

Аномальная асимметрия магнитосопротивления монокристаллов NbSe₃

А. А. Синченко, Ю. И. Латышев⁺, А. П. Орлов⁺, 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, 38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 26 июня 2006 г.

После переработки 1 августа 2006 г.

В магнитном поле, перпендикулярном проводящим плоскостям кристаллов NbSe₃, наблюдается значительная асимметрия магнитосопротивления относительно направления магнитного поля. Показано, что эффект существует в широком диапазоне температур, и проявляется, начиная с некоторого значения магнитной индукции B_0 , которая при $T = 4.2$ К соответствует переходу к квантовому пределу, когда расстояние между уровнями Ландау становится больше температуры.

PACS: 71.45.Lg, 73.40.Ns, 74.80.Fp

NbSe₃ является одним из самых известных квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Кристаллическая решетка NbSe₃ – моноклинная, причем, направление оси b совпадает с направлением цепочек ВЗП и соответствует наибольшей проводимости. Анизотропия проводимости в плоскости $(b - c)$ составляет $\sigma_b/\sigma_c \sim 10$, в то время как отношение проводимостей σ_b/σ_a достигает при низких температурах $\sim 10^4$ [2, 3]. 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, Δ_{p1} и Δ_{p2} , но при этом в нем не происходит полной диэлектризации электронного спектра. В результате неполного нестинга нормальные носители, электроны и дырки, сохраняются в небольших “карманах” на уровне Ферми [1]. Форма данных карманов была определена из угловых зависимостей осцилляций Шубникова–де Гааза (ШГ). Согласно данным работ [4–8], незакрытые щелью участки поверхности Ферми имеют форму эллипсоида, с максимальным соотношением осей 8–10, причем наибольшая ось параллельна кристаллографической оси c . Концентрация обоих типов носителей составляет $n \sim 10^{18}$ см⁻³, их подвижность при низкой температуре $\mu \sim 10^6$ см²/В·с [2, 9], а эффективная масса $m^* \sim 10^{-1}m_e$ [7]. Многие экспериментальные данные удается удовлетворительно объяснить в предположении реализации при низкой температуре двумерного характера электронного спектра в NbSe₃ [10, 11], что в совокупности с приведенными выше характеристиками материала дает основа-

ние рассматривать состояние данных носителей близким к состоянию двумерного электронного газа. Металлические свойства в NbSe₃ сохраняются вплоть до самых низких температур, причем при исследовании транспортных свойств данного соединения при неподвижной ВЗП, определяемых несконденсированными в ВЗП носителями, наблюдается ряд необычных эффектов. Прежде всего, следует отметить явление внутреннего межслоевого коррелированного туннелирования [12, 13] и наблюдение локализованных состояний внутри пайерлсовской энергетической щели [14, 15]. Необычным поведением отличаются и магнитотранспортные свойства данного материала. Так, при ориентации магнитного поля перпендикулярно кристаллографической оси b первоначально магнитосопротивление NbSe₃ быстро возрастает при увеличении магнитного поля, после чего, при определенном значении поля рост резко замедляется, но сопротивление при этом не насыщается, и при больших полях неосциллирующая часть магнитосопротивления линейно зависит от магнитного поля [16–20]. В слабых магнитных полях обнаружен квантовый размерный эффект при ориентации магнитного поля параллельно проводящим слоям (кристаллографической плоскости $(b - c)$) [21]. Отметим, что описанные выше эффекты обусловлены несконденсированными в ВЗП носителями. Прямого влияния магнитного поля непосредственно на свойства ВЗП, в том числе и на температуру пайерлсовского перехода, до настоящего времени не обнаружено [7].

В настоящей работе сообщается о необычном поведении магнитосопротивления NbSe₃ в магнитном по-

ле, ориентированном перпендикулярно проводящим плоскостям ($b - c$).

Для исследований отбирались высококачественные монокристаллы NbSe_3 , имеющие отношение $R(300\text{ K})/R(4.2\text{ K}) > 50$. Сопротивление измерялось стандартным четырехконтактным методом при пропускании тока вдоль цепочек (вдоль оси b) 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 9 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом. Измерения проводились при ориентации магнитного поля перпендикулярно кристаллографической плоскости ($b - c$) с возможностью вращения образца вокруг оси c . Измерения проводились в температурном диапазоне 4.2–60 К.

На рис.1 показаны зависимости нормированного сопротивления $\delta R = R(B)/R(0) - 1$ от магнитного поля B при ориентации его вдоль оси a^* для четы-

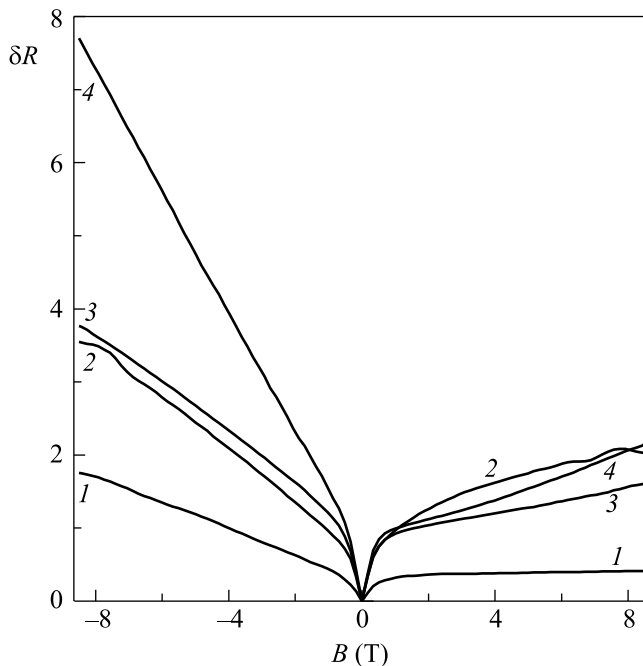


Рис.1. Зависимость нормированного сопротивления $\delta R = R(B)/R(0) - 1$ от магнитного поля для четырех различных монокристаллов NbSe_3 при $B \parallel a^*$

рех различных монокристаллов при $T = 4.2\text{ K}$. Качественно аналогичное поведение магнитосопротивления наблюдалось для всех без исключения образцов. В слабых полях магнитосопротивление симметрично относительно направления магнитного поля, $R(B) = R(-B)$, и следует классической зависимости $R \propto B^2$. В диапазоне полей $0.1 \div 1\text{ T}$ происходит качественное изменение характера зависимости $R(B)$:

от квадратичной в малых полях к линейной в больших. Именно в этом диапазоне полей, начиная с некоторого значения магнитной индукции B_0 , зависимости $\delta R(B)$ становятся несимметричными при изменении направления магнитного поля. Наблюдаемая несимметричность зависимостей $\delta R(B)$ не изменяется при изменении направления и величины транспортного тока и определяется только взаимной ориентацией кристалла и магнитного поля, что проиллюстрировано на рис.2, где показана угловая зависимость

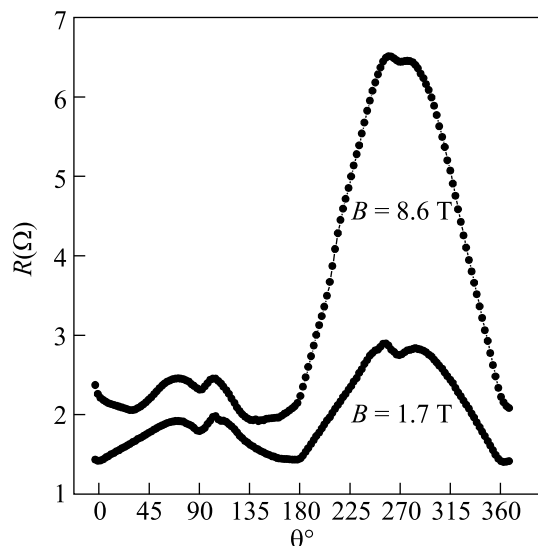


Рис.2. Угловая зависимость магнитосопротивления монокристалла NbSe_3 (образец №10) при его вращении вокруг оси c при $T = 4.2\text{ K}$ в магнитном поле $B = 8.6\text{ Tл}$ (верхняя кривая) и 1.7 Tл (нижняя кривая). $\theta = 90^\circ$ и 270° соответствуют ориентации магнитного поля, параллельно оси a^*

магнитосопротивления при вращении образца вокруг оси c при двух значениях магнитного поля $B = 1.7$ и 8.6 Tл . Присутствие характерных локальных максимумов магнитосопротивления при углах $\theta = 109^\circ$ и $\pi - 109^\circ$ есть свидетельство того, что исследуемый образец является именно монокристаллом, так как угол $\theta = 109^\circ$ соответствует углу между осями a и c в моноклинной кристаллической структуре NbSe_3 . Отметим, что для корректности анализа все приведенные в настоящей работе результаты получены на образцах, демонстрирующих описанную выше особенность, хотя эффект асимметрии наблюдался и во всех других случаях.

На рис.3 показана зависимость разности $\Delta R = R(B) - R(-B)$ от угла θ при $B = 8.6\text{ Tл}$. Экспериментальная зависимость хорошо описывается функцией $\Delta R_{\text{max}} \sin \theta$ (штриховая кривая на рис.3). Это означает, что только присутствие компоненты поля,

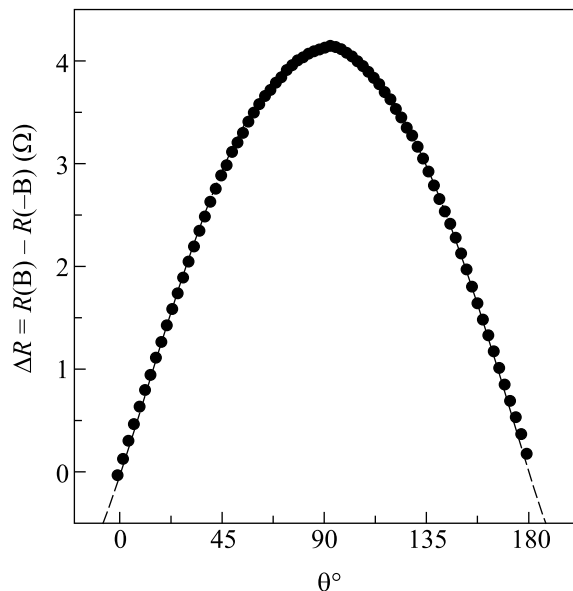


Рис. 3. Угловая зависимость разности магнитосопротивления, $\Delta R = R(B) - R(-B)$, монокристалла NbSe₃ (образец №10) при $T = 4.2$ К в магнитном поле $B = 8.6$ Тл. Штриховая кривая есть функция $\Delta R_{\max} \sin \theta$

параллельной a^* , приводит к появлению асимметрии сопротивления. При ориентации магнитного поля вдоль осей c и b эффект отсутствует полностью.

Эффект не зависит также и от предыстории, то есть не имеет значения, какое направление магнитного поля задавать сразу после охлаждения образца до низкой температуры.

Отметим, что существование аналогичной асимметрии магнитосопротивления в данной геометрии эксперимента можно заметить и в других публикациях, например, в работе [5], где приведена явно несимметричная угловая зависимость магнитосопротивления NbSe₃ при вращении магнитного поля вокруг кристаллографической оси c в поле $B = 1.5$ Тл.

Эволюция кривых $R(B)$ при измерении температуры показана на рис.4. На первый взгляд, может показаться, что при повышении температуры эффект асимметрии магнитосопротивления при изменении направления магнитного поля уменьшается. Однако видно, что при повышении температуры значение магнитной индукции, соответствующей появлению асимметрии магнитосопротивления B_0 , возрастает. Температурная зависимость данного параметра показана на рис.5. Нормируя сопротивление на значение $R(0)$ при $B = 0$, а магнитную индукцию на значение B_0 , получаем универсальную зависимость, показанную на вставке рис.5. То есть при повышении температуры эффект сохраняется, и при высоких температурах асимметрия, возможно, возникает за

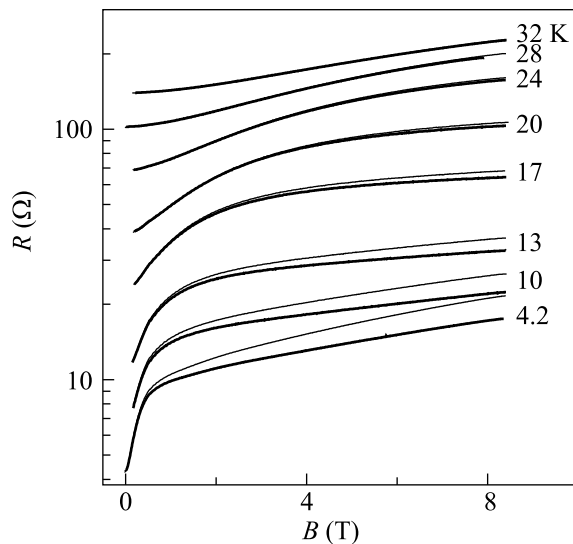


Рис. 4. Магнитосопротивление образца №13 при различной температуре. $B \parallel a^*$

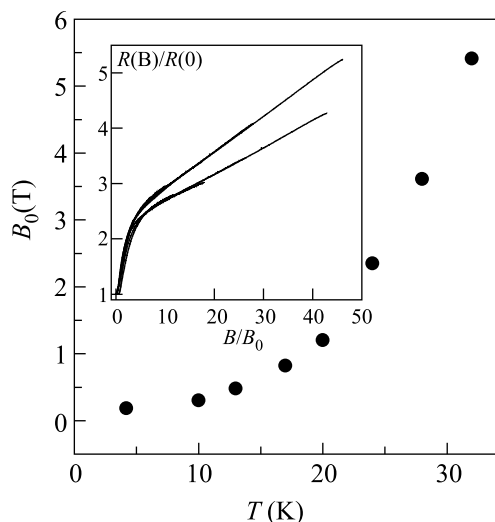


Рис. 5. Температурная зависимость магнитной индукции B_0 для образца, показанного на рис.4. На вставке показаны те же кривые, что и на рис.4, после нормировки магнитосопротивления на $R(0)$, а магнитной индукции – на B_0

пределами исследуемого диапазона полей. Как видно из рис.5, при всех температурах значение B_0 оказывается в области качественного изменения характера зависимости $R(B)$ (отклонения от квадратичной зависимости). При $T = 4.2$ К значение $B_0 = 0.2$ Тл оказывается очень близким к значению магнитного поля, при котором расщепление уровней Ландау становится равным температуре, $B_q = 0.3$ Тл, что является указанием на возможную квантовую природу наблюдаемого явления.

Полезно ввести параметр, характеризующий количественное изменение эффекта. Для этого используем зависимость от магнитного поля параметра:

$$r(B) = \frac{|R(+B) - R(-B)|}{R(B=0)}. \quad (1)$$

Как видно из рис.6, где показано поведение данного параметра для нескольких образцов, $r(B)$ в области

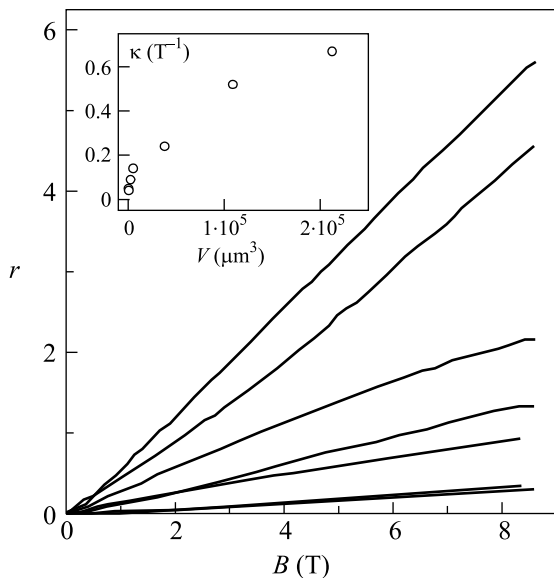


Рис.6. Зависимости параметра $r = |R(+B) - R(-B)|/R(0)$ от индукции магнитного поля для различных образцов NbSe_3 . На вставке показана зависимость углового коэффициента κ участков линейной зависимости $r(B)$, наблюдаемых в больших полях, от объема V кристаллов, заключенного между потенциальными контактами, для тех же образцов

больших полей является с хорошей точностью линейной функцией. Логично выбрать в качестве количественной меры наблюдаемой асимметрии угловой коэффициент κ данной линейной зависимости.

Нам не удалось обнаружить никакой корреляции наблюдаемого эффекта ни с толщиной, ни с шириной исследуемых кристаллов. Однако, как видно из вставки рис.6, параметр κ монотонно возрастает при увеличении объема кристалла, заключенного между потенциальными контактами, что позволяет заключить, что наблюдаемый эффект является объемным.

В настоящее время мы не можем предложить адекватного объяснения наблюдаемого явления. Формально описанное выше поведение магнитосопротивления NbSe_3 означает нарушение инвариантности относительно преобразования инверсии времени, что невозможно. В квантовом пределе подобного рода эффекта можно было бы ожидать в случае реали-

зации пространственно неоднородного распределения магнитного поля по образцу из-за присутствия локальных магнитных моментов, обусловленных, например, магнитными примесями. Однако опубликованные результаты измерений магнитной восприимчивости указывают на отсутствие таковых в NbSe_3 [22]. Нами проведены измерения магнитных свойств NbSe_3 с помощью высокочувствительного СКВИД-магнетометра в интервале температур 4.2–300 К. Полученные экспериментальные данные составят предмет отдельной публикации. В настоящем письме мы лишь отмечаем, что также не наблюдали никаких следов присутствия магнитных примесей в монокристаллах NbSe_3 .

Другой причиной возникновения пространственно неоднородного распределения магнитного поля может быть образование в кристаллах NbSe_3 тороидных магнитных моментов $\mathbf{T}(\mathbf{r})$ [23, 24]. В данном случае существенно, что $\mathbf{T}(\mathbf{r})$ является полярным вектором, который меняет знак при обращении времени. Существование тороидных моментов допускается в 31 классе магнитной симметрии [25]. Однако NbSe_3 не относится к данным магнетикам.

Возможно, определенную роль играет тот факт, что система находится в состоянии с ВЗП. Если рассматривать последнюю как результат синглетного спаривания электронов и дырок, то ВЗП не должна обладать магнитными свойствами. Однако вблизи неоднородностей ВЗП возможно существование осцилляций зарядовой и спиновой плотностей, что может приводить и к появлению локальных магнитных моментов [26]. Выяснение физического механизма наблюдаемого явления требует проведения дополнительных как экспериментальных, так и теоретических исследований.

Авторы благодарны С.А. Бразовскому и В.Ф. Гантмахеру за полезные обсуждения результатов и А.В. Кузнецову за измерения магнитной восприимчивости. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 05-02-17578 и # 03-02-22001 CNRS) и INTAS (# 05-7972).

1. *Charge Density Waves in Solids*, Eds. L. Gor'kov, G. Grüner, Elsevier Science, Amsterdam, 1989; G. Grüner, in *Density Waves in Solids*, Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1994.
2. N. P. Ong and J. W. Brill, *Phys. Rev. B* **18**, 5265 (1978).
3. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, O. Laborde et al., *J. Phys. IV France* **9**, Pr10-165 (1999).
4. R. M. Fleming, J. A. Polo, Jr., and R. V. Coleman, *Phys. Rev. B* **17**, 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. B* **41**, 460 (1990).
8. A. A. Sinchenko, Yu. I. Latyshev, and P. Monceau, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **81**, 162 (2005) [*JETP Lett.* **81**, 131 (2005)].
9. N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **18**, 5272 (1978).
10. A. A. Sinchenko and P. Monceau, *Phys. Rev. B* **67**, 125117 (2003).
11. X.-Z. Huang and K. Maki, *Phys. Rev. B* **40**, 2575 (1989).
12. Ю. И. Латышев, А. А. Синченко, Л. Н. Булаевский и др., *Письма в ЖЭТФ* **75**, 103 (2002).
13. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, A. A. Sinchenko et al., *J. Phys. A: Math. Gen.* **36**, 9323 (2003).
14. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. A. Brazovskii et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 266402 (2005).
15. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. A. Brazovskii et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 116402 (2006).
16. R. V. Coleman, M. P. Everson, G. Eiserman, and A. Johnson, *Phys. Rev. B* **32**, 537 (1985).
17. J. Richard, P. Monceau, and M. Renard, *Phys. Rev. B* **35**, 4533 (1987).
18. M. P. Everson, A. Johnson, Hao-Au-Lu, and R. V. Coleman, *Phys. Rev. B* **36**, 6953 (1987).
19. T. M. Tritt, D. J. Gillespie, and A. C. Ehrlich, *Phys. Rev. B* **37**, 5552 (1988).
20. P. Monceau and J. Richard, *Phys. Rev. B* **37**, 7982 (1988).
21. A. A. Sinchenko, Yu. I. Latyshev, A. P. Orlov, and P. Monceau, *J. Physique IV*, **131**, 273 (2005).
22. J. D. Kulick and J. C. Scott, *Solid State Commun.* **32**, 217 (1979).
23. Ю. А. Артамонов, А. А. Горбачевич, Ю. В. Кобаев, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 290 (1984).
24. V. M. Dubovik and V. V. Tugushev, *Phys. Rep.* **187**, 145 (1990).
25. V. L. Ginzburg, A. A. Gorbatsевич, Yu. V. Kopaev, and B. A. Volkov, *Solid State Commun.* **50**, 339 (1984).
26. Д. В. Еременко, С. В. Зайцев-Зотов, А. В. Кузнецов, В. Н. Трофимов, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 281 (1998).