Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 1, с. 26 – 31 © 2010 г. 10 января

Теоретический анализ туннельных экспериментов в системе MgB_2

А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов[1)]**, Я. Г. Пономарев*+

Институт физики высоких давлений РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

**Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

+Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2009 г.

Проведен подробный теоретический анализ экспериментальных данных, полученных ранее при изучении туннельных спектров в сверхпроводящей двухзонной системе MgB_2. Показано, что большая часть этих данных хорошо описывается в рамках обобщенной двухзонной теории Бардина-Купера-Шриффера с константами внутризонного электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), разумно совпадающими с результатами первопринципных расчетов. Показано, что существование в этой системе специфического коллективного возбуждения, обусловленного колебаниями относительной фазы двух сверхпроводящих конденсатов (мода Леггетта), указывает на завышение в первопринципных расчетах величины констант межзонного ЭФВ. Подробно изучены зависимости сверхпроводящих щелей и частоты моды Леггетта от температуры и от степени разупорядочения в системе $Mg_{1-x}Al_xB_2$.

В настоящее время можно считать хорошо установленным, что в сверхпроводнике MgB_2 существуют, по крайней мере, две значительно отличающиеся друг от друга электронные зоны. Сверхпроводящая энергетическая щель в квазидвумерной σ-зоне, связанной со слоями атомов бора, существенно превосходит по величине щель в π-зоне, описывающей трехмерный спектр электронов [1, 2]. Как было показано в наших работах [3, 4], эта двухзонность электронного спектра MgB_2 сохраняется в разупорядоченном состоянии и в соединении $Mg_{1-x}Al_xB_2$ вплоть до концентраций Al $x = 0.4$ и $T_c \approx 6.5$ K. Аналогичные результаты о существовании двух хорошо определенных щелей не только в MgB_2, но и в соединениях, допированных алюминием и углеродом, были получены и в целом ряде других работ [5 – 7].

Одно из наиболее ярких проявлений двухзонного характера сверхпроводимости было отмечено Леггеттом [8] еще в 1966 г. Он показал, что в двухзонном сверхпроводнике могут возникать специфические коллективные возбуждения, обусловленные колебаниями относительной фазы двух сверхпроводящих конденсатов. Используя стандартную теорию Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) для двухзонной модели, он получил выражение для частоты коллективной моды в виде

$$\Omega^2(\mathbf{q}) = \Omega_0^2 + v_L^2 q^2. \qquad (1)$$

При этом Леггетт показал, что частота Ω_0 не зависит непосредственно от кулоновского межэлектронного взаимодействия и может быть вычислена для системы незаряженных частиц. Результаты Леггетта были подтверждены в работе [9]. В обеих этих работах [8, 9] было подчеркнуто, что это коллективное возбуждение может существовать лишь при условии, что

$$\Omega_0 < 2\Delta_{1,2}, \qquad (2)$$

где Δ_1 и Δ_2 – сверхпроводящие щели в σ- и π-зонах, соответственно. Оценки величины Ω_0, полученные в статье [9] для MgB_2 с использованием констант межэлектронного взаимодействия, вычисленных ранее [1, 2] в рамках теории функционала плотности, привели авторов к заключению, что неравенство (2) в MgB_2 не выполняется и, следовательно, моды Леггетта не могут наблюдаться в MgB_2. Мы, однако, наблюдали [3, 10] эти моды в чистом, слегка разупорядоченном MgB_2 и в легированном Al. Измеренные нами величины Ω_0 удовлетворяют, естественно, условию (2).

В наших экспериментальных исследованиях [3, 4, 10] мы использовали метод туннельной спектроскопии на микротрещинах (break-junction contacts). Уникальной особенностью контактов на микротрещине является возможность их перестройки из туннельного режима (SIS) в микроконтактный (ScS) и обратно с помощью механической регулировки контакта микрометрическим винтом. Моды Леггетта в туннельной спектроскопии могут наблюдаться при взаимодействии переменного тока Джозефсона с самой модой или ее гармониками, что приводит к

[1)]e-mail: maksimov@lpi.ru

появлению скачков постоянной составляющей тока при напряжениях

$$2eV_{\text{res}} = n/m\Omega_0. \tag{3}$$

В случае микроконтактного режима (андреевского отражения) резонансное излучение моды Леггетта приводит к возникновению субгармонических структур для σ–σ канала при напряжениях

$$eV = (2\Delta_1 + m\Omega_0)/n. \tag{4}$$

Взаимодействие тока Джозефсона с модой Леггетта имеет большое сходство с взаимодействием этого тока с раман-активными оптическими фононами в ВТСП системах [11–14]. Детали наших экспериментальных исследований в системе MgB_2 были опубликованы в работах [3, 4, 10], и мы не будем их здесь повторять. Отметим лишь кратко основные результаты, полученные нами.

Во-первых, при разупорядочении системы MgB_2 и ее допировании Al большая щель в σ-зоне уменьшается почти линейно с уменьшением T_c, а малая щель в π-зоне меняется при этом очень слабо. Эти наши данные достаточно хорошо согласуются с результатами других исследователей.

Во-вторых, температурная зависимость малой щели при температурах, близких к T_c, существенно отличается от той, что дается моделью БКШ. Она начинает уменьшаться при температурах $T \geq T^*$, где T^* – температура, определяемая свойствами только π-зоны в отсутствие межзонных взаимодействий. В этом отношении наши результаты отличаются, в частности, от полученных в первопринципных расчетах [15].

В-третьих, мы впервые наблюдали существование мод Леггетта в MgB_2 при различной степени разупорядочения и допинге алюминием. Нами было показано, что частота моды Ω_0 в образцах с различными значениями T_c удовлетворяет соотношению

$$\Omega_0^2 \cong A\Delta_1\Delta_2, \tag{5}$$

где A – константа порядка единицы.

Основная задача этой нашей работы – представить подробный теоретический анализ экспериментальных данных [3, 4, 10] и показать, что большая часть этих данных хорошо описывается в рамках обобщенной двухзонной теории БКШ. Мы обсудим также выбор констант межэлектронного взаимодействия в этой модели, возникающих из описания наших экспериментальных данных, и их связь с вычисленными в первопринципных расчетах [1, 2]. Обобщенная теория БКШ была предложена Алленом [16] как результат упрощения двухзонных уравнений Элиашберга за счет пренебрежения частотной зависимостью энергетической щели $\Delta(\omega) = \text{const}$ и функции перенормировки $Z(\omega) = \text{const}$, и наличием в них мнимых частей. В результате возникает следующая система уравнений:

$$\Delta_i(T) = \sum_j \lambda_{ij} \int_0^{\Omega_c} d\xi \frac{\Delta_j \operatorname{th}\left[\sqrt{\xi^2 + \Delta_j^2}/2T\right]}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_j^2}}, \tag{6}$$

$$Z_i = 1 + \sum_j \lambda_{ij}^0, \tag{7}$$

где λ_{ij} – перенормированные константы связи:

$$\lambda_{ij} = (\lambda_{ij}^0 - \mu_{ij}^*)/Z_i = (\lambda_{ij}^0 - \mu_{ij}^0) \Big/ \left(1 + \sum_k \lambda_{ik}\right). \tag{8}$$

Здесь μ_{ij}^* – кулоновский псевдопотенциал и λ_{ij}^0 – константы электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), определяемые функцией Элиашберга

$$\lambda_{ij}^0 = 2\int_0^\infty \frac{d\Omega}{\Omega}\alpha_{ij}^2(\Omega)F(\Omega). \tag{9}$$

Функции Элиашберга для MgB_2 были вычислены в работах [1, 2], и мы воспользуемся в дальнейшем результатами этих расчетов.

При $T = T_c$ мы имеем

$$\Delta_i = \sum_{J=1,2} \lambda_{ij}\Delta_j \int_0^{\Omega_c} d\xi \frac{\operatorname{th}[\xi/2T_c]}{\xi}. \tag{10}$$

Решение этого уравнения можно получить тривиально, и мы не будем его выписывать.

При $T = 0$ уравнение (6) сводится к вспомогательному уравнению относительно величины $\alpha = \Delta_2/\Delta_1$:

$$\alpha \ln \alpha = -(\tilde{\lambda}_1 - \tilde{\lambda}_2)\alpha - \tilde{\lambda}_{12}\alpha^2 + \tilde{\lambda}_{21}/\alpha, \tag{11}$$

позволяющему определить щели: $\Delta_1(0)$ с помощью выражения

$$\ln \frac{2\Omega_c}{\Delta_1} = \frac{1 + \lambda_{12}\alpha \ln \alpha}{\lambda_{11} + \lambda_{12}\alpha} = \tilde{\lambda}_{22} - \tilde{\lambda}_{12}\alpha \tag{12}$$

и Δ_2:

$$\ln \frac{2\Omega_c}{\Delta_2} = \frac{1 - \lambda_{21}\alpha^{-1} \ln \alpha}{\lambda_{11} + \lambda_{21}\alpha^{-1}} = \tilde{\lambda}_{11} - \tilde{\lambda}_{21}/\alpha. \tag{13}$$

Для частоты моды Леггетта, используя результаты, полученные в [8, 9], можно написать следующее выражение:

$$x^2 = \frac{\tilde{\lambda}_{12}I^{-1}(\alpha x) + \tilde{\lambda}_{21}I^{-1}(x)}{\alpha} < 1, \tag{14}$$

где $x = \Omega_0/2\Delta_2$ и функция

$$I(x) = \arcsin x / x\sqrt{1-x^2}. \qquad (15)$$

Было показано [16], что многие термодинамические свойства сверхпроводников, вычисленные в обобщенной модели БКШ, хорошо совпадают с полученными в рамках уравнений Элиашберга. Аналогичный вывод был сделан и конкретно для MgB_2 [17, 18]. Недавно опубликована статья [19], в которой авторы критикуют применение обобщенной модели БКШ к двухзонной сверхпроводимости, в том числе и для MgB_2. На наш взгляд, эта критика основана на недоразумении, поскольку использованные в работе [19] квазиклассические уравнения Эйленбергера ничем не отличаются от уравнений обобщенной теории БКШ (6)–(8). Отличие этих двух подходов заключается в действительности в том, какой из экспериментальных параметров, T_c или Δ, выбирается в качестве подгоночного. В обобщенной теории БКШ выбирается для этой цели сверхпроводящая щель Δ, которая записывается в виде $\Delta(T) = (\alpha/1.76)\Delta_{BCS}(T)$. При этом зависимость функции $\Delta_{BCS}(T)$ от температуры имеет стандартный вид, следующий из теории БКШ. Константа α выбирается для описания отношения $2\Delta(0)/T_c$, которое может отличаться от величины 3.52. Естественно, что в двухзонной модели подобное предположение делается лишь для наибольшей щели, в противоречии с утверждениями в работе [19]. В работах [17, 18], а также в ряде других работ отмечалось, что единственное отличие результатов обычной модели БКШ и модели сильной электрон-фононной связи Элиашберга возникает лишь при определении соотношения $2\Delta_1/T_c$. Это отличие и устраняется в обобщенной модели БКШ введением написанного выше соотношения для $\Delta_1(T)$. Вопрос о природе больших значений соотношения $2\Delta_1/T_c$ требует дальнейших исследований, и мы не будем его касаться в данном сообщении.

Используя уравнения (10)–(13), можно показать, что в многозонных системах, подобных MgB_2, то есть в системах, где все межэлектронные взаимодействия являются притягивающимися, T_c всегда уменьшается по сравнению с его значением для одной зоны с наибольшей константой связи. Можно показать также, что Δ_1 при учете межзонных взаимодействий тоже только уменьшается.

Для дальнейшего обсуждения мы приведем таблицу результатов первопринципных расчетов констант ЭФВ из работы [21].

Отметим, что существует значительное разногласие о величине констант связи λ_{ij} между авторами работ [1, 2, 21].

References [20]	λ^0_{11}	λ^0_{22}	λ^0_{12}	λ^0_{21}
Liu et al. [21]	0.96	0.29	0.17	0.23
Golubov et al. [1]	1.02	0.45	0.16	0.21
H. Choi et al.[2]	0.78	0.21	0.11	0.15

Учитывая, что все расчеты показывают, что $\lambda_{11} \approx 1$, а энергия обрезания $\Omega_c \approx 70$ мэВ, не представляет большого труда получить наблюдаемые нами относительно высокие значения $\Delta_1 \approx 8{-}10$ мэВ, используя почти любой набор констант ЭФВ из приведенных в таблице. Легко также получить, используя эти константы, и экспериментально наблюдаемые значения щели Δ_2.

Гораздо более сильные ограничения на соотношения между константами λ_{ij} накладывает необходимость описания наших результатов по измерению частоты моды Леггетта. Наши данные показывают, что в чистом и разупорядоченном соединениях MgB_2 частота моды Леггетта $\Omega_0 \approx 2\Delta_2$. В этом случае выражения (14) и (15) для Ω_0 можно переписать в виде

$$\Omega_0^2 \approx \Delta_1\Delta_2 4\tilde{\lambda}_{12} \approx \Delta_1\Delta_2 4\frac{(\lambda^0_{12} - \mu^*_{12})(1+\lambda^0_{22})}{\lambda^0_{11}\lambda^0_{22}}. \qquad (16)$$

Таким образом, для справедливости обнаруженного нами соотношения (5), связывающего величины сверхпроводящих щелей и частоту Ω_0, должно выполняться условие

$$4\frac{(\lambda^0_{12} - \mu^*_{12})(1+\lambda^0_{22})}{\lambda^0_{11}\lambda^0_{22}} \approx 1. \qquad (17)$$

Справедливость условия (17) существенным образом зависит от величин констант ЭФВ λ^0_{12} и кулоновского псевдопотенциала μ^*_{12}. До настоящего времени отсутствует строгая методика первопринципных расчетов величины μ^*_{ij}. Одна группа исследователей [1, 20, 21], занимавшихся первопринципными расчетами MgB_2, считает, что недиагональные элементы $\mu^*_{i\neq j}$ много меньше диагональных. Вторая группа [2] полагает, что скорее все матричные элементы μ^*_{ij} одного порядка. Мы не смогли обнаружить убедительных аргументов по этому поводу ни у одной из сторон, но, учитывая, что кулоновский псевдопотенциал формируется в основном за счет кулоновских взаимодействий при больших энергиях, мы, как и авторы работы [2], тоже считаем, что все величины μ^*_{ij} одного порядка. Используя наши экспериментальные данные для одного из образцов с $\Delta_1 = 8.5$ мэВ, $\Delta_2 = 2.5$ мэВ, $\Omega_0 = 4$ мэВ и $T_c = 32$ К, мы можем выбрать константы ЭФВ и кулоновского псевдопотенциала так, чтобы описать эти данные. Результаты этой подгонки имеют вид

$$\lambda_{11}^0 = 0.819; \quad \lambda_{22}^0 = 0.43; \quad \lambda_{12} = 0.124; \quad \lambda_{21}^0 = 0.156;$$

$$\mu^* = 0.12 \text{ при } \omega_c = 68\,\text{мэV}. \tag{18}$$

Можно убедиться, что при этом выборе констант условие (17) выполняется с хорошей степенью точности.

Для описания изменения сверхпроводящих щелей Δ_1 и Δ_2, а также Ω_0 в неупорядоченном MgB_2 и в сплаве с Al мы воспользуемся так называемой моделью заполнения σ-зоны [22, 23]. В этой модели фактически учитывается лишь изменение константы ЭФВ в σ-зоне λ_{11}^0, точнее, ее уменьшение за счет уменьшения плотности электронных состояний при разупорядочении или допинге Al. В рамках этой модели мы представили константу λ_{11}^0 в виде линейной функции в интервале от 0.921 до 0.457, полагая все остальные константы ЭФВ неизменными, что соответствует монотонному изменению T_c от 40 до 6.63 K. На рис.1 изображена зависимость Δ_1 и Δ_2 от величины критической температуры сверхпроводящего перехода. Сплошными линиями показаны результаты расчетов. Из этого рисунка видно, что с увеличением степени разупорядочения, а также с увеличением количества примесей Al и, соответственно, с уменьшением T_c большая щель Δ_1 падает линейно с T_c. Малая щель при этом остается практически неизменной. Наклон линии $\Delta_1(T_c)$ достаточно хорошо совпадает с полученным и другими группами [23 – 26]. Имеется, однако, заметная разница между нашими результатами и полученными в [23 – 26]. Наши значения Δ_1 и, соответственно, отношение $2\Delta_1/T_c$ выше, чем в [23 – 26]. Используя параметры констант связи (18) и модель заполнения σ-зоны [22, 23], мы вычислили энергии моды Леггетта для сверхпроводящей системы MgB_2. На рис.2 показана зависимость величины Ω_0^2 от произведения $\Delta_1\Delta_2$. Из этого рисунка видно, во-первых, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом, и, во-вторых, что полученная расчетная кривая мало отличается от линейной зависимости величины Ω_0^2 от произведения $\Delta_1\Delta_2$, которая была предположена нами ранее [10].

Перейдем теперь к рассмотрению ситуации при $T \neq 0$. Используем для этого уравнения (6) и (7) и соотношения

$$\int_0^\Omega d\xi \frac{\text{th}\left[\sqrt{\xi^2+\Delta_1^2(T)}/2T\right]}{\sqrt{\xi^2+\Delta_1^2(T)}} = \tilde{\lambda}_2 - \tilde{\lambda}_{12}\alpha(T), \tag{19}$$

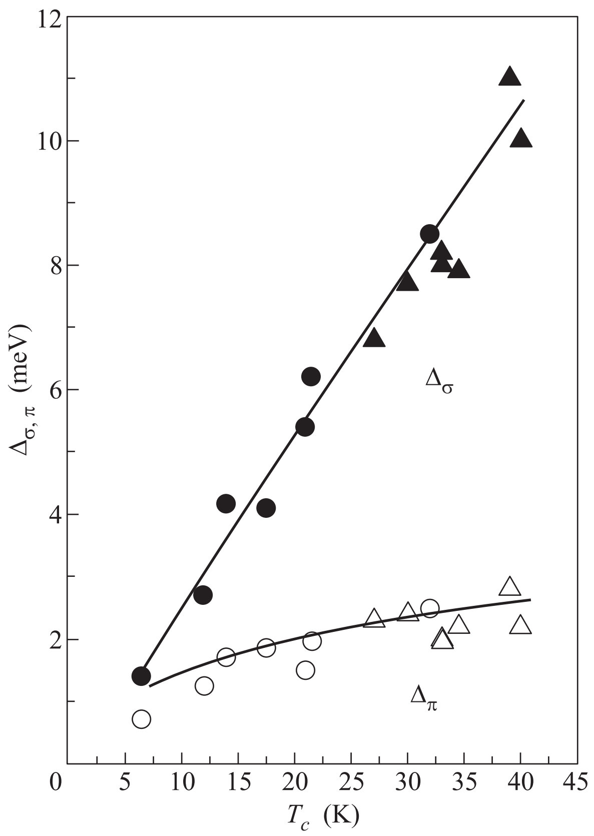

Рис.1. Теоретические (кривые линии) и экспериментальные (символы) зависимости щелей $\Delta_\sigma(T = 4.2\,\text{K})$ и $\Delta_\pi(T = 4.2\,\text{K})$ от критической температуры T_c у поликристаллических образцов $Mg_{1-x}Al_xB_2$ (Δ_σ – черные кружки, Δ_π – светлые кружки) и MgB_2 с разной степенью разупорядоченности (Δ_σ – черные треугольники, Δ_π – светлые треугольники)

$$\int_0^\Omega d\xi \frac{\text{th}\left[\sqrt{\xi^2+\Delta_2^2(T)}/2T\right]}{\sqrt{\xi^2+\Delta_2^2(T)}} = \tilde{\lambda}_1 - \tilde{\lambda}_{21}/\alpha(T), \tag{20}$$

а также

$$\alpha(T)\ln\alpha(T) = \\ = -[\tilde{\lambda}_1 - \tilde{\lambda}_2 - n_1(T) + n_2(T)]\alpha(T) - \tilde{\lambda}_{12}\alpha^2(T) + \tilde{\lambda}_{21}, \tag{21}$$

где $n_j(T)$ – число нормальных возбуждений в зоне j:

$$n_J(T) = 2\int_0^\Omega d\xi \frac{f\left(\sqrt{\xi^2+\Delta_J^2(T)}/T\right)}{\sqrt{\xi^2+\Delta_J^2(T)}}, \tag{22}$$

где $f(x)$ – функция Ферми. Написанные выше формулы позволяет нам вычислить температурные зависимости сверхпроводящих щелей. Легко обобщить и результаты работ [8, 9] для энергии моды Леггетта на случай конечных температур и написать

$$\Omega_0^2 = 4\Delta_1(T)\Delta_2(T)\left[\tilde{\lambda}_{12}I_1^{-1}(\Omega_0, T) + \tilde{\lambda}_{21}I_2^{-1}(\Omega_0, T)\right], \tag{23}$$

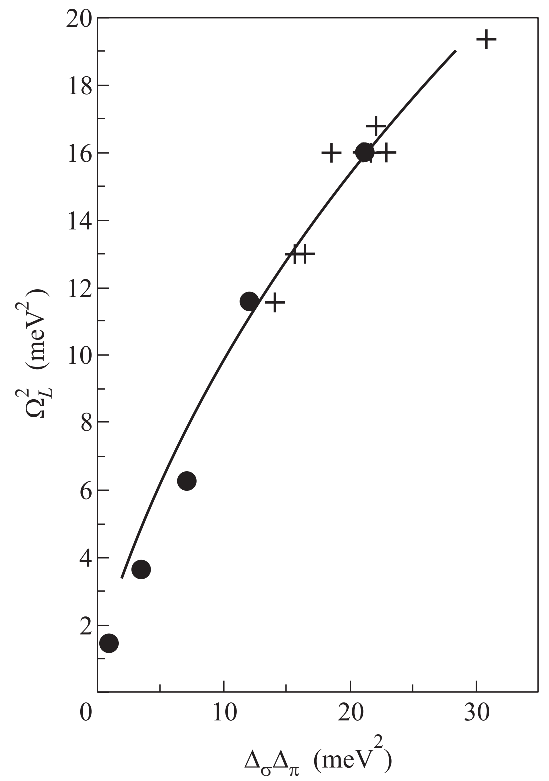

Рис.2. Теоретическая (кривая) и экспериментальная (символы) зависимости квадрата энергии деггеттовской моды Ω_L^2 от произведения щелей $\Delta_\sigma\Delta_\pi$ у поликристаллических образцов $Mg_{1-x}Al_xB_2$ (кружки, $T = 4.2$ K) и MgB_2 с разной степенью разупорядоченности (крестики, $T = 4.2$ K)

где функции $I_J(\Omega_0, T)$ имеют вид

$$I_j(\Omega_0,T)=\int_0^\infty d\xi \frac{\Delta_J^2(T)}{\sqrt{\xi^2+\Delta_J^2(T)}}\frac{1-2f(\sqrt{\xi^2+\Delta_J^2(T)}/T)}{\xi^2+\Delta_J^2(T)-(\Omega_0/2)^2}. \tag{24}$$

Отметим, что из соотношений (19) и (20) следует соотношение

$$\alpha(T_c) \approx \frac{2\tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21}}{2\tilde{\lambda}_{12}(\tilde{\lambda}_1-\tilde{\lambda}_2)} \approx \frac{\tilde{\lambda}_{21}}{\tilde{\lambda}_{11}-\tilde{\lambda}_{22}}, \tag{25}$$

которое показывает, что в идеальных и слабо неупорядоченных кристаллах MgB_2 величина $\alpha(T)$ уменьшается при приближении к температуре $T \approx T_c$ и функция $\Delta_2(T)$ стремится к нулю быстрее, чем $\Delta_1(T)$. С уменьшением величины T_c и, соответственно, $\tilde{\lambda}_{11}$, отношение $\alpha(T)$ становится слабозависящим от температуры.

Нами были проведены численные расчеты функций $\Delta_1(T)$, $\Delta_2(T)$ и $\Omega_0(T)$ для системы MgB_2 с различными значениями T_c. Из-за ограниченности места мы приведем здесь лишь один график для MgB_2 с $T_c = 32$ K, поскольку на этом образце мы смогли измерить частоту моды Леггетта в достаточно широком интервале температур. Этот результат показан на рис.3. Отметим следующие особенности зависи-

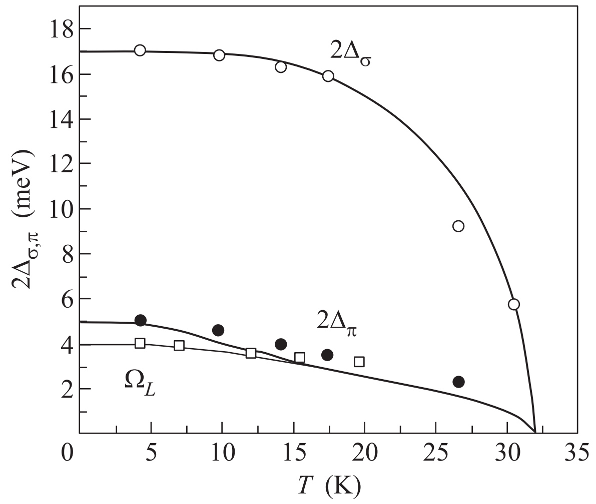

Рис.3. Температурные зависимости удвоенных щелей $2\Delta_\sigma$ и $2\Delta_\pi$ (светлые и черные кружки, соответственно) и энергии моды Леггетта $\Omega_L(T)$ (светлые квадраты) поликристаллического образца $Mg_{1-x}Al_xB_2$ с $T_c = 32$ К. Кривые – данные соответствующих теоретических расчетов

мостей функций $\Delta_1(T)$, $\Delta_2(T)$ и $\Omega_0(T)$ от температуры. Во-первых, поведение $\Delta_2(T)$ при температурах, близких к T_c, существенно отличается от поведения функции $\Delta_1(T)$, то есть от стандартной модели БКШ. Отметим здесь, что это отличие, как следует из наших результатов, наиболее заметно в образцах именно с более высокими значениями T_c. Во-вторых, значение $\Omega_0(T)$ не превосходит величины $2\Delta_2(T)$, но приближается к нему при возрастании T, так что во многих образцах изменение $\Omega_0(T)$ с температурой практически незаметно. Следует также отметить, что с возрастанием температуры резко падает интенсивность субгармонической особенности, обусловленной взаимодействием переменного тока Джозефсона с модой Леггетта, и она перестает наблюдаться в наших экспериментах. Теоретический расчет этой моды в обобщенной модели БКШ приводит к ее существованию вплоть до $T \approx T_c$, при этом $\Omega_0(T) \leq 2\Delta_2(T)$. Уменьшение интенсивности обусловлено двумя причинами: во-первых, уменьшением с ростом температуры тока Джозефсона, во-вторых, затуханием моды Леггетта при условии, что $\Omega_0(T) \approx 2\Delta_2(T)$.

В заключение нам хотелось бы отметить, что теоретический анализ полученных нами экспериментальных данных показал, что, с одной стороны, они вполне последовательно описываются в рамках стандартной теории сверхпроводимости, основанной на ЭФВ. Более того, анализ зависимости сверхпроводящих щелей и моды Леггетта от степени разупорядоченности кристалла и числа примесей Al и от температуры приводит к величинам констант ЭФВ, близким к полученным в первоприципных расчетах [1, 2]. В этом отношении наши результаты существенно отличаются от полученных в работе [19], в которой было показано, что данные по температурной зависимости термодинамических характеристик, таких как теплоемкость и глубина проникновения магнитного поля, могут быть описаны набором констант ЭФВ, существенно отличающихся от полученных в [1, 2]. В то же время, наш анализ показывает, что в первопринципных расчетах заведомо либо завышены значения констант межзонного взаимодействия, либо занижены величины кулоновского псевдопотенциала, что и привело авторов работы [9] к утверждению о невозможности наблюдения коллективных мод Леггетта в MgB_2. Полученные нами результаты показывают, что существует необходимость в дополнительных первопринципных расчетах межзонного ЭФВ.

Нам следует поблагодарить за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (гранты # 08-02-00935, # 09-02-00560, # 07-02-00456), а также научные программы Президиума РАН и Отделения физических наук.

1. A. A. Golubov, J. Kortus, O. V. Dolgov et al., J. Phys.: Condens. Matter. **14**, 1353 (2002).
2. H. J. Choi, D. Roundy, H. Sun et al., Phys. Rev. B **66**, 020513 (2002).
3. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheeva et al., Solid State Comm. **129**, 85 (2004).
4. Я. Г. Пономарев, С. А. Кузмичев, Н. М. Кадомцева и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 597 (2004).
5. M. Putti, C. Ferdegrini, M. Monni et al., Phys. Rev. B **71**, 144505 (2005).
6. P. Szabo, P. Samuely, Z. Pubalova et al., Phys. Rev. B **75**, 144507 (2007).
7. D. Daghero, D. Delaude, A. Galzolani et al., J. Phys.: Condens. Matter. **20**, 085225 (2008).
8. A. J. Leggett Prog. Theor. Phys. **36**, 901 (1966).
9. S. G. Sharapov, V. P. Gusynin, and H. Beck, Eur. Phys. J. B **30**, 45 (2002).
10. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev et al., Pis'ma v JETP **85**, 52 (2007).
11. Ya. G. Ponomarev, E. B. Tsokur, M. V. Sudakova et al., Solid State Comm. **111**, 513 (1999).
12. E. G. Maksimov, P. I. Arseev, and N. S. Maslova, Solid State Comm. **111**, 391 (1999).
13. Я. Г. Пономарев, Е. Г. Максимов, Письма ЖЭТФ **76**, 455 (2002).
14. K. Schlenga, R. Kleiner, G. Hehtfischer et al., Phys. Rev. B **57**, 14518 (1998).
15. A. Y. Liu, I. I. Mazin, and J. Kortus, Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
16. P. B. Allen and B. Mitrovic, Solid State Physics **37**, 1 (1982).
17. O. V. Dolgov, R. K. Kremer, J. Kortus et al., Phys. Rev. B **72**, 024504 (2005).
18. B. Mitrovic, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 9013 (2004).
19. V. G. Kogan, C. Martin, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **80**, 014507 (2009).
20. I. I. Mazin and V. P. Antropov, Physica C **385**, 49 (2003).
21. J. A. Liu, I. I. Mazin, and J. Kortus, Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
22. J. Kortus, O. V. Dolgov, R. K. Kremer et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 027002 (2005).
23. G. A. Ummarino, R. S. Gonnelli, S. Massida, and A. Bianconi, Physica C **407**, 121 (2004).
24. J. Karpinski, N. D. Zhigadlo, G. Schuck et al., Phys. Rev. B **71**, 174506 (2006).
25. T. Klein, L. Lyard, J. Marcus et al., Phys. Rev. B **73**, 224528 (2006).
26. P. Szabo, P. Samuely, Z. Pribulova et al., Phys. Rev. B **75**, 144507 (2007).