

Особенности магнитосопротивления квазиодномерного проводника с волной зарядовой плотности NbSe_3 при различной ориентации магнитного поля

А. А. Синченко, Ю. И. Латышев⁺, П. Монсо*

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

⁺ Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

* Centre de Recherches sur les tres Basses Temperatures, BP 166, 38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 27 декабря 2004 г.

Измерены полевые зависимости магнитосопротивления монокристаллов NbSe_3 при различной ориентации магнитного поля. Показана возможность исследования поверхности Ферми по зависимости фазы осцилляций Шубникова–де Гааза от угла поворота индукции магнитного поля. Полученные данные указывают на преимущественную ориентацию вдоль проводящих цепочек квазиимпульсов носителей, неконденсированных в волну зарядовой плотности.

PACS: 71.45.Lr, 73.40.Ns, 74.80.Fr

В широком классе квазиодномерных соединений с волной зарядовой плотности (ВЗП) NbSe_3 занимает особое место. Данный материал испытывает два пайерлсовских перехода при температурах $T_{p1} = 145$ К и $T_{p2} = 59$ К, ниже которых в спектре одночастичных возбуждений на уровне Ферми открываются энергетические щели, но, в отличие от большинства материалов с ВЗП, в нем не происходит полной диэлектризации электронного спектра и металлические свойства сохраняются вплоть до самых низких температур. В результате неполного нестинга нормальные носители сохраняются в небольших “карманах” на уровне Ферми [1].

В недавних исследованиях поперечного проводящим слоям (вдоль кристаллографической оси a^*) электрического транспорта в данном соединении был обнаружен необычный эффект: характерной особенностью вольт-амперных характеристик (ВАХ) мезоскопических структур типа “overlap” на основе NbSe_3 является аномально сильный пик динамической проводимости при нулевом напряжении смещения. Кроме того, несмотря на то, что типичная мезоструктура включает несколько десятков проводящих слоев, при увеличении напряжения смещения на них наблюдались пики динамической проводимости, соответствующие удвоенным первой и второй пайерлсовским энергетическим щелям NbSe_3 [2, 3]. Явление удалось самосогласованно объяснить в предположении существования когерентного межслоевого туннелирования неконденсированных в ВЗП нормальных носителей. При этом под когерентным туннелирова-

нием понимается туннелирование с сохранением импульса носителей. Однако при этом остается открытым вопрос: почему туннелирование происходит с сохранением импульса? Ответ на данный вопрос требует детального изучения состояния носителей, локализованных в “карманах”. И определенную ясность может внести изучение поведения магнитосопротивления в данном материале. Следует отметить, что измерениям магнитосопротивления в NbSe_3 было посвящено достаточно большое количество работ. Так, в работах [4–7] были проведены измерения частоты осцилляций Шубникова–де Гааза (ШГ) и определена форма “карманов” поверхности Ферми. Согласно данным работы [5], незакрытые щелью участки поверхности Ферми имеют форму, близкую к эллипсоиду, с соотношением осей примерно равным 7, причем наибольшая ось параллельна, или почти параллельна, кристаллографической оси c . Отметим, что в указанных работах измерения проводились с помощью модуляционной методики, отсекающей постоянную (неосциллирующую) часть магнитосопротивления.

Исследования магнитосопротивления в постоянном магнитном поле проводилось в работах [8–12]. Однако акцент делался на изучение влияния на поверхность Ферми состояния ВЗП (деформации, состояния скольжения ВЗП). В то же время многие аспекты поведения магнитосопротивления остаются невыясненными. Так, оказалось совершенно неисследованным влияние направления магнитного поля на магнитосопротивление NbSe_3 . Данный “пробел” частично восполняется в настоящем письме.

Для исследований отбирались высококачественные монокристаллы NbSe_3 с толщиной < 5 мкм, имеющие отношение $R(300\text{ K})/R(4.2\text{ K}) > 100$. Сопротивление измерялось стандартным четырехконтактным методом при пропускании тока от 1 до 100 мкм в зависимости от площади сечения образца, но во всех случаях на 2–3 порядка меньше тока начала скольжения ВЗП. Магнитное поле с индукцией до 8.5 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом. Образцы ориентировались так, что магнитное поле было направлено параллельно проводящим слоям кристаллов (плоскости $b-c$). При этом было возможным осуществлять вращение образца вокруг кристаллографической оси a^* с помощью механической системы передачи вращения с точностью установки угла $\approx 1^\circ$. Все измерения проводились при температуре жидкого гелия.

При всех исследованных ориентациях магнитного поля при $B > 1$ Тл неосциллирующая часть магнитосопротивления линейно возрастала с увеличением поля, что согласуется с ранее полученными результатами [4–7]. В недавней работе [13] было показано, что такое поведение может быть квантовым явлением, причем квантовое линейное магнитосопротивление определяется следующим образом:

$$\rho_\alpha(\mathbf{n}) = \frac{f_\alpha(\mathbf{n})N_i H}{\pi(n_e - n_h)^2 e c}, \quad (1)$$

где $\rho_\alpha(\mathbf{n})$ есть основная часть тензора сопротивления в плоскости, нормальной вектору $\mathbf{n} = \mathbf{H}/H$, N_i – концентрация дефектов, а $f_\alpha(\mathbf{n})$ есть некоторая функция порядка единицы. Линейное магнитосопротивление как квантовое явление присуще полуметаллам с малой концентрацией носителей и малой эффективной массой. Отметим, что NbSe_3 удовлетворяет этим условиям. Согласно [14], концентрация носителей в NbSe_3 составляет $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а эффективная масса $m^* = 0.24m_e$ [7].

На рис.1 показана зависимость магнитосопротивления R , одного из исследованных образцов в магнитном поле с $B = 8.5$ Тл в зависимости от угла θ между направлением поля и осью c кристалла. Обращает на себя внимание наличие минимума магнитосопротивления при $\theta \approx 30^\circ$. Чтобы выяснить природу данной аномалии, мы провели измерения зависимостей магнитосопротивления от индукции магнитного поля при различной ориентации последнего. Результаты данных измерений показаны на рис.2. В диапазоне магнитных полей с $B > 3.5$ Тл становятся четко видны осцилляции ШГ. Амплитуда осцилляций максимальна при $B \parallel c$, быстро спадает

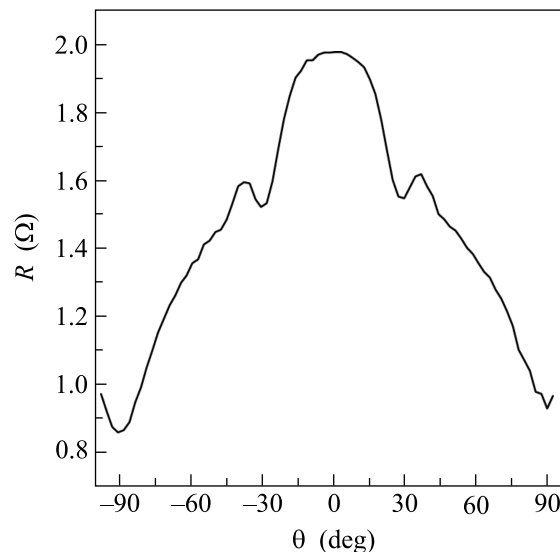


Рис.1. Зависимость магнитосопротивления R одного из исследованных образцов в магнитном поле с $B = 8.5$ Тл от угла θ между направлением поля и осью c кристалла

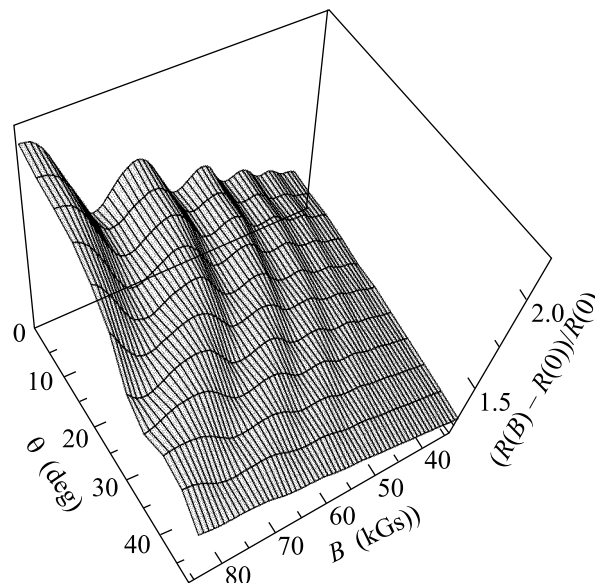


Рис.2. Пространственная картина осцилляций ШГ при вращении магнитного поля в плоскости $b-c$ кристалла для того же образца, что и на рис.1. Угол θ отсчитывается от оси c

при отклонении поля от оси c и практически исчезает при $\theta \approx 40^\circ$.

Пространственно-полевая структура осцилляций, как видно, имеет вид волн. Очевидно, каждая волна соответствует одному и тому же квантовому числу, n . Причем магнитная индукция, соответствующая определенному n , увеличивается с увеличением θ . Соответствующим образом меняется и фаза

осцилляций. Видно, что при $\theta \approx 30^\circ$ и при $B = 8.5$ Тл фаза осцилляций меняется на π и становится противоположной фазе при $\theta = 0^\circ$, что и объясняет наличие минимума на зависимости $R_n(\theta)$, показанной на рис.1. Столь значительное изменение фазы не может быть связано с изменением частоты осцилляций ШГ, так как из результатов работ [4, 5] известно, что при вращении магнитного поля вокруг оси a^* в исследованном диапазоне углов частота осцилляций ШГ меняется незначительно (от 0.28 до 0.30 МГц).

Как известно, природа осцилляций ШГ связана с изменением плотности состояний на поверхности Ферми при пересечении последних уровнями Ландау при возрастании магнитного поля. Наблюдаемое изменение магнитного поля, соответствующего достижению уровня с определенным n энергии Ферми, может означать либо изменение последней, что практически невозможно в нашем случае, либо тот факт, что квантование определяется не полной величиной B , а лишь его частью.

В нашем случае есть веские основания для рассмотрения электронного спектра как обладающего аксиальной симметрией. Действительно, согласно [4, 5], формой поверхности Ферми “карманов” является эллипсоид, вытянутый вдоль оси c . Тогда для энергии электронов имеем:

$$\varepsilon = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_x} + \frac{p_z^2}{2m_z}. \quad (2)$$

В нашем случае ось z параллельна кристаллографической оси c кристалла, а ось x – параллельна оси b . В этом случае энергетические уровни квантования Ландау определяются выражением

$$\varepsilon(p_z) = \frac{e\hbar H q^{1/2}(\theta)}{m_x c} \left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{p_z^2}{2m_z q(\theta)}, \quad (3)$$

где θ – угол между направлением поля и осью z , и

$$q(\theta) = \cos^2 \theta + (m_x/m_z) \sin^2 \theta. \quad (4)$$

На рис.3 показана зависимость индукции магнитного поля B_m , соответствующего максимуму осцилляций ШГ для одного и того же квантового числа, от угла θ поворота магнитного поля от оси c . Сплошная кривая есть зависимость

$$\frac{B_m(\theta = 0)}{(\cos^2 \theta + (m_x/m_z) \sin^2 \theta)^{1/2}},$$

где отношение циклотронных масс m_x/m_z использовано как подгоночный параметр. Наилучшее согласие экспериментальных значений с расчетной кривой

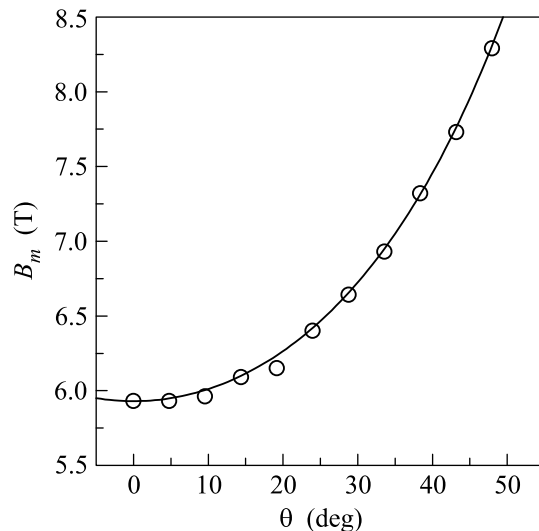


Рис.3. Зависимость индукции магнитного поля, соответствующей определенному квантовому числу, от угла между направлением поля и осью c кристалла. Сплошная кривая есть функция $B_m(\theta_m = 0)/(\cos^2 \theta + (m_x/m_z) \sin^2 \theta)^{1/2}$ при $(m_x/m_z) = 0.10$

достигается при $(m_x/m_z) = 0, 10$. В таком же соотношении должны находиться оси эллипсоида поверхности Ферми. Отметим, что найденное значение почти в полтора раза меньше $(m_x/m_z) = 0, 14$, полученного в работе [5]. То есть, согласно нашим данным, эллипсоид поверхности Ферми более “вытянут” вдоль оси c . Фактически это означает, что импульсы нормальных носителей, неконденсированных в ВЗП, в основном ориентированы вдоль оси b , а квантование орбитального движения определяется только компонентой магнитного поля, перпендикулярной данной оси.

Полученный результат позволяет предложить достаточно простое объяснение существования когерентного (с сохранением импульса) туннелирования в NbSe₃ в направлении, перпендикулярном проводящим слоям [2, 3]. Действительно, результаты настоящей работы указывают на то, что импульсы большинства носителей, неконденсированных в ВЗП, ориентированы вдоль определенного направления (параллельно оси b). Тогда межслоевое туннелирование будет возможно при условии, если при туннелировании не будет происходить изменения импульса как по направлению, так и по величине. Первое следует из того, что большинство носителей обладает импульсами определенного направления и, следовательно, плотность состояний для данного направления в импульсном пространстве должна быть значительно больше, чем для других направлений. Второе следу-

ет из первого, а также из того, что носители, локализованные в “карманах”, находятся на поверхности Ферми. Однако при этом возникает вопрос: означает ли преимущественная вдоль оси b ориентация неконденсированных в ВЗП носителей отсутствие энергетической щели в данном направлении?

Согласно данным работы [15], в микроконтактных экспериментах особенности энергетических щелей в NbSe_3 наблюдались при ориентациях вдоль всех трех основных кристаллографических осей, в том числе и вдоль оси b . Существование нормальных носителей в этом случае может быть объяснено “несовершенным” нестингом, когда наряду с прямой щелью ВЗП возникает малая непрямая щель. В зависимости от степени “несовершенства” непрямая щель может быть равна нулю, и состояние материала в этом случае будет полуметаллическим [16], что, возможно, и имеет место в случае NbSe_3 .

Другое объяснение связано с предположением о существовании необычной симметрии параметра порядка в NbSe_3 . В этом случае существование нормальных носителей, локализованных в “карманах”, есть следствие равенства нулю параметра порядка в определенном направлении (вдоль оси b), и импульсы нормальных носителей должны быть ориентированы строго в данном направлении. Такая ситуация, как известно, реализуется в высокотемпературных оксидных сверхпроводниках. Факт наблюдения особенности энергетической щели в данном направлении в работе [15] следует связать в этом случае с вкладом в туннельные характеристики от инжекции носителей в других направлениях, так как использованные в данной работе микроконтакты не являются строго ориентированными. Как показано в работе [17], при ориентации магнитного поля параллельно проводящим плоскостям магнитосопротивление должно быть минимально в направлении, параллельном направлению импульсов нормальных носителей. Аналогичная картина наблюдается и в настоящей работе при измерении магнитосопротивления как вдоль оси b , так и при ориентации тока вдоль оси a^* . Отметим, что ВЗП с необычной симметрией параметра порядка в настоящее время не являются чем-то необычным, и их физические свойства активно изучаются [18, 19].

Таким образом, в настоящей работе, на примере NbSe_3 , показана возможность использования результатов измерений фазы осцилляций Шубникова–де Гааза для определения свойств поверхности Ферми. Полученные данные свидетельствуют о преиму-

щественной ориентации квазиимпульсов несконденсированных в ВЗП носителей вдоль кристаллографической оси b , что позволяет понять причину существования когерентного межслоевого туннелирования, наблюдавшегося в работах [2, 3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 02-02-17263 и # 00-02-22000 CNRS) и INTAS (# 01-0474).

1. *Charge Density Waves in Solids*, Eds. L. Gor'kov and G. Grüner, Elsevier Science, Amsterdam, 1989; G. Grüner, in *Density Waves in Solids*, Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1994.
2. Ю. И. Латышев, А. А. Синченко, Л. Н. Булаевский и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 103 (2002).
3. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, A. A. Sinchenko et al., *J. Phys. A: Math. Gen.* **36**, 9323 (2003).
4. R. M. Fleming, J. A. Polo, Jr., and R. V. Coleman, *Phys. Rev.* **B17**, 1634 (1978).
5. P. Monceau and A. Briggs, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **11**, L 465 (1978).
6. O. Laborde, A. Briggs, J. Richard, and P. Monceau, *Europhys. Lett.* **3**, 1019 (1987).
7. R. V. Coleman, M. P. Everson, Hao-Au-Lu et al., *Phys. Rev.* **B41**, 460 (1990).
8. R. V. Coleman, M. P. Everson, G. Eiserman, and A. Johnson, *Phys. Rev.* **B32**, 537 (1985).
9. J. Richard, P. Monceau, and M. Renard, *Phys. Rev.* **B35**, 4533 (1987).
10. M. P. Everson, A. Johnson, Hao-Au-Lu, and R. V. Coleman, *Phys. Rev.* **B36**, 6953 (1987).
11. T. M. Tritt, D. J. Gillespie, and A. C. Ehrlich, *Phys. Rev.* **B37**, 5552 (1988).
12. P. Monceau and J. Richard, *Phys. Rev.* **B37**, 7982 (1988).
13. A. A. Abrikosov, *J. Phys. A: Math. Gen.* **36**, 9119 (2003).
14. N. P. Ong and J. W. Brill, *Phys. Rev.* **B18**, 5265 (1978).
15. A. A. Sinchenko and P. Monceau, *Phys. Rev.* **B67**, 125117 (2003).
16. C. A. Balseiro and L. M. Falicov, *Phys. Rev.* **B34**, 863 (1986).
17. L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, and M. P. Maley, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 388 (1999).
18. S. Chakraverty, R. B. Laughlin, D. K. Morr, and C. Nayak, *Phys. Rev.* **B63**, 94503 (2001).
19. B. Dora, A. Virosztek, and K. Maki, *Phys. Rev.* **B66**, 115112 (2002).