (1981)
6. Fukuyama H, Lee P A *Phys. Rev. B* **17** 535 (1978); Lee P A, Rice T M *Phys. Rev. B* **19** 3970 (1979)
7. Sneddon L, Cross M C, Fisher D S *Phys. Rev. Lett.* **49** 292 (1982)
8. Bardeen J *Phys. Rev. Lett.* **42** 1498 (1979); **45** 1978 (1980)
9. Zaitsev-Zotov S V *Phys. Rev. Lett.* **71** 605 (1993)
10. Надь Ф Я *Письма в ЖЭТФ* **58** 107 (1993)
11. Bogachev E N et al. *Phys. Rev. B* **42** 7614 (1990)
12. Zhu Yimei et al. *Phys. Rev. B* **48** 6436 (1993)
13. Aharonov Y, Bohm D *Phys. Rev.* **115** 485 (1959)
14. Shervin M S, Zettl A *Phys. Rev. B* **32** 5536 (1985)
15. Альтшулер Б Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **35** 476 (1982)
16. Visscher M I, Bauer G E W *Phys. Rev. B* **54** 2798 (1996)
17. Синченко А А и др. *ЖЭТФ* **113** 1830 (1998)
18. Visscher M I, Rejaei B *Europhys. Lett.* **43** 617 (1998)
19. Рожавский А С *ФНТ* **24** 880 (1998)