

Низкочастотные фононы в микроконтактном спектре MgB_2

В.В. Фисун, Л.Ю. Трипутень, И.К. Янсон

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fisun@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2005 г.

Методом микроконтактной спектроскопии исследованы вторые производные вольт-амперных характеристик гетероконтактов между пленкой MgB_2 и контрэлектродами чистых металлов (Cu, Ag, Au, Be). Микроконтактные спектры изучали в нормальном ($T \geq T_c$) и сверхпроводящем ($T < T_c$) состоянии вдоль направления оси c . В нормальном состоянии на спектрах наблюдается особенность в интервале энергий $\sim 20\text{--}30$ мВ в виде широкого пика или размытого излома. Сделано предположение, что низкочастотные моды фононного спектра также ответственны за высокое значение температуры сверхпроводящего перехода в MgB_2 . В сверхпроводящем состоянии спектральные особенности приобретают N -образный вид в области энергий низкочастотного пика.

Методом мікроконтактної спектроскопії досліджено другі похідні вольт-амперних характеристик гетероконтактів між плівкою MgB_2 та контрелектродами чистих металів (Cu, Ag, Au, Be). Мікроконтактні спектри вивчали у нормальному ($T \geq T_c$) та надпровідному ($T < T_c$) стані уздовж напрямку осі c . У нормальному стані на спектрах спостерігається особливість в інтервалі енергій $\sim 20\text{--}30$ мВ у вигляді широкого піка або розмитого зламу. Зроблено припущення, що низькочастотні моди фононного спектру також відповідальні за високе значення температури надпровідного переходу у MgB_2 . У надпровідному стані спектральні особливості здобувають N -образний вид в області енергій низькочастотного піка.

PACS: 74.70.Ad, 72.10.Di, 73.40.Jn, 74.25.Kc

Введение

Сверхпроводящие свойства диборида магния были открыты всего несколько лет назад [1]. Среди известных s - p металлов и сплавов температура критического перехода MgB_2 является наиболее высокой: $T_c \sim 39$ К. Подобно другим диборидам MgB_2 обладает гексагональной структурой, содержащей графитоподобные слои атомов бора, разделенные слоями магния, имеющего гексагонально-плотную упаковку. Атомы магния расположены в центре гексагонов, сформированных бором, так, что связь между атомами в слоях бора более значительна, нежели между атомами в слоях магния. Необычный двухзонный характер электронной структуры представляет интерес для детального изучения этого соединения различными группами исследователей. Диборид магния является редким примером

сильно анизотропного сверхпроводника с двумя энергетическими щелями со значениями 2,5 и 7,0 мэВ. Важно отметить, что обе щели обращаются в нуль при одном и том же значении температуры критического перехода $\sim 38\text{--}40$ К. Существование двух сверхпроводящих энергетических щелей подтверждают экспериментальные данные, полученные при помощи туннельной [2] и микроконтактной [3,4] спектроскопии.

Электронная структура диборида магния состоит из двух групп зон: пары анизотропных квазидвумерных ($2D$) σ -зон с сильным электрон-фононным взаимодействием и пары практически изотропных трехмерных ($3D$) π -зон со слабым электрон-фононным взаимодействием, которые образованы локальными p_{xy} - и p_z -орбиталями бора. В соответствии с теоретическими моделями π - и σ -зоны слабо связаны между собой и обладают различными динамическими и топо-

логическими свойствами. Роль p_{xy} -орбиталей бора в транспортных и термодинамических свойствах MgB_2 весьма существенна. Между π - и σ -зоной существует слабое взаимодействие. Значение параметра электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) λ для σ -зоны, согласно [5], достигает 2–3. Структура σ -зоны такова, что в направлении ГА энергия Ферми дырочных носителей составляет $\sim 0,5\text{--}0,6$ эВ. Считается, что малая скорость Ферми приводит к значительной неадиабатической поправке к T_c [6].

Дисперсионные кривые фононов, определенные неупругим рентгеновским рассеянием в работе [7], указывают на пик при 75 мэВ в направлении ГА с E_{2g} -симметрией. Роль оптических фононов, соответствующих колебательным E_{2g} -модам графитоподобных слоев атомов бора в механизме сверхпроводимости, в соответствии с проведенными теоретическими оценками, считается доминирующей. Предполагается, что высокое значение критической температуры обусловлено взаимодействием E_{2g} -фононной моды, соответствующей антипараллельным колебаниям атомов в плоскостях бора и электронами проводимости σ -зоны.

Ранее в работах [8–10] проведены исследования фононной структуры c -ориентированных пленок и монокристаллов MgB_2 методом микроконтактной спектроскопии. На МК спектрах в сверхпроводящем состоянии наблюдается структура в области фононных энергий $\sim 30\text{--}100$ мэВ, которая хорошо согласуется с данными неупругого нейтронного рассеяния, туннельной спектроскопии и с теоретическими расчетами. В работе [9] было отмечено, что при переходе в нормальное состояние ($T \geq T_c$) данная структура исчезает. Интенсивность наблюдаемой фононной структуры увеличивается с ростом значения малой щели Δ_π , что позволяет сделать вывод о ее возможной связи с энергетической сверхпроводящей щелью в π -зоне. Полученные в работе [11] асимптотические выражения для нелинейной проводимости туннельного, баллистического и диффузионного контактов в случае $eV \geq \Delta$ качественно и количественно соответствуют измерениям фононной структуры в МК спектрах для MgB_2 . Показано, что вид $dV/dI(V)$ -характеристик вне зависимости от вида микроконтакта (баллистический, туннельный, диффузионный) в области смещений ниже 80 мэВ практически одинаков. В работе [10] отмечено, что если сверхпроводящая щель, отвечающая π -зоне, составляет 2,5 мэВ то на микроконтактных спектрах в нормальном состоянии наряду с особенностями в области 60–70 мэВ наблюдается излом при $\sim 20\text{--}30$ мэВ.

Как правило, при исследовании методом микроконтактной спектроскопии фононного спектра сверх-

проводника критериями отбора микроконтактов для проведения исследований являются максимальные значения интенсивностей сверхпроводящих параметров (например такие, как амплитуда минимумов на первой производной вольт-амперной характеристики (ВАХ) микроконтакта $dV/dI(V)$, отображающих сверхпроводящую щель, а также величина избыточного тока). Однако при этом возникают сложности в разделении наблюдаемых особенностей на спектральные, обусловленные рассеянием электронов назад с испусканием фононов (как и в нормальном состоянии), и те, которые вызваны нелинейной зависимостью сверхпроводящей щели, а значит, и избыточного тока, от энергии [11]. Интенсивности особенностей, связанных с зависимостью сверхпроводящей энергетической щели, могут намного превышать спектральные фононные особенности. Также заметим, что спектральные пики с нарушением баллистического режима и при приближении его к тепловому преобразуются в N -образный вид [12]. Кроме того, существуют особенности, связанные с разрушением сверхпроводящих токовых путей или проявлением дополнительных рассеивающих центров в микроконтактах. Энергетическое положение и интенсивность этих особенностей при изменении температуры эксперимента или в сильном магнитном поле изменяются. Заметим, что в зависимости от того, какой ток через микроконтакт является определяющим — непосредственной или туннельной проводимости, а также в зависимости от режима пролета электронов через контактное сужение фононные особенности будут иметь различный вид, что затрудняет их определение. Выше уже отмечалось, что несмотря на наличие в сверхпроводящем состоянии целого ряда особенностей, энергетическое положение которых хорошо согласуется с фононными, при переходе сверхпроводника в нормальное состояние при температуре выше T_c на второй производной ВАХ таких микроконтактов какие-либо спектральные нелинейности часто отсутствуют [13]. Проведение исследования фононного спектра при низких температурах в нормальном состоянии не представляется возможным ввиду отсутствия достаточно сильного магнитного поля (в наших экспериментах магнитное поле было ограничено величиной ~ 4 Тл).

Специфика эксперимента

В настоящей работе представлено исследование фононной структуры сверхпроводника MgB_2 с применением различных контрольных электродов методом микроконтактной спектроскопии. Микроконтактная спектроскопия позволяет получать прямые экспериментальные данные об ЭФВ микроконтакта, которые могут быть использованы для выбора более обосно-

ванных теоретических моделей, описывающих взаимодействие электронной и фононной подсистем. Метод заключается в изучении нелинейности ВАХ металлических (негуннельных) контактов с характерным размером меньше, чем неупругая длина свободного пробега электрона $l_{in}(T, eV)$ при данной температуре T и напряжении V . Согласно теории [14], вторая производная ВАХ, в случае баллистического режима пролета электронов между электродами с сильно различающимися скоростями Ферми, прямо пропорциональна микроконтактной спектральной функции ЭФВ металла с меньшей скоростью Ферми v_F . Функция $g_{PC}(\omega) = \alpha_{PC}^2(\omega)F(\omega)$ близка по структуре к известной функции Элиашберга, где $\alpha_{PC}^2(\omega)$ — усредненный по поверхности Ферми квадрат матричного элемента ЭФВ, а $F(\omega)$ — плотность фононных состояний. Вторая производная ВАХ, пропорциональная второй гармонике модулирующего напряжения $V_2(V)$, при температуре жидкого гелия равна:

$$\frac{d^2V}{dI^2} \propto \frac{d(\ln R)}{dV} = \frac{4ed}{3\hbar v_F} \alpha_{PC}^2(\omega)F(\omega)_{\hbar\omega=eV}.$$

Диаметр контакта связан с его сопротивлением при нуле напряжений R_0 [Ом] в нормальном состоянии в модели чистого отверстия определяется формулой Шарвина:

$$d = \left(\frac{16}{3\pi} \frac{\rho l}{R_0} \right)^{1/2} \approx \frac{30}{R_0^{1/2}} \text{ [нм]}.$$

При исследовании гетероконтактов интенсивность парциального вклада диборида магния в МК спектр гетероконтакта в соответствии с теорией [15] должна быть большей, так как значение скорости Ферми MgB_2 меньше ($v_F \sim 10^5$ м/с) скорости Ферми контрэлектрода ($v_F \sim 10^6$ м/с). Интенсивность микроконтактного спектра пропорциональна $\sim d/(v_F \tau_e)$, где τ_e — время неупругой релаксации. Следует отметить, что относительная интенсивность МК спектров не определяется однозначно сопротивлением контакта, так как соотношение между упругой длиной пробега и диаметром остается нам неизвестным.

Объектом исследований служили пленки MgB_2 толщиной ~ 100 нм, ориентированные осью c перпендикулярно подложке [8,9,11,16]. Значение удельного сопротивления MgB_2 при 40 К составляло около 1 мкОм·см, а отношение сопротивлений при комнатной температуре к остаточному равнялось 2,2. Измерения заключались в регистрации первой ($dV/dI(V) \propto V_1(V)$) и второй ($d^2V/dI^2(V) \propto V_2(V)$) гармоники малого модулирующего сигнала методом синхронного детектирования.

Для того, чтобы исключить влияние сверхпроводимости на спектральные особенности MgB_2 , микроконтакты создавались в нормальном состоянии MgB_2 при температуре 30 К в магнитном поле 4 Тл. Отсутствие вблизи нуля напряжений каких-либо особенностей на вторых производных ВАХ микроконтактов, представленных на рис. 1, служило подтверждением нормального состояния. Однако при этих условиях температурное размытие составляет более 10 мЭв, что затрудняет проведение оценки параметра ЭФВ λ :

$$\lambda = 2 \int_0^\infty g_{PC}(\omega) \frac{d\omega}{\omega}.$$

В качестве контрэлектродов использовано несколько чистых металлов, а именно: Cu, Ag, Au, Be с различными температурами Дебая. Отсутствие

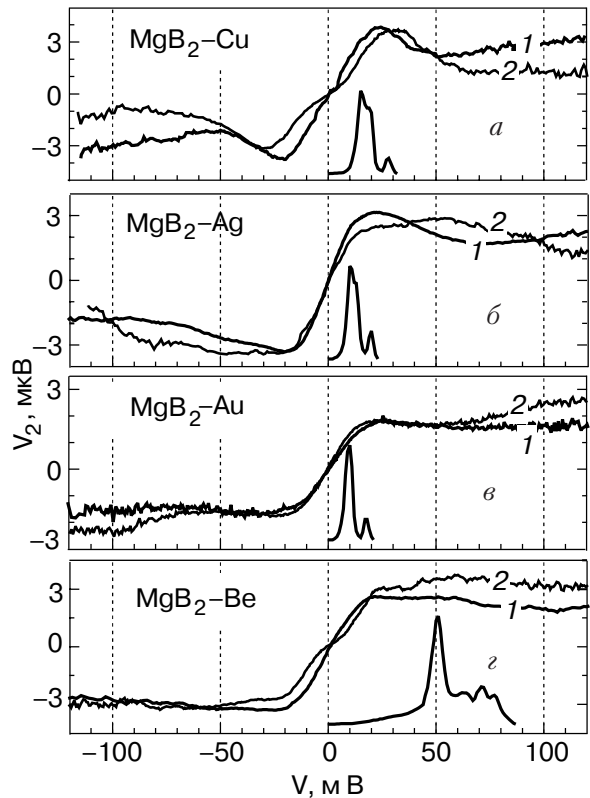


Рис. 1. МК спектры гетероконтактов. MgB_2 -Cu; $V_{1,0} = 4,72$ мВ, $T = 28$ К, $R_0 = 670$ м (1); $V_{1,0} = 6,2$ мВ, $T = 31$ К, $R_0 = 53$ Ом (2) (а). MgB_2 -Ag; $V_{1,0} = 7,24$ мВ, $T = 28$ К, $R_0 = 82$ Ом (1); $V_{1,0} = 7,02$ мВ, $T = 30$ К, $R_0 = 105$ Ом (2) (б). MgB_2 -Au; $V_{1,0} = 2,62$ мВ, $T = 40$ К, $R_0 = 58$ Ом (1); $V_{1,0} = 2,36$ мВ, $T = 40$ К, $R_0 = 60$ Ом (2) (в). MgB_2 -Be; $V_{1,0} = 7,93$ мВ, $T = 28$ К, $R_0 = 32$ Ом (1); $V_{1,0} = 4,7$ мВ, $T = 33$ К, $R_0 = 92$ Ом (2) (г). Величина магнитного поля для всех МК составляет $H = 4$ Тл. Для сравнения при положительной полярности смещения показаны спектры контрэлектродов [16], произвольно смещенные вдоль оси ординат.

низкочастотных фононов в спектре Be однозначно указывало, что фононные особенности, наблюдаемые нами, вызваны MgB_2 (см. ниже).

Критерием отбора МК, находящегося в нормальном состоянии, служило наличие спектральной особенности при напряжениях 20–30 мВ на второй производной ВАХ такого контакта (рис. 1). Как известно, важным фактором, определяющим качество микроконтакта в сверхпроводящем состоянии, является наличие щелевых минимумов на первой производной ВАХ, которые мы можем наблюдать только при низких температурах ($T < T_c$). Несмотря на то, что сверхпроводящие характеристики не участвовали в отборе микроконтактов, их наличие при низких температурах *a posteriori* свидетельствовало о высоком качестве контактов (см., например, рис. 2). Так как MgB_2 имеет две щели, которые связаны с различными направлениями кристаллографических осей, то по их величине можно судить об ориентации оси микроконтакта. Номинально микроконтакт создавался в направлении оси c пленки MgB_2 , для которого характерна малая щель Δ_π . Как видно на рис. 2, щелевые минимумы на первой производной ВАХ исследуемых МК соответствуют малой щели. Вышесказанное позволяет нам сделать вывод о связи наблюдаемой спектральной особенности с направлением оси c или близкому к нему.

Результаты

На рис. 1 представлены МК спектры гетероконтактов $\text{MgB}_2\text{-N}$ (N – нормальный металл), на кото-

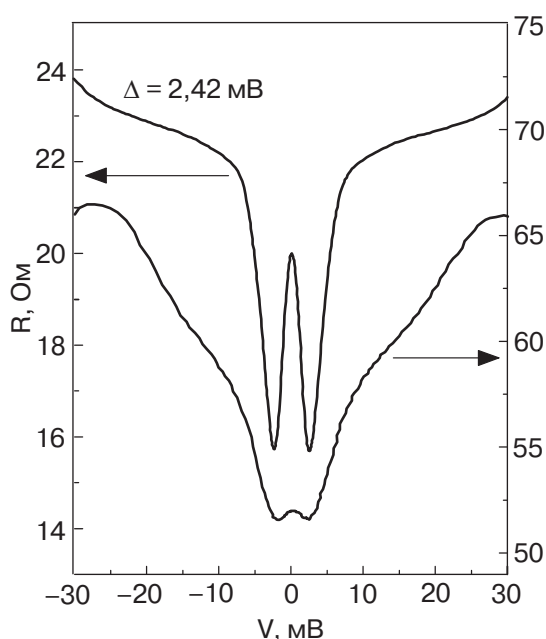


Рис. 2. Первые производные ВАХ при $T = 4,2$ К, $H = 0$ Тл, соответствующие приведенным на рис. 1 гетероконтактам $\text{MgB}_2\text{-Ag}$ и $\text{MgB}_2\text{-Au}$.

рых наблюдаются особенности в интервале энергий 20–30 мэВ в виде одного широкого пика или размытого излома, энергетическое положение которого, не зависит от применяемых контрэлектродов. На рис. 1 представлены также МК спектры используемых контрэлектродов при гелиевых температурах, взятые из атласа [17] (для наглядности спектры смещены относительно нуля оси ординат произвольным образом). Очевидно, более корректным было бы приведение спектров контрэлектродов при тех же температурах, что и спектры гетероконтактов. Однако тепловое размытие приводит к сдвигу основных максимумов в сторону больших энергий на незначительную величину, которая в рамках настоящей работы не существенна. Важно отметить, что даже в случае режима пролета электронов, отличного от баллистического, энергетическое положение основных максимумов контрэлектродов сдвигается в сторону больших энергий всего на 9% в тепловом режиме [18].

Наблюдаемая низкочастотная особенность на МК спектрах соответствует спектральному режиму, так как значение сопротивления контактов лежит в интервале 30–105 Ом (например, значение сопротивления для гетероконтакта $\text{MgB}_2\text{-Ag}$, см. рис. 1, кривая 1, составляет 82 Ом). Для реализации спектрального режима размер контакта должен быть меньше длины свободного пробега электрона, что соответствует значению сопротивления больше 10 Ом. Это следует из проведенных в обзоре [13] оценок диаметра контакта к длине свободного пробега электрона. Согласно формуле Шарвина, при $\rho l \approx 4,9 \cdot 10^{-12}$ Ом·см² и значении сопротивления $R \sim 10$ Ом как в направлении оси c , так и в плоскости ab , характерный размер контакта d в баллистическом режиме равен ~ 7 нм. При этом $l_{ab} = 70$ нм, а $l_c = 18$ нм. Если микроконтакт содержит загрязнение, а длина свободного пробега мала, то применима формула Максвелла $d = \rho/R$. В этом случае значение d составляет 0,7 и 2,6 нм для плоскости ab и направления оси c соответственно. Еще одним подтверждением спектрального режима служит также и тот факт, что при повышении температуры до 70 К, максимум при $\sim 20\text{--}30$ мэВ размывается, сохраняя свое положение на оси энергий.

Спектры при $T = 30$ К в магнитном поле 4 Тл не несут информации о сверхпроводящих характеристиках MgB_2 . Однако важно отметить, что микроконтактная область при незначительном понижении температуры на 1–2 К переходит в сверхпроводящее состояние, свидетельствующее о сверхпроводящей модификации MgB_2 под контактом. Дальнейшее понижение температуры приводит к тому, что часть тока, проходящего через микроконтакт, переносится через сверхпроводящие области. При этом

особенности, обусловленные сверхпроводимостью, значительно возрастают.

На рис. 3,а представлены МК спектры $\text{MgB}_2\text{-Ag}$ в нормальном ($T = 30 \text{ K}$, $H = 4 \text{ Тл}$, кривая 1) и сверхпроводящем (кривые 2, 3) состоянии. Можно видеть, что понижение температуры приводит к появлению на МК спектре вблизи нуля напряжений пика, связанного с андреевским отражением на NS -границе, и ряда особенностей в фоновой области частот 30–90 мэВ. Кривая 2 демонстрирует МК спектр при промежуточной температуре ($T = 20 \text{ K}$, $H = 4 \text{ Тл}$), на котором при $V \rightarrow 0$ наблюдается преобразование низкочастотной фоновой особенности в две размытых нисходящих ступени при энергиях ~ 16 и 28 мэВ (~ 126 и 228 см^{-1}) на фоне нелинейности, обусловленной сверхпроводимостью. При дальнейшем понижении температуры фоновые особенности в силу отклонения от баллистического режима приобретают N -образный вид (кривая 3). При этом энергетическое положение N -образных особенностей лишь приблизительно соответствует положению фоновых пиков на оси энергий. На рис. 3,б для сравнения представлен спектр комбинационного рассеяния, взятый из работы [19]. Согласование шкалы абсцисс спектров с шкалой

МК спектра осуществлялось при помощи соотношением $1 \text{ мэВ} = 8,065 \text{ см}^{-1}$. Видно, что энергетическое положение низкочастотных спектральных особенностей на кривой 3, рис. 3,а, хорошо согласуется с экспериментальными данными рамановской спектроскопии (вертикальные линии, рис. 3,а,б). Авторы [19] отмечают, что наблюдаемые особенности не связаны с нелинейностями сверхпроводящей щели и наблюдаются до температур, превышающих T_c MgB_2 (см. кривые при $T = 25, 55$ и 295 K на рис. 3,б). В работе [20] представлены МК спектры, измеренные в нормальном состоянии ($T = 30 \text{ K}$, $H = 7 \text{ Тл}$), на которых наряду с особенностями в области 15–35 мВ наблюдается ярко выраженный пик при 60 мВ, а также два уширенных при 80 и 90 мВ.

Сравнивая со спектром плотности фоновых состояний, полученным неупругим нейтронным рассеянием [21], можно видеть, что, начиная с $eV \sim 20 \text{ мВ}$, наблюдается подъем в спектре, согласующийся с расположением наблюдаемого нами низкочастотного МК пика. Возможно, отсутствие ярких низкочастотных особенностей в спектре плотности нейтронных состояний обусловлено их малой интенсивностью и присущей MgB_2 сильной анизотропией ЭФВ, приводящей к возрастанию спектральной функции ЭФВ в этом интервале энергий.

Следует отметить, что практически на всех МК спектрах при температуре 4,2 K появление на порядок более интенсивных пиков в области 60 и 70 мэВ не происходит, что связано с ориентацией пленок MgB_2 вдоль оси c перпендикулярно подложке, как и в работах [8–10]. Однако несмотря на то, что пленка MgB_2 ориентирована осью c , для МК спектров в нормальном состоянии с изломом характерно наличие сильно размытого пика в области энергий 50–70 мэВ (этот пик в настоящей работе не обсуждается). Это может свидетельствовать о возможном незначительном отклонении направления протекания тока от оси c , так как высокочастотные особенности характерны для плоскости ab , как было показано в работе [10].

Вследствие сложности самого соединения, малого значения длин свободного пробега, а также значительных технических трудностей при создании микроконтактов получение интенсивных МК спектров, соответствующих модели чистого отверстия, для определения важного интегрального параметра ЭФВ λ в настоящий момент не представляется возможным. Однако мы надеемся, что в дальнейшем более совершенные образцы позволят создать микроконтакты лучшего качества и трудности в определении λ можно будет преодолеть.

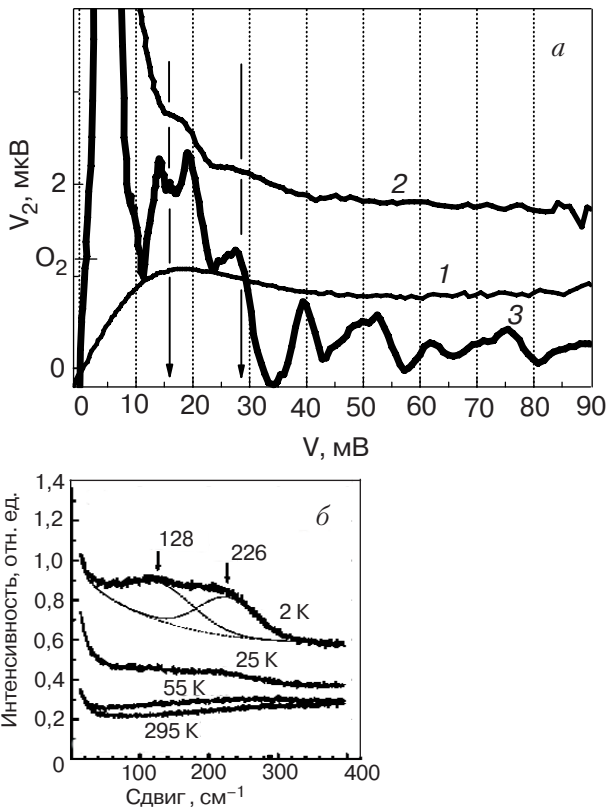


Рис. 3. МК спектры гетероконтакта $\text{MgB}_2\text{-Ag}$: нормальное состояние, $R_0 = 42 \text{ Ом}$ (1); $T = 20 \text{ K}$, $V_{1,0} = 2,23 \text{ мВ}$, сверхпроводящее состояние (2,3); нуль кривой 2 смещен по оси ординат вверх (а). Спектры комбинационного рассеяния MgB_2 [19] (б).

Выводы

Исследованы МК спектры MgB_2 с низкочастотной спектральной особенностью, энергетическое положение которой не зависит от применяемых контактов. Полагаем, что наблюдаемый нами спектральный пик на МК спектрах MgB_2 в нормальном состоянии связан с низкочастотными модами фононного спектра в направлении оси c или близкому к нему. Роль этих низкочастотных мод фононного спектра в механизме сверхпроводимости диборида магния может оказаться значительной.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины, проект № Ф7/528–2001. Авторы выражают глубокую благодарность Prof. Sung-Ik Lee за предоставленные образцы.

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, *Nature (London)* **410**, 63 (2001).
2. H. Schmidt, J.F. Zasadzinski, K.E. Gray, and D.G. Hinks, *Physica* **C385**, 221 (2003).
3. P. Szabo, P. Samuely, J. Kasmarcik, Th. Klein, J. Marcus, D. Furchart, S. Miragila, C. Marcenat, and A.G.M. Jansen, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 137005 (2001).
4. Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson, L.V. Tyutrina, N.L. Bobrov, P.N. Chubov, W.N. Kang, Hyeong-Jin Kim, Eun-Mi Choi, C.U. Jung, and Sung-Ik Lee, *Pis'ma v ZhETF* **75**, 283 (2002).
5. H.J. Choi, D. Round, H. Sun, M.L. Cohen, and S.G. Louie, *Phys. Rev.* **B66**, 020513 (R) (2002).
6. E. Cappelutti, S. Ciuchi, C. Grimaldi, L. Pietronero, and S. Strassler, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117003 (2003).
7. A. Shukla, M. Calandra, M. d'Astuto, M. Lazzeri, F. Mauri, C. Bellin, M. Krisch, J. Karpinski, S.M. Kazakov, J. Jun, D. Daghero, and K. Parlinski, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 095506 (2003).
8. N.L. Bobrov, P.N. Chubov, Yu.G. Naidyuk, L.V. Tyutrina, I.K. Yanson, W.N. Kang, Hyeong-Jin Kim, Eun-Mi Choi, and Sung-Ik Lee, in: *Quantum Mesoscopic Phenomena and Mesoscopic Devices in Microelectronics*, J.F. Annett and S. Kruchinin (eds.), Kluwer Academic (2002), p. 225.
9. I.K. Yanson, V.V. Fisun, N.L. Bobrov, Yu.G. Naidyuk, W.N. Kang, Eun-Mi Choi, Hyun-Jung Kim, and Sung-Ik Lee, *Phys. Rev.* **B67**, 024517 (2003).
10. Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson, O.E. Kvitnitskaya, S. Lee, and S. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 197001 (2003).
11. I.K. Yanson, S.I. Beloborod'ko, Yu.G. Naidyuk, O.V. Dolgov, A.A. Golubov, *Phys. Rev.* **B69**, 100501 (2004).
12. И.К. Янсон, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 425 (1987).
13. I.K. Yanson and Yu.G. Naidyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 355 (2004).
14. И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук, Р.И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977).
15. Р.И. Шехтер, И.О. Кулик, *ФНТ* **9**, 46 (1983).
16. W.N. Kang, Hyeong-Jin Kim, Eun-Mi Choi, C.U. Jung, and Sung-Ik Lee, *Science* **292**, 1521 (2001); W.N. Kang, Eun-Mi Choi, Hyeong-Jin Kim, Hyun-Jung Kim, and Sung-Ik Lee, *Physica* **C385**, 24 (2003).
17. И.К. Янсон, А.В. Хоткевич, Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах, Наукова думка, Киев (1986).
18. И.К. Янсон, О.И. Шкляревский, *ФНТ* **12**, 899 (1986).
19. K. Kunc, I. Loa, K. Syassen, R.K. Kremer, and K. Ahn, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, 9945 (2001).
20. P. Szabo, P. Samuely, J. Kasmarcik, Th. Klein, J. Marcus, and A.G.M. Jansen, *Physica* **C388**, 145 (2003).
21. R. Osborn, E.A. Goremychkin, A.I. Kolesnikov, and D.G. Hinks, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 017005 (2001).

The low-frequency phonons in the point-contact spectra of MgB_2

V.V. Fisun, L.Yu. Triputen, and I.K. Yanson

The PC spectra of heterocontacts between thin films of MgB_2 and electrodes of pure metals (Cu, Ag, Au, Be) have been investigated by point contact (PC) spectroscopy. The PC spectra were studied both in the normal ($T \geq T_c$) and superconducting ($T < T_c$) states along the c -axis direction. In the normal state the point contact spectra display a single wide peak or a smeared kink in the energy range 20–30 meV. It is assumed that these low-frequency modes of the phonon spectra are responsible for high T_c in MgB_2 . The spectral features develops a N -like appearance in the superconducting state in the low-frequency peak energy range.