

Поперечное напряжение в отсутствие магнитного поля в квазиодномерном проводнике с волной зарядовой плотности NbSe_3

А. А. Синченко¹⁾, П. Монсо⁺²⁾, Т. Кроз⁺²⁾

Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия

⁺ Institut NEEL, CNRS and Université Joseph Fourier, BP 166, 38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 22 ноября 2010 г.

Обнаружено появление перпендикулярной транспортному току компоненты электрического поля в области фазовых переходов в пайерлсовское состояние в монокристаллах NbSe_3 . Показано, что возникающее поперечное напряжение $V_{xy} \propto dR_{xx}/dT$. Эффект объясняется перераспределением тока, вызванным пространственной неоднородностью критической температуры пайерлсовского перехода.

Возникновение четного по магнитному полю поперечного напряжения (ЧПН), то есть появление поперечного транспортному току электрического поля, знак которого не изменяется при изменении направления внешнего магнитного поля, перпендикулярного току, всегда представляет значительный интерес, поскольку может свидетельствовать о возможном нарушении пространственно-временной симметрии. Чтобы избежать возможных спекуляций, рассмотрение данного эффекта требует особой тщательности, максимально учитывающей все специфические свойства изучаемого материала. В последние годы ЧПН было обнаружено в целом ряде сверхпроводящих соединений в температурной области перехода в сверхпроводящее состояние [1–6], и первоначально делались предположения именно о нарушении симметрии преобразований при инверсии времени. В работах [4, 5] данное явление наблюдалось и в отсутствие внешнего магнитного поля и было показано, что поперечная и продольная компоненты сопротивления связаны соотношением $R_{xy} \propto dR_{xx}/dT$. На настоящий момент полное объяснение данного эффекта отсутствует. Предложена лишь качественная интерпретация, основанная на учете особенности динамики вихрей и антивихрей области сверхпроводящего перехода. В настоящей работе сообщается о наблюдении аналогичного эффекта уже не в сверхпроводниках, а в квазиодномерном проводнике с волной зарядовой плотности (ВЗП) NbSe_3 .

NbSe_3 является одним из наиболее известных квазиодномерных проводников с ВЗП [7]. Данный материал испытывает два пайерлсовских перехода при температурах $T_{p1} = 144$ 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 поверхности Ферми нормальные носители сохраняются в небольших “карманах” на уровне Ферми и металлические свойства проявляются до самых низких температур. Кристаллическая решетка NbSe_3 – моноклинная, причем направление оси b совпадает с направлением цепочек ВЗП и соответствует наибольшей проводимости. Анизотропия проводимости в плоскости $(b - c)$ составляет $\sigma_b/\sigma_c \sim 20$ [8]. Монокристаллы NbSe_3 имеют форму тонких прямоугольных полосок, причем цепочки ВЗП ориентированы строго вдоль полосок, и данное направление соответствует наибольшей проводимости.

Для эксперимента отбирались качественные монокристаллы NbSe_3 толщиной 0.2–0.4 мкм и шириной 80–150 мкм. Отобранные кристаллы приклеивались на подложках из сапфира, очищались в кислородной плазме, после чего, как и в работе [9], методом электронной литографии приготавливались структуры для исследования в холловской конфигурации. Схема структур показана на рис.1. Ширина

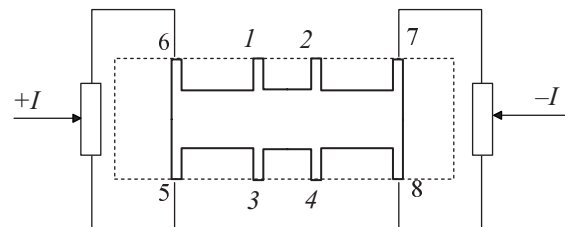


Рис.1. Схема структур для исследования. Пунктиром показан исходный монокристалл NbSe_3

образцов составляла 20 мкм, расстояние между контактами 1 и 2 составляло 50 мкм, расстояние между токковыми контактами – 300 мкм, ширина всех контактов – 2 мкм. Пунктиром показан исходный монокристалл.

¹⁾ e-mail: aasinch@htsc.mephi.ru

²⁾ P. Monceau, T. Crozes.

В работе измерялись температурные зависимости продольного и поперечного напряжений при пропускании транспортного тока 20 мкА, ориентированного вдоль оси b . Данный ток был значительно меньше пороговой величины тока скольжения ВЗП во всем интервале температур, то есть все измерения проводились в режиме статического состояния ВЗП. Пары контактов 1–3 и 2–4 использовались для измерения поперечного напряжения, а 1–2 и 3–4 – для измерения продольного напряжения. Для исключения возможного влияния термоэлектронных явлений измерения проводились для обоих полярностей транспортного тока. При этом значения поперечного, V_{tr} , и продольного, V_L , напряжений определялись как $(V_{24}(+I) - V_{24}(-I))/2$ и $(V_{12}(+I) - V_{12}(-I))/2$ соответственно. Пропускание транспортного тока осуществлялось через две пары контактов, 5–6 и 7–8, что позволило управлять ориентацией тока в образце с помощью переменных сопротивлений. С помощью данной регулировки при комнатной температуре устанавливалось значение $V_{tr} < 10^{-9}$ В, что соответствовало ориентации тока, близкой к перпендикулярной потенциальным контактам. Сообщаемые результаты получены при измерении характеристик четырех структур.

На рис.2 приведены зависимости от температуры поперечного (а) и продольного (б) сопротивления

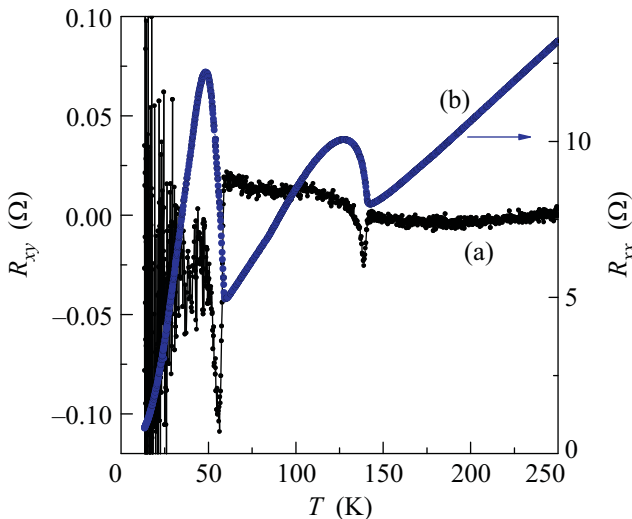


Рис.2. Температурные зависимости (а) поперечного $R_{xy} = V_{tr}/I$ и (б) продольного $R_{xx} = V_L/I$ сопротивлений для одного из образцов

ний, определяемых как $R_{xy} = V_{tr}/I$ и $R_{xx} = V_L/I$ соответственно для одного из образцов. Аналогичные зависимости наблюдались на всех исследованных структурах. При $T < 30$ К на всех структурах резко увеличивался шум, и проследить ход зави-

симости $R_{xy}(T)$ в этой области температур не удалось. Кривая (б) есть известная зависимость сопротивления $NbSe_3$ вдоль кристаллографической оси b от температуры [8]. Переходы в состояние с ВЗП на данной зависимости проявляются в резком возрастании сопротивления при температурах $T_{p1} = 144$ К и $T_{p2} = 59$ К. Отсутствие данных особенностей на кривой (а) свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе продольного падения напряжения в V_{tr} вследствие возможной несимметричности потенциальных контактов. Следует отметить, что кривая (а) качественно отличается не только от зависимости $R_{xx}(T)$, но и от $R_{yy}(T)$ [8]. Как видно из рис.2, пайерлсовские переходы на зависимости $R_{xy}(T)$ проявляются в виде резких минимумов. Чтобы проверить связь наблюдаемого эффекта с возможным отклонением направления прикладываемого электрического поля, мы осуществляли пропускание тока через пары контактов 5–7 и 6–8. В результате зависимости $R_{xy}(T)$ качественно становились подобными зависимости $R_{yy}(T)$. Однако особенности в виде резких минимумов сохранялись, а их форма, полярность и величина не изменялись.

Полученные результаты позволяют прийти к выводу, что при переходе в состояние с ВЗП в $NbSe_3$ возникает перпендикулярная транспортному току компонента электрического поля. На одной из структур для контактов 1–3 и 2–4 наблюдались сигналы противоположной полярности, что указывает на то, что направление возникающего поперечного поля определяется случайными факторами и скорее всего определяется свойствами исследуемого материала в области измерений.

Природа наблюдаемого явления, наиболее вероятно, связана с флуктуациями критической температуры перехода в пайерлсовское состояние. Действительно, как в случае сверхпроводников, так и в случае систем с ВЗП, существует конечный интервал температур, ΔT , в котором и происходит переход в конденсированное электронное состояние. Можно представить, что различные области исследуемого образца (домены) характеризуются различными значениями критической температуры перехода, изменяющейся в пределах ΔT . Если фазовый переход сопровождается изменением проводимости, то в области температур $T_c \pm \Delta T$ неизбежно перераспределение тока в образце, и, как следствие, возможное появление компонент электрического поля, перпендикулярных транспортному току. Если размер доменов достаточно большой, то суммарное поперечное поле в определенном сечении образца с большой степенью вероятности может быть отличным от нуля.

Рассмотрим простейшую модель. Предположим, что образец состоит только из четырех доменов одинакового размера. В трех доменах продольное сопротивление изменяется по закону $R(T)$, а в четвертом – по закону $R(T + \Delta T)$ (рис.3). Так как со-

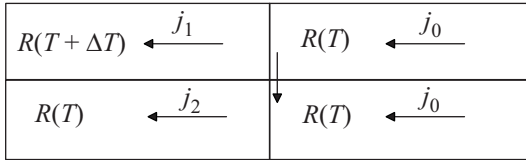


Рис.3. Схема протекания тока в модельном образце, состоящем из четырех доменов

противление этого домена больше, ток будет частично перетекать в нижний домен, и на границе доменов появится поперечная компонента электрического поля, пропорциональная разности сопротивлений $R(T + \Delta T) - R(T)$. В реальном образце форма и распределение доменов значительно сложнее. Однако, как показывает эксперимент, и в этом случае поперечное напряжение оказывается пропорциональным $R(T + \Delta T) - R(T)$. На рис.4 кружками показана

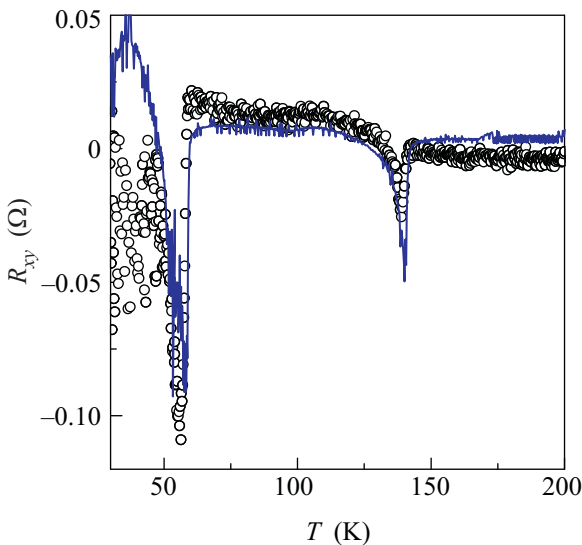


Рис.4. Зависимость от температуры поперечного сопротивления $R_{xy}(T)$ (кружки). Сплошная кривая есть $\alpha[R_{xx}(T + \Delta T) - R_{xx}(T)]$ при $\alpha = 0.31$, и $\Delta T = 0.1$ К

экспериментальная зависимость $R_{xy}(T)$, а сплошная кривая есть зависимость $\alpha[R_{xx}(T + \Delta T) - R_{xx}(T)]$, где $\alpha = 0.31$, а $\Delta T = 0.1$ К. Обе зависимости достаточно хорошо согласуются, исключая область низких температур. Учитывая, что при малых ΔT разность сопротивлений $[R_{xx}(T + \Delta T) - R_{xx}(T)] \propto dR_{xx}/dT$, приходим к выводу, что наблюдаемый в настоящей работе эффект полностью аналогичен эффекту ЧПН, наблюдаемому в сверхпроводниках. Логично предположить, что и физический механизм данных явле-

ний одинаков. Как отмечалось в начале статьи, объяснение эффекта ЧПН в сверхпроводниках базируется на рассмотрении динамики абрикосовских вихрей и антивихрей в температурной области сверхпроводящего перехода. Очевидно, в случае систем с ВЗП такое рассмотрение неприменимо в силу отсутствия вихрей в соединениях с ВЗП в пайерлсовском состоянии. В то же время предложенное в настоящей работе простое объяснение, основанное на влиянии пространственной неоднородности пайерлсовской критической температуры, позволяет предположить возникновение ЧПН при фазовом переходе в коллективное электронное состояние в любой системе, если этот переход сопровождается изменением проводимости. Возможность такого механизма следует иметь в виду, чтобы избежать ложных интерпретаций.

Одним из физических следствий данного эффекта может быть деформация ВЗП возникающим поперечным полем. Влияние данной деформации, возможно, следует учитывать при объяснении необычных поперечных свойств соединений с ВЗП, обнаруженных в последнее время, таких как спонтанное кручение монокристаллов TaS_3 при скольжении ВЗП [10].

Авторы благодарны С.А.Бразовскому и В.Я.Покровскому за полезное обсуждение полученных экспериментальных результатов и J. Marcus за помощь в приготовлении образцов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 08-02-01093) и европейской ассоциированной лаборатории (LEA) между ИРЭ РАН и институтом Нееля CNRS в рамках программы "Физические свойства когерентных электронных состояний в твердом теле".

1. Y. Yamamoto and K. Ogawa, *Physica C* **382**, 80 (2002).
2. T. L. Francavilla, E. J. Cukauskas, L. H. Allen, and P. R. Broussard, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 1717 (1995).
3. I. Janeček and P. Vašek, *Physica C* **468**, 17 (2008).
4. P. Vašek, H. Shimakage, and Z. Wang, *Physica C* **411**, 164 (2004).
5. M. S. da Luz, C. A. M. dos Santos, C. Y. Shigue et al., *Physica C* **469**, 60 (2009).
6. A. V. Silhanek, L. Van Look, S. Raedts et al., *Phys. Rev. B* **68**, 214504 (2003).
7. *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.
8. N. P. Ong and J. W. Brill, *Phys. Rev. B* **18**, 5265 (1978).
9. A. A. Sinchenko, P. Monceau, T. Crozes et al., *Physica B* **404**, 426 (2009).
10. V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtev, and I. G. Gorlova, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 206404 (2007).