

## Когерентное туннелирование между элементарными проводящими слоями в проводнике с волной зарядовой плотности $\text{NbSe}_3$

Ю. И. Латышев<sup>1)</sup>, А. А. Синченко<sup>+,\*</sup>, Л. Н. Булаевский<sup>□</sup>, В. Н. Павленко, П. Монсо<sup>\*2)</sup>

Институт радиотехники и электроники РАН, 101999 Москва, Россия

<sup>+</sup>Московский государственный инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Centre de Recherches sur Les Très Basses Températures, CNRS, 38042 Grenoble, France

<sup>□</sup>Los Alamos National laboratory, Los Alamos, New Mexico NM 87545, USA

Поступила в редакцию 5 ноября 2001 г.

После переработки 17 декабря 2001 г.

Исследованы особенности поперечного транспорта в направлении кристаллографической оси  $a^*$  в проводнике с волной зарядовой плотности (ВЗП)  $\text{NbSe}_3$ . При низких температурах на ВАХ слоистых структур и точечных контактов  $\text{NbSe}_3$ - $\text{NbSe}_3$  наблюдаются сильный пик динамической проводимости при нулевом напряжении смещения и, на слоистых структурах, серия пиков при напряжениях, кратных удвоенной пайерлсовской щели. Обнаруженное поведение во многом напоминает межслоевую туннельную проводимость в высокотемпературных слоистых сверхпроводниках типа  $\text{Bi-2212}$ . Пик проводимости при нулевом смещении объяснен в модели почти когерентного межслоевого туннелирования несконденсированных в ВЗП носителей.

PACS: 42.25.Gy, 71.45.Lr, 72.15.Nj, 74.25.Gz

Как известно, высокотемпературные сверхпроводники типа  $\text{BSCCO}$  имеют кристаллическую структуру, в которой атомно тонкие купратные сверхпроводящие слои пространственно разделены атомно тонкими изоляционными слоями  $\text{BiO}$  и  $\text{SrO}$ . Возникающая пространственная модуляция сверхпроводящего параметра порядка поперек слоев (вдоль кристаллографической оси  $c$ ) приводит к дискретному описанию поперечного транспорта (модель Лоуренса–Дониаха [1]), при котором соседние сверхпроводящие слои связаны посредством джозефсоновских туннельных контактов. Справедливость такого подхода была подтверждена экспериментами на естественных слоистых структурах  $\text{Bi-2212}$  малых латеральных размеров [2, 3]. Исследование межслоевого туннелирования куперовских пар и квазичастиц [4, 5] в настоящее время является одним из новых оригинальных методов исследования высокотемпературных сверхпроводников.

В настоящей работе мы исследуем межслоевое туннелирование на слоистой системе с электронным конденсатом другого типа, а именно, на проводнике с волной зарядовой плотности (ВЗП). В качестве материала для исследования был выбран  $\text{NbSe}_3$ . В данном соединении происходят два пайерлсовских перехода при температурах  $T_{p1} = 145 \text{ K}$  и  $T_{p2} = 59 \text{ K}$ . При

чем в низкотемпературном пайерлсовском состоянии на поверхности Ферми остаются участки, на которых не выполняется условие нестинга (“карманы”) и, как следствие, не возникает пайерлсовской щели. Поэтому  $\text{NbSe}_3$  не переходит в диэлектрическое состояние, сохраняя металлические свойства вплоть до самых низких температур [6]. Анализ кристаллической структуры  $\text{NbSe}_3$  и его анизотропных свойств позволяет отнести его к слоистым квазидвумерным соединениям. Действительно, анизотропия проводимости в плоскости ( $b - c$ ) определяется цепочечным характером проводимости вдоль оси  $b$  и составляет  $\sigma_b/\sigma_c \sim 10$ , в то время как отношение проводимостей  $\sigma_b/\sigma_{a^*}$  определяется слоистостью структуры и достигает при низких температурах  $\sim 10^4$  [7, 8]. Кристаллическая структура  $\text{NbSe}_3$  в плоскости ( $a - c$ ) изображена на рис.1а. Видно, что в данном материале действительно формируется слоистая структура за счет попарной координации селеновых призм и преимущественной ориентацией их оснований в плоскости ( $b - c$ ). На рис.1b серым цветом выделены элементарные проводящие слои, в которых призмы развернуты и сдвинуты ребрами навстречу друг другу. В данных слоях расстояния между ниобиевыми цепочками сравнительно малы, в то время как соседние проводящие слои оказываются разделенными изолирующим слоем, образованным двойным барьером оснований селеновых призм.

<sup>1)</sup>e-mail: lat@mail.cplire.ru

<sup>2)</sup>P. Monceau.

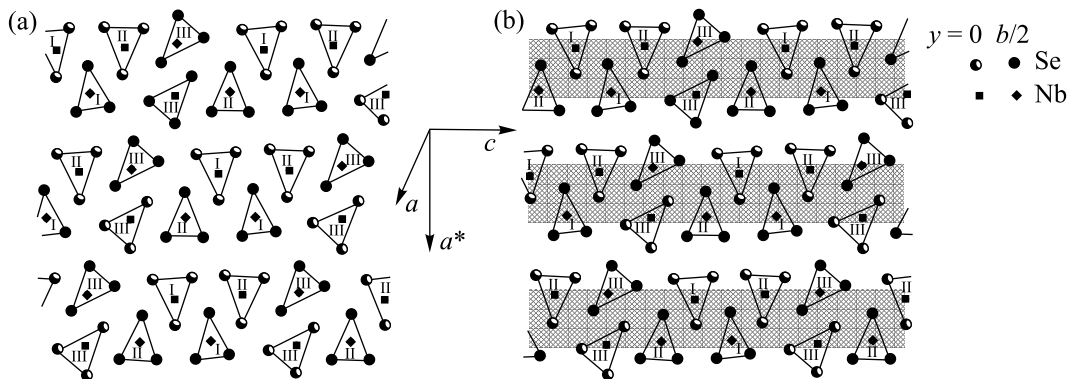


Рис.1. а) Изображение структуры  $\text{NbSe}_3$  в плоскости ( $a - c$ ); б) То же, с выделенными проводящими плоскостями

Подобная слоистая структура в совокупности с анизотропией проводимости указывает на возможность конденсации ВЗП в элементарных проводящих

рядка ВЗП будет модулирован в направлении оси  $a^*$  и транспорт поперек слоев будет определяться внутренним, межслоевым туннелированием между элементарными слоями с ВЗП.

С целью экспериментальной проверки этих представлений нами были поставлены прямые эксперименты по изучению транспорта поперек слоев  $\text{NbSe}_3$  в конденсированном состоянии с ВЗП.

Исследования проводились на слоистых структурах с малой площадью протекания тока поперек слоев  $S = 2 \text{ мкм} \times 2 \text{ мкм}$  и содержащих  $\sim 30$  элементарных слоев (структуры типа overlap). Структуры получались с помощью микротравления сфокусированным ионным пучком из целого тонкого монокристалла  $\text{NbSe}_3$  по методике, развитой для получения подобных структур на основе  $\text{Bi-2212}$  [9]. Схематически исследуемая структура изображена на вставке к рис.2. Кроме этого, исследовались характеристики прижимных контактов  $\text{NbSe}_3 - \text{NbSe}_3$ , ориентированных в направлении кристаллографической оси  $a^*$ . Конфигурация контакта показана на вставке к рис.3. Исследуемый контакт формировался непосредственно при низкой температуре путем прецизионного сведения двух висеров  $\text{NbSe}_3$ . В обоих случаях четырехконтактным методом измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) и их производные при низких температурах, ниже второго пайерлсовского перехода  $T_{p2} = 59 \text{ К}$ .

Основные результаты работы представлены на рис.2, где для одной из наиболее совершенных структур (№3) изображены зависимости динамической проводимости в направлении оси  $a^*$  от напряжения смещения,  $V$ , при изменении температуры от 59.5 до 4.2 К. Видно, что при  $T < T_{p2}$  дифференциальные ВАХ имеют туннельный характер. С понижением температуры ниже  $\sim 35 \text{ К}$  на ВАХ таких структур появляется и становится доминирующим пик прово-

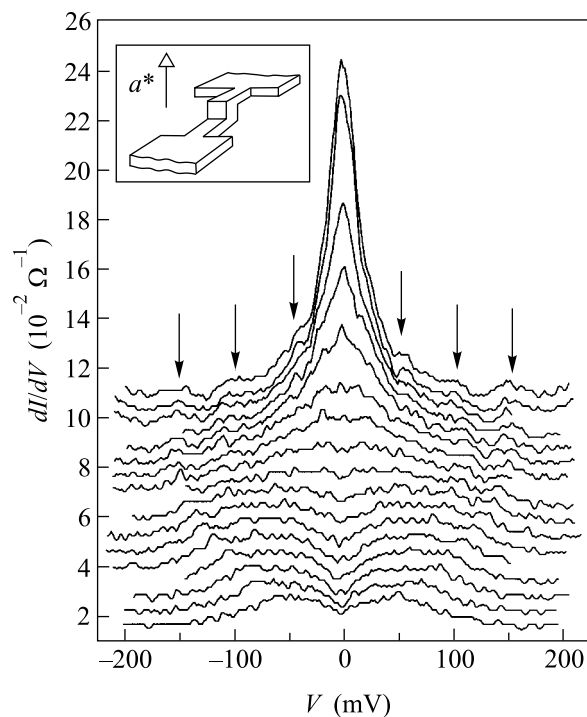


Рис.2. Зависимости  $dI/dV$  от напряжения  $V$  перехода overlap (образец №1) при различной температуре: 59.5; 55.6; 52.1; 48.0; 43.7; 40.1; 37.0; 34.3; 31.0; 28.0; 25.1; 22.6; 19.1; 15.7; 12.8; 8.0; 4.2 К. Шкала динамической проводимости соответствует кривой при  $T = 59.5 \text{ К}$ , остальные кривые смещены вверх для большей ясности. На вставке показана конфигурация образца

слоях, пространственно разделенных атомно тонкими изолирующими слоями. В этом случае, подобно слоистым ВТСП, можно ожидать, что параметр по-

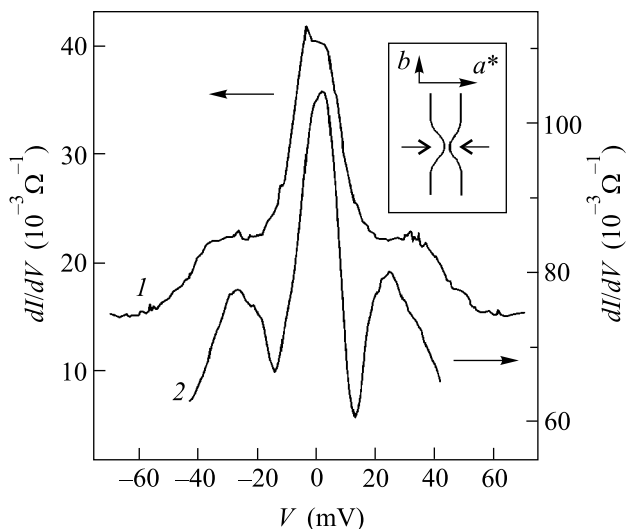


Рис.3. Зависимости  $dI/dV(V)$  для контакта  $\text{NbSe}_3$ - $\text{NbSe}_3$  (кривая 1) и образца №2 системы overlap (кривая 2) при  $T = 4.2$  К. На вставке показана конфигурация точечного контакта

димости при нулевом напряжении смещения. Величина пика насыщается при понижении температуры ниже 6–8 К и при  $T = 4.2$  К почти в 20 раз превышает проводимость при больших смещениях. Отметим, что наблюдаемая аномалия не может быть связана с джоулевым разогревом. Оценка нагрева образца для типичного значения теплоотдачи в гелий дает уменьшение проводимости меньше чем на десять процентов во всем диапазоне измеряемых напряжений. Кроме этого, на ВАХ четко видна структура симметричных по  $V$  пиков проводимости, при низких температурах, соответствующих напряжениям  $|V| = 50, 100, 150$  мВ, то есть при  $|V| = nV_0$ , где  $V_0 = 50$  мВ и  $n = 1, 2, 3$ . С повышением температуры выше 25 К особенности смещаются в область меньших энергий и значения  $V_n$  обращаются в нуль при  $T \simeq 59$  К, соответствующей температуре второго пайерлсовского перехода для  $\text{NbSe}_3$ .

Описанная картина наблюдалась только на структурах наиболее высокого качества. Появление дефектов структуры, типа двойниковой границы срощенных монокристаллов, приводит к значительному уменьшению пика проводимости при нулевом смещении, а также к появлению пика при  $V = 25$ – $27$  мВ  $\approx V_0/2$  (кривая 2 на рис.3). Качественно аналогичные зависимости наблюдались на некоторых прижимных контактах  $\text{NbSe}_3$ - $\text{NbSe}_3$ . На ВАХ данных структур также наблюдается пик проводимости при нулевом смещении, причем примерно такой же амплитуды, что и для дефектных образцов структур overlap, и пик проводимости при  $V \approx 25$  мВ (кри-

вая 1 на рис.3). На рис.4 показаны температурные зависимости нормированной динамической проводимости

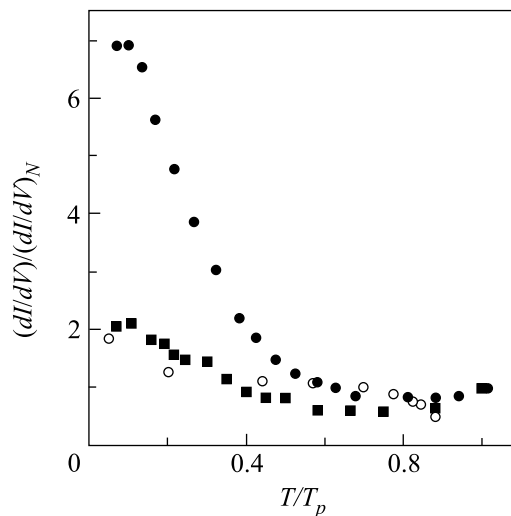


Рис.4. Температурные зависимости динамической проводимости при нулевом напряжении смещения: черные кружки – образец №3 (overlap); черные квадраты – образец №1 (overlap); светлые кружки – прижимной контакт  $\text{NbSe}_3$ - $\text{NbSe}_3$ . Значения проводимости нормированы на величину  $dI/dV(T = 62$  К)

мости при нулевом напряжении смещения для всех типов исследованных образцов. Видно, что для совершенной структуры overlap амплитуда нулевой аномалии более чем в три раза превосходит амплитуды для дефектной структуры и прижимных контактов. Отметим, что значение напряжения  $V_0 = 50$  мВ оказывается близким удвоенному значению низкотемпературной энергетической щели,  $2\Delta_{p2}/e$  для  $\text{NbSe}_3$  [10, 11], причем зависимость  $V_n(T)/V_n(0)$  (рис.5) хорошо согласуется с температурной зависимостью энергетической щели в теории БКШ (пунктирная линия на рис.5) как для структур overlap, так и для прижимных контактов, что указывает на щелевую природу данных особенностей.

Важно отметить, что все описанные выше особенности наблюдались исключительно при транспорте поперек слоев (в направлении оси  $a^*$ ). Проведенные нами исследования на специально приготовленных мостиковых структурах и прижимных контактах, ориентированных в направлении оси  $c$  (транспорт поперек цепочек в плоскости слоев), показали отсутствие пика проводимости при  $V = 0$ .

Проанализируем сначала результаты, полученные на совершенных структурах overlap. Наиболее яркой отличительной особенностью характеристик данных структур является сильный пик проводимости

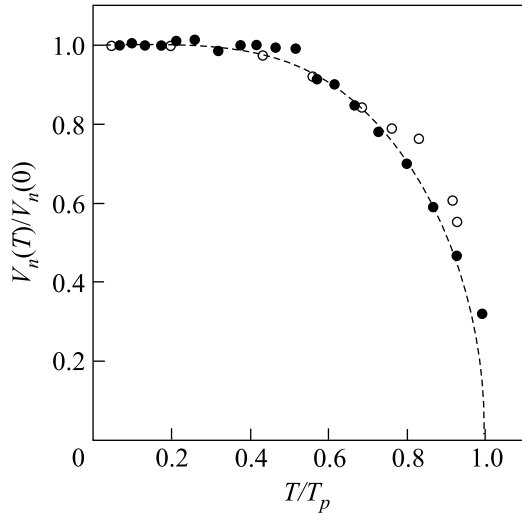


Рис.5. Температурная зависимость второй пайерлсовской энергетической щели: черные кружки – для структуры overlap (образец № 3); светлые кружки – для прижимного контакта NbSe<sub>3</sub>-NbSe<sub>3</sub>

при нулевом смещении. Кроме того, наблюдается периодическая структура пиков при  $|V| = nV_0$ , подобная серии квазичастичных ветвей на ВАХ слоистых структур Bi-2212 при измерениях поперек слоев [3]. Действительно, как отмечалось выше, величина  $V_0 = 50$  мВ близка к значению удвоенной щели низкотемпературной ВЗП в NbSe<sub>3</sub>, а температурная зависимость  $V_0(T)$  следует предсказанию теории БКШ. Однако в отличие от сверхпроводников проводимость при нулевом напряжении смещения для NbSe<sub>3</sub> является конечной. Это указывает на то, что межслоевая проводимость при нулевом смещении не обусловлена коллективным вкладом ВЗП типа джозефсоновского туннелирования.

Наблюдаемый пик проводимости при нулевом смещении не может быть объяснен и обычным (некогерентным) одночастичным туннелированием. В этом случае пик проводимости можно было бы связать с энергетической зависимостью плотности состояний несконденсированных в ВЗП электронов. Но тогда данная особенность должна наблюдаться и на искусственно приготовленных туннельных структурах типа N-I-ВЗП, что не подтверждается экспериментальными результатами работ [10, 11], в которых детально исследовались туннельные соединения такого типа, ориентированные вдоль оси  $a^*$ .

Мы считаем, и ниже это будет детально обосновано, что пик проводимости при нулевом смещении обусловлен когерентным межслоевым туннелированием носителей, локализованных в “карманах” поверхности Ферми.

В общем случае туннельный ток между двумя не-сверхпроводящими слоями  $a$  и  $b$  дается выражением [12]

$$I = \frac{4\pi es}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{q}} |t_{ab}(\mathbf{p}, \mathbf{q})|^2 \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left( \tanh \frac{\omega}{2T} - \tanh \frac{\omega - eV}{2T} \right) \times \text{Im}G_a^R(\mathbf{p}, \omega) \text{Im}G_b^R(\mathbf{q}, \omega - eV), \quad (1)$$

где  $G^R$  – запаздывающая функция Грина электрона с импульсом  $\mathbf{p}$  в слое  $a$ , а  $\text{Im}G^R(\mathbf{p}, \omega)$  – спектральная плотность функции Грина,  $t_{ab}(\mathbf{p}, \mathbf{q})$  – матричный элемент туннелирования из состояния с импульсом  $\mathbf{p}$  в слое  $a$  в состояние с импульсом  $\mathbf{q}$  в слое  $b$ ,  $V$  – напряжение между соседними слоями,  $T$  – температура.

Заметим, что вклад коллективной (скользящей) моды ВЗП [13] в межслоевое туннелирование отсутствует, поскольку туннельный ток определяется гриновскими функциями в различных слоях, тогда как коллективная мода распространяется внутри слоев.

Ниже мы рассмотрим когерентное туннелирование, когда импульс электрона в плоскости не изменяется при туннелировании,  $\mathbf{p} = \mathbf{q}$ . Тогда имеем

$$I = \frac{es}{\pi\hbar} \int d\mathbf{p} |t_{ab}(\mathbf{p})|^2 \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left( \tanh \frac{\omega}{2T} - \tanh \frac{\omega - eV}{2T} \right) \times \text{Im}G_a^R(\mathbf{p}, \omega) \text{Im}G_b^R(\mathbf{p}, \omega - eV). \quad (2)$$

Учитывая, что рассеяние в слое определяется частотой столкновений  $\nu$ , получаем

$$\text{Im}G^R(\mathbf{p}, \omega) = \frac{\gamma}{\pi(\omega - \epsilon(\mathbf{p})^2 + \gamma^2)}, \quad (3)$$

где  $\epsilon(\mathbf{p})$  – электронный спектр, а  $\gamma = \hbar\nu$ . Мы можем использовать данное выражение с  $\gamma = \gamma_{sc} + \gamma_{inc}$ , учитывающими изменение импульса при рассеянии внутри слоев и при туннелировании,  $\gamma_{inc} = \langle \epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon(\mathbf{q}) \rangle$ . В обоих случаях мы учитываем неопределенность энергии для состояния, характеризуемого импульсом  $\mathbf{p}$ . Мы будем называть туннелирование почти когерентным, если  $\gamma_{inc}$  и  $\gamma$  малы по сравнению с другими энергетическими параметрами электронной системы: пайерлсовской щелью и шириной зоны электронов в “карманах” в нашем случае. Заменяя  $t_{ab}(\mathbf{p})$  на независимую от импульса величину  $t$  и интегрируя по  $\mathbf{p}$ , получаем

$$\frac{1}{4\pi^2} \int d\mathbf{p} |t_{ab}(\mathbf{p})|^2 \text{Im}G_a^R(\mathbf{p}, \omega) \text{Im}G_b^R(\mathbf{p}, \omega - eV) = \frac{2\gamma N(0) |t|^2}{e^2 V^2 + 4\gamma^2}, \quad (4)$$

где  $N(0)$  – плотность состояний электронов в “карманах”. Окончательно мы получаем для межслоевого тока при  $eV < 2\Delta$  выражение

$$I(V) = \frac{N(0)|t|^2\gamma eV}{2\pi^3(e^2V^2 + 4\gamma^2)}, \quad (5)$$

тогда как динамическая проводимость есть

$$\frac{\sigma(V)}{\sigma(0)} = 4\gamma^2 \frac{4\gamma^2 - e^2V^2}{(e^2V^2 + 4\gamma^2)^2}. \quad (6)$$

Отметим, что зависимость от температуры содержится только в  $\gamma(T)$ . Видно, что динамическая проводимость имеет пик при  $V = 0$  шириной  $\approx \gamma$  и становится отрицательной при  $eV > 2\gamma$ , демонстрируя нестабильность при данных напряжениях. Экспериментально наблюдаемой ширине пика  $\approx 10$  мВ в структуре из 30 слоев соответствует величина  $\gamma \approx 0.3$  мэВ. Для сравнения оценим параметр  $\gamma_{sc}$  для рассеяния внутри слоев. Используя известные данные для подвижности  $\mu = e/\nu_{sc}m^* \approx 4 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с [7, 14], где  $m^* = 0.24m_e$  [15] получаем  $\gamma_{sc} \approx 0.13$  мэВ, то есть изменение импульса электрона при туннелировании и при рассеянии внутри слоев одинаково.

Объясним теперь, почему межслоевой ток уменьшается с ростом напряжения  $V$ . При туннелировании электрона между слоями энергия должна сохраняться, то есть  $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon(\mathbf{q}) - eV$  с точностью до  $2\gamma$ . Для когерентного туннелирования  $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon(\mathbf{q})$  и если  $eV \ll \gamma$  туннелирование возможно и мы получаем обычный закон Ома. Для  $eV > 2\gamma$  туннелирование невозможно вплоть до напряжения  $V$ , достигающего  $2\Delta/e$ . В этом случае сконденсированные в ВЗП электроны начинают давать вклад в межслоевую ток путем обычного туннелирования квазичастиц ВЗП через удвоенную пайерлсовскую щель  $2\Delta$ . Таким образом, межслоевой ток может быть реализован только одним из двух вышеописанных механизмов. В реальной многослойной структуре, в силу геометрической неоднородности отдельных слоев (площади слоев несколько отличаются), значение напряжения  $V \sim 2\gamma/e$  будет достигаться не одновременно для различных индивидуальных туннельных переходов. При  $V > 2\gamma/e$  часть переходов может находиться в режиме когерентного туннелирования, а часть – в режиме одночастичного туннелирования через щель. Как результат, на ВАХ соединения должна появляться структура пиков проводимости при  $V = 2n\Delta_p/e$ , где  $n = 1, 2, \dots$

При наличии дефектов в структуре overlap или в случае прижимных контактов некогерентность туннелирования усиливается, хотя оно остается почти когерентным в лучших структурах. Как результат,

на ВАХ таких структур, наряду с пиком проводимости при нулевом смещении, присутствует дополнительная особенность при  $V = \Delta_p/e$ , связанная с одночастичным туннелированием типа N-I-ВЗП.

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что межслоевое туннелирование в естественных слоистых структурах на основе NbSe<sub>3</sub> является независимым эффективным методом исследования пайерлсовского состояния в этом соединении. При этом обнаруженный пик туннельной проводимости при нулевом смещении удается самосогласованно объяснить межслоевым почти когерентным туннелированием несконденсированных в ВЗП носителей, локализованных в “карманах” поверхности Ферми, не закрытых щелью, а серию эквидистантных по напряжению пиков объяснить квазичастичным туннелированием через щель ВЗП при последовательном переходе элементарных туннельных переходов в резистивное состояние. Отметим, что обнаруженный пик проводимости при нулевом смещении является уникальным проявлением одночастичного когерентного транспорта в твердых телах.

Авторы благодарны С. А. Бразовскому, В. А. Волкову и В. М. Яковенко за полезное обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проектов # 99-02-17364, # 01-02-16321 и # 00-02-22000 НЦНИ, государственной программой “Физика твердотельных наноструктур в рамках проекта # 97-1052, российско-голландского проекта NWO, а также Los Alamos National Laboratory при поддержке US DOE.

1. W. E. Lawrence and S. Doniach, *Proc. of the 12th Intern. Conf. on Low Temperature Physics*, Ed. E. Kanda, Kyoto, Japan, Keigaku, Tokyo, 1971, p. 361.
2. R. Kleiner and P. Müller, *Phys. Rev.* **B49**, 1327 (1994).
3. R. Kleiner, P. Müller, H. Kohlstedt et al., *Phys. Rev.* **B50**, 3942 (1994).
4. K. Tanabe, Y. Hidaka, S. Karimoto, and M. Suzuki, *Phys. Rev.* **B53**, 9348 (1996).
5. Yu. I. Latyshev, T. Yamashita, L. N. Bulaevskii et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5345 (1999).
6. G. Grüner, *Density Waves in Solids*, Addison – Wesley, Reading, Massachusetts, 1994).
7. N. P. Ong and J. W. Brill, *Phys. Rev.* **B18**, 5265 (1978).
8. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, O. Laborde et al., *J. Phys. IV France* **9**, 165 (1999).
9. S.-J. Kim, Yu. I. Latyshev, and T. Yamashita, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1156 (1999).
10. T. Ekino and J. Akimitsu, *Physica* **B194-196**, 1221 (1994).

11. A. Fournel, J. P. Sorbier, M. Konczykowski, and P. Monceau, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2199 (1986).
12. И. О. Кулик, И. К. Янсон, *Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах*, М.: Наука, 1970.
13. P. A. Lee, T. M. Rice, and P. W. Anderson, *Sol. St. Com.* **14**, 703 (1974).
14. N. P. Ong, *Phys. Rev.* **B18**, 5272 (1978).
15. R. V. Coleman, M. P. Everson, Hao-An Lu et al., *Phys. Rev.* **B41**, 460 (1990).