

# АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $\text{MgB}_2$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*Н. В. Аншуква*<sup>a</sup>, *Б. М. Булычев*<sup>b</sup>, *А. И. Головашкин*<sup>a\*</sup>, *Л. И. Иванова*<sup>c</sup>,  
*И. Б. Крынецкий*<sup>b</sup>, *А. А. Минаков*<sup>d</sup>, *А. П. Русаков*<sup>c</sup>

<sup>a</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Московский институт стали и сплавов  
119991, Москва, Россия*

<sup>d</sup> *Институт общей физики Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 декабря 2002 г.

Проведены измерения температурных зависимостей коэффициента теплового расширения  $\alpha(T)$  в нулевом магнитном поле и поле  $H \approx 4$  Тл, теплоемкости  $C(T)$  и теплопроводности  $\kappa(T)$  соединения  $\text{MgB}_2$  в области  $T_c$  и низких температур. Обнаружено, что при низких температурах соединение  $\text{MgB}_2$ , как и оксидные ВТСП, характеризуется отрицательным коэффициентом теплового расширения. При этом наблюдается сильное влияние магнитного поля на аномалию  $\alpha(T)$ . Обнаружено, что в дополнение к известному переходу в сверхпроводящее состояние при  $T_c \approx 40$  К наблюдается аномальное поведение как теплоемкости, так и теплопроводности в области температур  $T \approx 10$ – $12$  К. При этом аномальное поведение  $C(T)$  и  $\kappa(T)$  проявляется в той же области температур, в которой обнаружено отрицательное тепловое расширение  $\text{MgB}_2$ . Наблюдаемые аномалии при низких температурах связываются с наличием в  $\text{MgB}_2$  второй группы носителей заряда и с увеличением плотности бозе-конденсата, соответствующего этим носителям, при  $T_c \approx 10$ – $12$  К.

PACS: 74.25.Bt, 74.25.Fy

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Неожиданное обнаружение [1] высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в известном соединении  $\text{MgB}_2$  вызвало большой интерес к изучению его свойств. К настоящему времени опубликовано уже значительное количество работ, посвященных  $\text{MgB}_2$  [2]. Интерес к этому соединению связан, помимо высокой критической температуры  $T_c \approx 40$  К, с его относительно простой структурой, высокой проводимостью и значительными критическими полями и токами в том числе в сильных магнитных полях. В  $\text{MgB}_2$  уже достигнуты критические

плотности тока, превышающие  $10^7$  А/см<sup>2</sup>, и критические поля 40 Тл [2]. В отличие от купратных высокотемпературных сверхпроводников свойства нового материала менее анизотропны. Он обладает большой длиной когерентности, что делает его весьма привлекательным для использования в сверхпроводниковой электронике.

На данном этапе исследований важно понять, можно ли поднять критическую температуру сверхпроводников этого класса. Для этого необходимо выяснить, относится ли соединение  $\text{MgB}_2$  к традиционным сверхпроводникам, свойства которых описываются теорией Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), или его свойства близки к свойствам высокотемпературных оксидных сверхпроводников. Имеющиеся

\*E-mail: golov@sci.lebedev.ru

пока результаты исследований  $\text{MgB}_2$  не дают однозначного ответа на вопрос о природе сверхпроводимости в этом соединении. Его критическая температура близка к предельному теоретическому значению, предсказываемому теорией БКШ, или даже превышает его. Это можно рассматривать как аргумент в пользу необычного механизма сверхпроводимости  $\text{MgB}_2$ . С другой стороны, аргументом в пользу обычной сверхпроводимости  $\text{MgB}_2$  является высокая концентрация носителей заряда  $N \approx 1.5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$  [3]. В оксидных ВТСП характерная концентрация носителей  $N \approx (3-5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Однако расчеты зонной структуры  $\text{MgB}_2$  показывают, что эта концентрация обусловлена двумя группами носителей [4], которые возникают от разных участков поверхности Ферми (сформированных из разных состояний бора). Если квазидвумерные  $p_{xy}$ -состояния бора с концентрацией носителей  $N_{xy} \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$  играют такую же роль, как квазидвумерные состояния кислорода в плоскостях  $\text{CuO}_2$  купратных ВТСП, то, возможно, что высокотемпературная сверхпроводимость  $\text{MgB}_2$  при температуре  $T \approx 40 \text{ К}$  обусловлена лишь одной из этих двух групп носителей. Имеющиеся теоретические расчеты [5, 6] и экспериментальные данные по теплоемкости [7–13] и теплопроводности [12–15] указывают на возможность существования двух сверхпроводящих щелей, первая из которых соответствует критической температуре  $T_c \approx 40 \text{ К}$ , а вторая (тоже возникающая при  $T \approx 40 \text{ К}$ ) соответствует критической температуре  $T_{c2} \approx 10-12 \text{ К}$ , так как в этой области температур резко увеличивает свою величину. Однако для окончательного вывода необходимы дополнительные эксперименты.

Известно, что оксидные высокотемпературные сверхпроводники проявляют ряд характерных аномалий свойств. В частности, тепловое расширение качественных образцов оксидных ВТСП при низких температурах обнаруживает аномалию: отрицательный коэффициент теплового расширения  $\alpha$  [16]. Кроме того, найдено сильное влияние магнитного поля на температурную зависимость  $\alpha(T)$  в области этой аномалии [17]. Эти аномалии не наблюдаются в обычных сверхпроводниках. Однако предварительные данные, полученные недавно в работе [18], показывают, что такие же аномалии при низких температурах наблюдаются в  $\text{MgB}_2$ . Таким образом, пока нельзя однозначно утверждать, что соединение  $\text{MgB}_2$  подобно обычным сверхпроводникам.

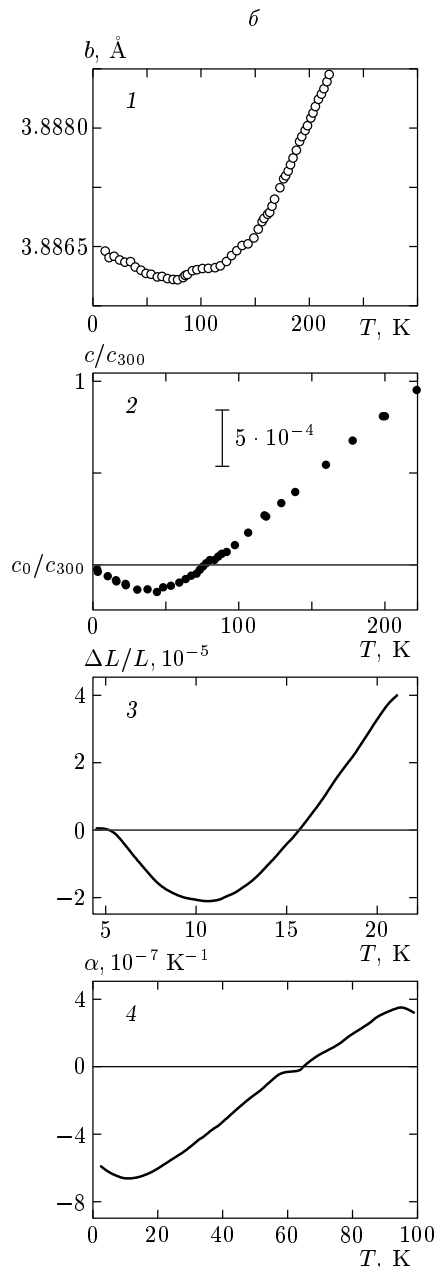
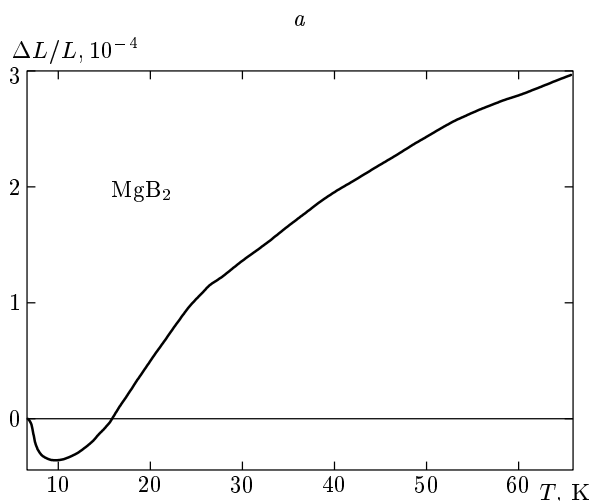
В настоящей работе проведены измерения температурных зависимостей коэффициента теплового расширения  $\alpha(T)$ , теплоемкости  $C(T)$  и тепло-

проводности  $\kappa(T)$   $\text{MgB}_2$  в области  $T_c$  и более низких температур, изучено влияние магнитного поля  $H \approx 4 \text{ Тл}$  на поведение  $\alpha(T)$ . Обнаружено, что при низких температурах ( $T \approx 10-13 \text{ К}$ ) наблюдается аномальное поведение всех вышеуказанных характеристик — теплоемкости, теплопроводности и теплового расширения. При этом аномальное поведение  $C(T)$  и  $\kappa(T)$  наблюдается в той же области температур, где коэффициент теплового расширения  $\alpha(T)$   $\text{MgB}_2$  отрицателен.

## 2. МЕТОДИКИ

Измерение теплового расширения проводилось dilatометрическим методом. Изменение длины образца  $\Delta L/L$  измерялось с помощью тензометрического датчика с чувствительностью примерно  $10^{-7}$  ( $L$  — длина образца) [19]. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом и было параллельно направлению, в котором измерялась деформация. Калибровка dilatометрической установки проводилась с помощью измерения температурных зависимостей теплового расширения образцов редкоземельных оксидов.

Температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности образцов измерялись методом модуляционной калориметрии [20, 21] (частота температурной модуляции 20 Гц) при непрерывной развертке температуры со скоростью около 1 К/мин, а также в квазиизотермических условиях при разных частотах в диапазоне 0.05–160 Гц для контроля процесса измерений. Амплитуда модулирующего теплового потока составляла 0.1, 0.45 и 0.7 мВт соответственно при температурах 5–10, 10–20 и 20–50 К. При этом амплитуда осцилляций температуры образца изменялась в диапазоне 0.002–0.07 К. Переменный тепловой поток  $P(T) = P_0 \cos \omega t$  подводился к одной стороне диска. В образце возбуждались затухающие температурные волны  $T(t) = \text{Re}[T_0 \exp(i\omega t \pm kz)]$ . Величины теплоемкости и теплопроводности образца определялись из измерений амплитуд  $T_{01}$  и  $T_{02}$ , а также фаз  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  температурных осцилляций  $T_{01} \sin(\omega t + \varphi_1)$  и  $T_{02} \sin(\omega t + \varphi_2)$  на обеих сторонах диска. Зависимости теплоемкости и теплопроводности образца от температуры можно было получать с разрешающей способностью 0.01 К. Относительная погрешность измерений теплоемкости составляет 0.3%, теплопроводности — 1%. Подробнее использованный метод двухканальной модуляционной калориметрии описан в работах [20, 21].



**Рис. 1.** Температурная зависимость теплового расширения  $\Delta L/L$  для  $MgB_2$  (а) и сравнение ее с результатами для других ВТСП (б): 1 —  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (b — постоянная решетки вдоль оси b) [22]; 2 —  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  (c — постоянная решетки вдоль оси c,  $c_0$  — постоянная решетки при  $T = 0$ ,  $c_{300}$  — постоянная решетки при  $T = 300$  К) [23]; 3 —  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  ( $x = 0.1$ , ab-плоскость) [17]; 4 —  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  ( $x = 0.13$ ,  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения) [17]

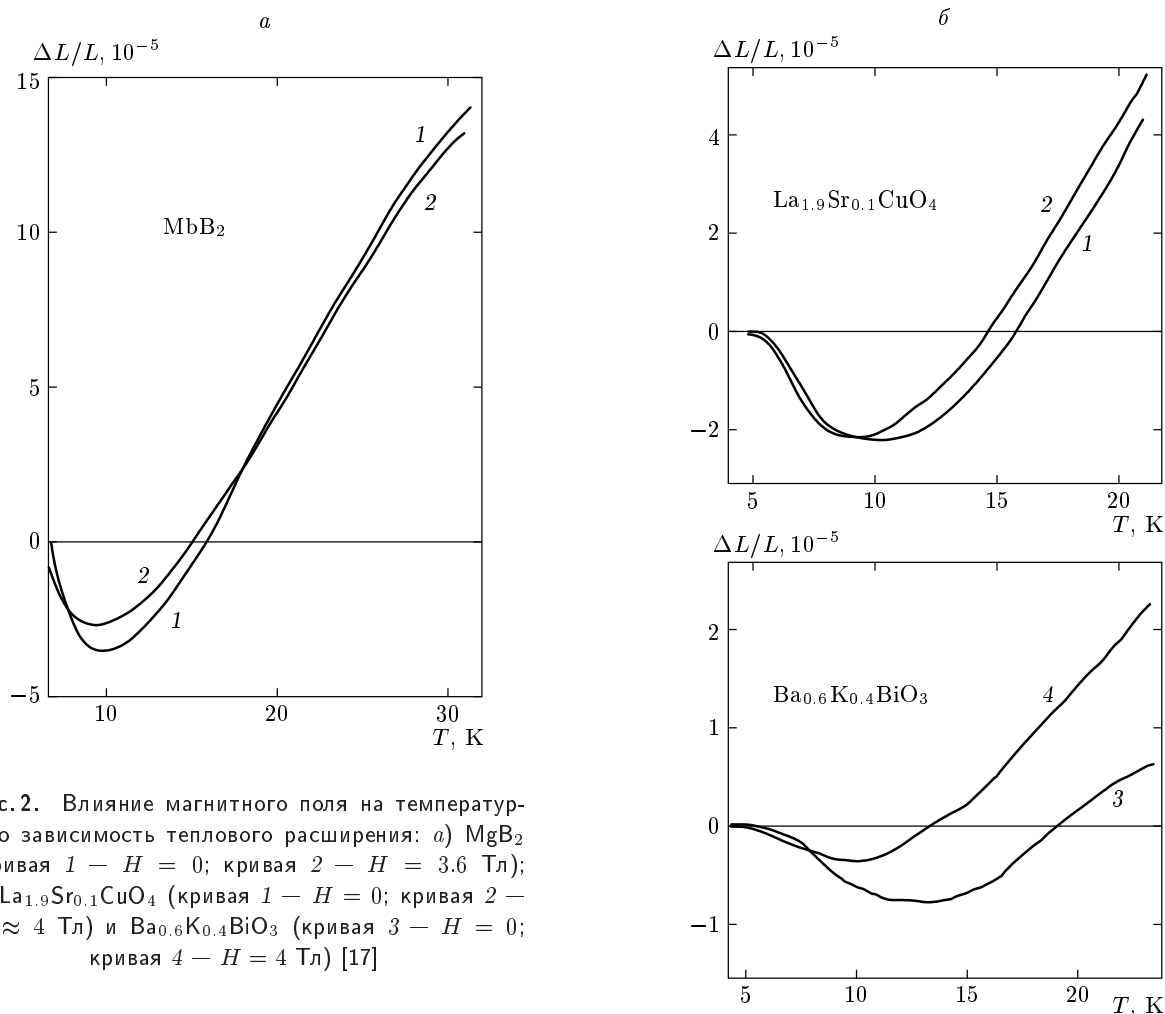
### 3. ОБРАЗЦЫ

Образцы  $MgB_2$  были получены методом горячего прессования порошка  $MgB_2$ . Исходный порошок диборида магния синтезировался с помощью реакции металлического магния с элементарным бором. Использовались стандартные условия: выдержка при температуре 950–1000 °С в течение 4 ч при атмосферном давлении. При этом получался однофазный материал. Таблетки  $MgB_2$  синтезировались при высоком давлении 50 кбар и температурах 950–1000 °С. Давление, при котором спекались образцы, немного варьировалось. При этом плотность образцов изменялась в интервале 3%. Плотность образцов  $MgB_2$ , синтезированных при наиболее высоком давлении, составляла 97–98% от идеальной рентгеновской плотности. Рентгеновские дифрактограммы синтезированных образцов  $MgB_2$  были получены на дифрактометре ДРОН-4. Они точно совпадали со стандартными данными [2]. Тестирование качества образцов проводилось с помощью измерения их электрических и магнитных свойств, которые также соответствовали стандартным данным [2]. Эффект Мейснера составлял более 44%. Для исследований теплового расширения, теплоем-

кости и теплопроводности были приготовлены образцы диаметром 2.8–3.2 мм и высотой 1–5 мм.

### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1а приведена температурная зависимость величины  $\Delta L/L$  для соединения  $MgB_2$ , полученная в настоящей работе при  $H = 0$ . Для сравнения на рис. 1б показаны ранее полученные данные для образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  [22],  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  [23],  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  ( $x = 0.1$ ) [24] и



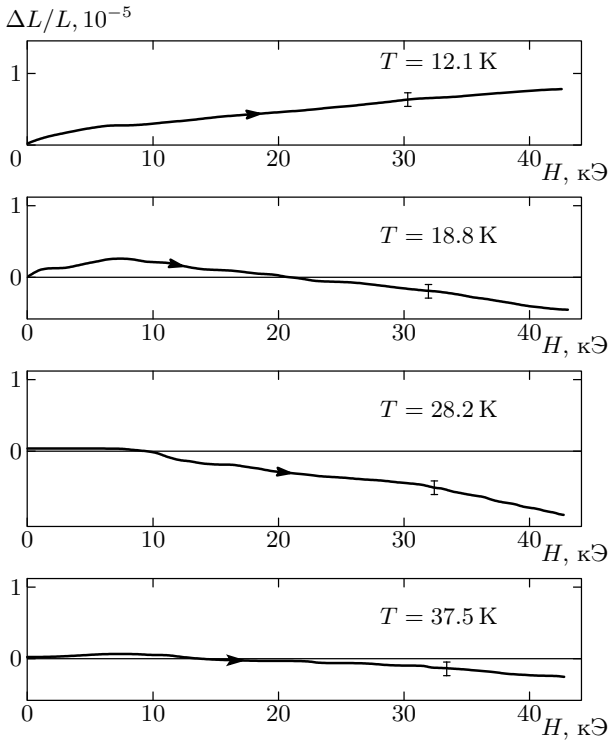
**Рис. 2.** Влияние магнитного поля на температурную зависимость теплового расширения: *а*)  $\text{MgB}_2$  (кривая 1 —  $H = 0$ ; кривая 2 —  $H = 3.6$  Тл); *б*)  $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$  (кривая 1 —  $H = 0$ ; кривая 2 —  $H \approx 4$  Тл) и  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  (кривая 3 —  $H = 0$ ; кривая 4 —  $H = 4$  Тл) [17]

$\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  ( $x = 0.13$ ) [24]. Уменьшение постоянных решетки при росте температуры (в области низких температур) наблюдали также авторы работы [25] для соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ . Для  $\text{MgB}_2$  выполняется соотношение  $\Delta L/L < 0$  в области  $7 \text{ K} \leq T \leq 16.5 \text{ K}$ . Таким образом, коэффициент теплового расширения  $\alpha = (1/L)dL/dT$  является отрицательным в области температур примерно 7–11 К. Как видно на рис. 1б, в оксидных ВТСП при низких температурах также наблюдается отрицательное тепловое расширение  $\alpha(T)$ , т. е.  $\text{MgB}_2$  характеризуется таким же аномальным свойством ( $\alpha < 0$ ) при низких температурах, как и оксидные ВТСП.

На рис. 2а показано влияние магнитного поля  $H = 36$  кЭ на температурную зависимость  $\Delta L/L$  для  $\text{MgB}_2$ . Для сравнения на рис. 2б показано влияние магнитного поля на зависимость  $\Delta L/L$  для образцов  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  и  $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$  [24]. Видно, что магнитное поле  $H \approx 40$  кЭ аномально сильно влияет на величину  $\alpha(T)$  при низких температурах

в этом классе веществ.

На рис. 3 показаны зависимости  $\Delta L/L$  для  $\text{MgB}_2$  от магнитного поля  $H$  при разных температурах. Видно, что зависимость  $\Delta L/L$  от  $H$  при  $T = 12.1 \text{ K}$ , т. е. в области отрицательных значений  $\Delta L/L$  ( $T \leq 16.5 \text{ K}$ ), качественно отличается от зависимостей при  $T > 16.5 \text{ K}$  (для примера приведены лишь три кривые: при  $T = 18.8 \text{ K}$ ,  $T = 28.2 \text{ K}$  и  $T = 37.5 \text{ K}$ ). Кривые при  $T > 16.5 \text{ K}$  могут быть объяснены влиянием магнитострикции, в то время как знак изменения  $\Delta L/L$  от  $H$  при  $T = 12.1 \text{ K}$  противоположен. Поэтому такое изменение нельзя объяснить эффектом магнитострикции. Известно, что, например, для сверхпроводящего соединения  $\text{Ba}_{0.66}\text{K}_{0.34}\text{BiO}_3$  эффект магнитострикции приводит к уменьшению величины  $\Delta L/L$  с ростом  $H$  до 5 Тл при низких температурах [26]. Подобные зависимости наблюдались нами для  $\text{MgB}_2$  при  $T > 16.5 \text{ K}$ .

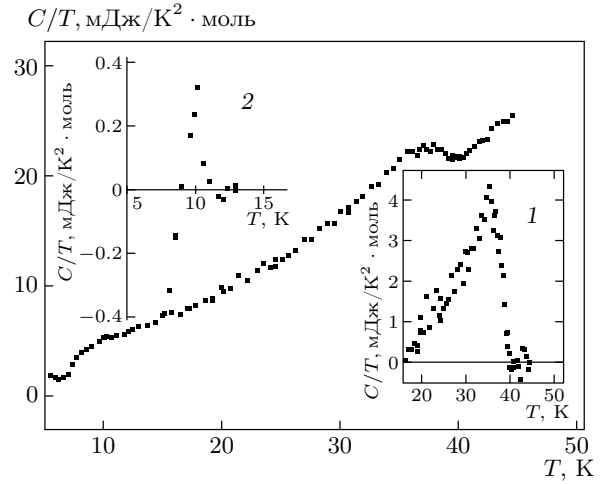


**Рис. 3.** Зависимость теплового расширения  $\Delta L/L$  для  $MgB_2$  от магнитного поля при фиксированных температурах. На графиках указаны температуры измерения. Ошибки измерения указаны в виде вертикальной черты на кривых. Стрелками показано направление изменения магнитного поля

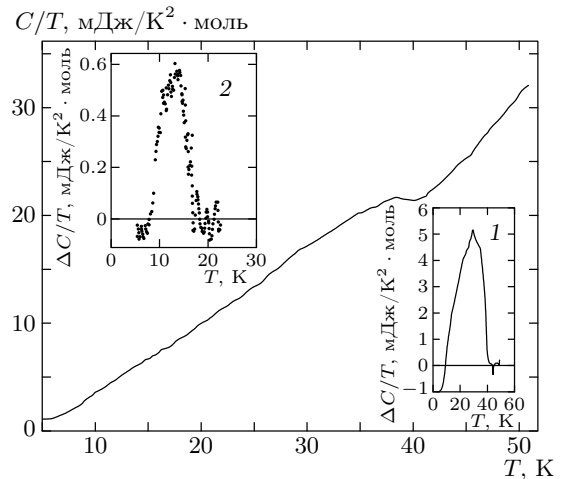
Таким образом, для  $MgB_2$  при  $T < 16.5$  К дополнительно к эффекту магнитоstriction существует более сильный эффект противоположного знака, как в образцах других ВТСП.

При более высоких температурах зависимости  $\alpha(T)$  и  $\alpha(H)$  в  $MgB_2$  напоминают зависимости для обычных металлов. Такими же свойствами обладают и образцы системы  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  с металлической проводимостью при  $x > 0.4$  [17].

На рис. 4 приведена температурная зависимость теплоемкости в координатах  $C/T$  и  $T$  в области  $T = 5-45$  К для одного из образцов соединения  $MgB_2$  (образец №1), полученная в настоящей работе. Четко наблюдаются две особенности: при  $T \approx 38-40$  К и  $T \approx 10$  К. Эти особенности показаны отдельно на вставках к рис. 4. Особенность при  $T \approx 38-40$  К связана с переходом образца в сверхпроводящее состояние. На рис. 5 показана зависимость  $C/T$  от  $T$  в области  $T = 5-50$  К для второго образца (образец №2). Две указанные выше особенности (также показанные на вставках к рис. 5)



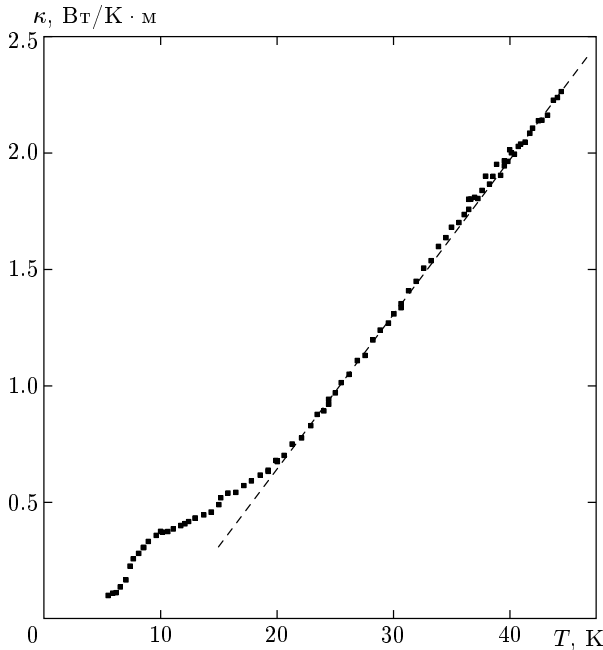
**Рис. 4.** Температурная зависимость теплоемкости  $MgB_2$  в координатах  $C/T$  и  $T$  (образец №1). На вставках показаны скачки теплоемкости при  $T_c$  (вставка 1) и  $T \approx 10$  К (вставка 2)



**Рис. 5.** Температурная зависимость теплоемкости  $MgB_2$  (образец №2). Вставки аналогичны рис. 4

наблюдаются и для этого образца. Кривые  $C(T)/T$  для обоих образцов весьма близки, некоторое различие имеется лишь в величинах скачков теплоемкости. Это связано с тем, что плотности образцов слегка различались (на 3%).

Теплопроводность  $\kappa(T)$  исследованных образцов  $MgB_2$  зависела от условий приготовления, т. е. от температуры и давления, при которых они синтезировались. Теплопроводность  $MgB_2$  при низких температурах довольно мала и совпадает, например, с теплопроводностью  $Nb_3Sn$ . На рис. 6 приведена зависимость  $\kappa(T)$  для образца №1 в интерва-



**Рис. 6.** Температурная зависимость теплопроводности  $\text{MgB}_2$  в интервале 5–45 К для образца № 1. Штриховая линия проведена для удобства восприятия особенности в области температур, соответствующих сверхпроводящему переходу при  $T_c$

ле  $T = 5\text{--}45$  К. Видно, что на кривой  $\kappa(T)$  для  $\text{MgB}_2$  проявляются обе аномалии, наблюдающиеся для  $C(T)$ . Аномалия  $\kappa(T)$  в области критической температуры при  $T \approx 38\text{--}40$  К выражена слабее, в виде горба над штриховой линией, которая приведена лишь для удобства. Отметим, что чем выше теплопроводность образца, тем менее выражена эта аномалия. Аномалия в области низких температур  $T \approx 10\text{--}12$  К выражена яснее. На рис. 7 эта аномалия показана в увеличенном масштабе для обоих образцов. Штриховыми линиями показаны интерполяционные зависимости, полученные при низких температурах вблизи соответствующей аномалии. Во всех случаях, как при  $T_c$ , так и при  $T \approx 10\text{--}12$  К, убывание  $\kappa(T)$  с понижением температуры замедляется при появлении фазового перехода. Очевидно совпадение трех аномалий, наблюдающихся нами в настоящей работе в  $\text{MgB}_2$  при  $T \approx 10\text{--}12$  К, — аномалий теплоемкости  $C(T)$ , теплопроводности  $\kappa(T)$  и теплового расширения  $\alpha(T)$  [18].

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

1. Оценку скачка теплоемкости  $\Delta C$  принято делать с применением сильного магнитного поля, разрушающего сверхпроводящее состояние. При этом можно оценивать помимо  $\Delta C$  величину энтропии, свободной энергии и параметры сверхпроводящего перехода в рамках, например, теории БКШ [7]. Однако для оценки лишь величины  $\Delta C$  можно воспользоваться разностью между экспериментальной кривой  $C(T)$  и интерполяционной зависимостью  $C(T)$  при условии, что максимум скачка теплоемкости  $\Delta C$  при  $T < T_c$  находится вблизи  $T_c$  и интерполяционная формула при  $T > T_c$  подогнана под эксперимент в непосредственной близости от  $T_c$ . В нашем случае наблюдалось хорошее согласие интерполяционной зависимости расширенного варианта модели Дебая  $C/T = \gamma + \beta_2 T^2 + \beta_4 T^4$  с экспериментальными данными для  $\text{MgB}_2$  при  $40 \text{ К} < T < 50 \text{ К}$ . Однако в области скачка теплоемкости отличие такой интерполяционной зависимости от более простого выражения  $C/T = \gamma + \beta_2 T^2$  составляло всего 1–1.5 %, а при более высоких температурах было пренебрежимо мало. На рис. 8 показано согласие интерполяционной зависимости  $C/T = 4.394 + 1.065 \cdot 10^{-2} T^2$ , полученной методом наименьших квадратов, с экспериментальными данными для образца № 1  $\text{MgB}_2$  при  $40 \text{ К} \leq T \leq 45 \text{ К}$ . Применимость таких простых формул для интерполяции обусловлена тем, что температура области интерполяции ( $T \approx 40 \text{ К}$ ) гораздо меньше температуры Дебая  $\text{MgB}_2$  ( $\Theta \approx 900\text{--}1000 \text{ К}$  [7–11]). Поэтому такую интерполяцию можно надежно применять, учитывая, однако, что она справедлива лишь для узкого интервала температур  $\Delta T \approx 15\text{--}20 \text{ К}$  [7–11].

Скачки теплоемкости  $\Delta C/T$  в области  $T_c$  для обоих образцов  $\text{MgB}_2$ , полученные вычитанием из экспериментальных кривых интерполяционных зависимостей, показаны на вставках к рис. 4 и 5. Видно, что переходы в сверхпроводящее состояние в обоих образцах начинаются при  $T \approx 40 \text{ К}$ . Таким образом, величина критической температуры, найденная по началу скачка теплоемкости,  $T_c \approx 40 \text{ К}$ . Максимумы скачков теплоемкости находятся достаточно близко к границе области интерполяции  $T \approx 40 \text{ К}$ , что обосновывает применимость простой интерполяционной формулы Дебая для оценки скачка теплоемкости  $\Delta C$  вблизи  $T_c$ . Для исследованных образцов  $\text{MgB}_2$  величины  $\Delta C \approx 145\text{--}152 \text{ мДж/К}\cdot\text{моль}$ . Эти величины согласуются с литературными данными [7–12], хотя несколько превышают их.

Вторая особенность на зависимости  $C(T)/T$  на-

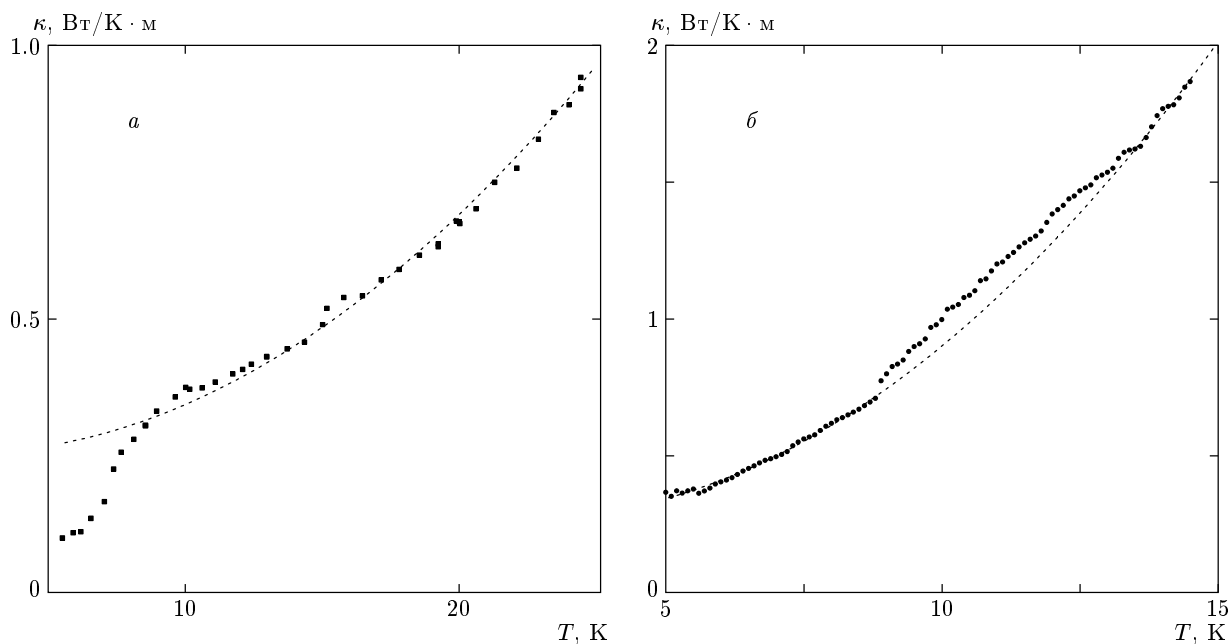


Рис. 7. Аномалии теплопроводности  $MgB_2$  при низких температурах  $T \approx 10-12$  К:  $a$  — образец № 1;  $b$  — образец № 2. Штриховыми линиями показаны интерполяционные зависимости теплопроводности, полученные вблизи аномалий

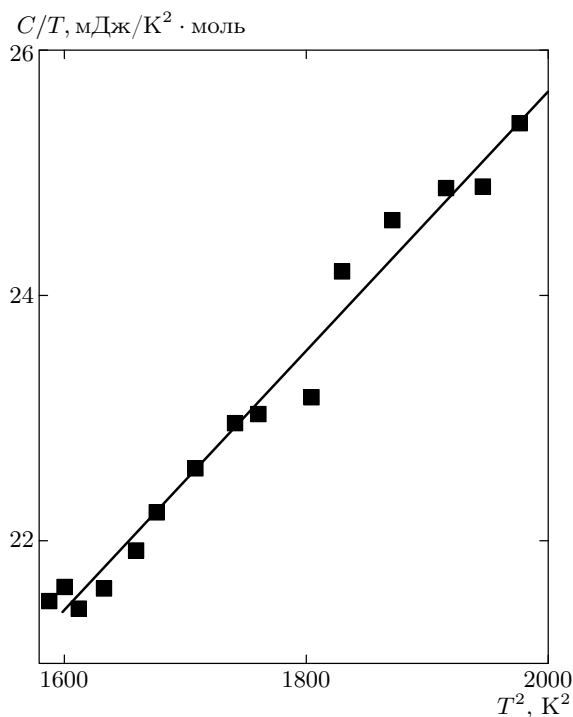


Рис. 8. Соответствие интерполяционной зависимости  $C/T = 4.394 + 1.065 \cdot 10^{-2} T^2$  для теплоемкости  $MgB_2$  (сплошная линия) экспериментальным данным (■) при  $40 \text{ К} < T < 45 \text{ К}$

блюдалась на обоих образцах в области  $T \approx 10-15$  К. При этом зависимость  $C(T)/T$  при более высоких температурах вблизи этой особенности хорошо аппроксимируется дебаевскими формулами. Разности теплоемкостей исследованных образцов  $MgB_2$  при низких температурах, полученные вычитанием из экспериментальных кривых интерполяционных зависимостей, показаны на вставках к рис. 4 и 5. Видно, что для обоих образцов наблюдается дополнительный скачок теплоемкости  $\Delta C_2$ . Максимумы этих особенностей находятся при  $T \approx 10-12$  К. Такое поведение теплоемкости указывает на фазовый переход в  $MgB_2$  при  $T = T_{c2} \approx 10-12$  К. Имеются теоретические основания полагать [4-6], что при этой температуре резко увеличивается вторая (малая) сверхпроводящая щель, соответствующая второй группе носителей заряда. Ниже температур, соответствующих максимумам особенностей, наблюдается резкое уменьшение измеренной теплоемкости, как это и имеет место в обычных сверхпроводниках при их переходе в сверхпроводящее состояние. Оценка дает  $\Delta C_2 \approx 3.2$  мДж/К·моль для образца № 1 и  $\Delta C_2 \approx 7.6$  мДж/К·моль для образца № 2. Следует отметить, что для образца № 1 в этой области температур было получено довольно мало экспериментальных точек, поэтому значение  $\Delta C_2$  для него нужно считать нижней границей.

Хотя в ранних работах [7–12], в которых измерялась теплоемкость  $\text{MgB}_2$ , вторая (низкотемпературная) особенность на кривой  $C(T)$  не была четко выделена, авторы работы [6] показали, что теория, основанная на двухзонной модели (с различными сверхпроводящими щелями на  $\pi$ - и  $\sigma$ -зонных листах поверхности Ферми), значительно лучше согласуется с экспериментом, чем однозонная. Оценки показывают, что вторая (малая) щель должна соответствовать критической температуре  $T_{c2}$ . Наши данные, в которых вторая особенность на зависимости  $C(T)$  выделена явно и именно при  $T \approx 10$ – $12$  К, полностью подтверждают этот вывод.

2. В данной работе для  $\text{MgB}_2$  наблюдались аномалии теплоемкости  $C(T)$ , теплопроводности  $\kappa(T)$  и теплового расширения  $\alpha(T)$  в области температур  $T \approx 10$ – $12$  К. Трудно считать такое совпадение случайным. Но тогда должна быть общая причина, приводящая к аномальному поведению трех различных величин в данной области температур. Мы полагаем, что при температуре  $T \approx 10$ – $12$  К в  $\text{MgB}_2$  происходит резкое увеличение малой щели, соответствующей второй группе носителей заряда. В этом случае аномалия  $C(T)$  очевидна. Увеличение теплопроводности  $\kappa(T)$  в области сверхпроводящего перехода также часто наблюдалось в различных сплавах и соединениях [27] и связывается с уменьшением рассеяния фононов на электронах или дырках при их спаривании. Как видно на рис. 6, в  $\text{MgB}_2$  небольшое увеличение  $\kappa(T)$  на фоне общего убывания теплопроводности существует и в области  $T \approx 38$ – $40$  К, т. е. в области основной критической температуры  $T_c$ . Поскольку концентрация «вымерзающих» носителей заряда, ответственных за этот переход,  $N \leq 10^{22}$  см $^{-3}$  существенно меньше полной концентрации носителей  $N \approx 1.5 \cdot 10^{23}$  см $^{-3}$  [3], следует ожидать значительно более сильного эффекта при втором переходе в области  $T \approx 10$ – $12$  К, когда происходит спаривание основной массы носителей.

3. Принятая интерпретация экспериментальных данных (наличие двух щелей, соответствующих двум группам носителей заряда) позволяет сделать оценки величин  $\gamma$  для каждой группы носителей. Величина  $\gamma$ , найденная по температурной зависимости теплоемкости при  $T > T_c$ , является фактически суммой соответствующих величин для каждой группы носителей заряда. Таким образом,  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ . При этом коэффициент  $\gamma_1$  относится к первой группе носителей, которая определяет  $T_c \approx 40$  К в  $\text{MgB}_2$ , а коэффициент  $\gamma_2$  определяется второй группой носителей, с которой связаны аномалии при  $T_{c2} \approx 10$ – $12$  К. Найдено, что  $\gamma = 4.39$  мДж/К $^2$ ·моль

(для образца №1) и  $\gamma = 3.99$  мДж/К $^2$ ·моль (для образца №2). Считая, что при температурах ниже 15 К вклад от электронной теплоемкости первой группы носителей становится ничтожно малым (на это указывает почти линейная зависимость  $C/T$  от  $T^2$  в этой области температур выше аномалии), можно определить независимо величины  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Отсюда  $\gamma_1 = 1.48$  мДж/К $^2$ ·моль (для образца №1) и  $\gamma_1 = 1.44$  мДж/К $^2$ ·моль (для образца №2);  $\gamma_2 = 2.91$  мДж/К $^2$ ·моль (для образца №1) и  $\gamma_2 = 2.55$  мДж/К $^2$ ·моль (для образца №2). Таким образом, по нашим данным для  $\text{MgB}_2$   $\gamma_1 = 1.4$ – $1.5$  мДж/К $^2$ ·моль и  $\gamma_2 = 2.55$ – $2.9$  мДж/К $^2$ ·моль. Поскольку величина  $\gamma$  пропорциональна плотности электронных состояний на уровне Ферми, величина  $\gamma_2/\gamma_1 \approx 2$  характеризует отношение этих плотностей для двух групп носителей заряда в  $\text{MgB}_2$ .

4. Можно оценить отношение скачка теплоемкости при  $T_c$  к величине  $\gamma$ . По теории БКШ  $\Delta C/\gamma T_c = 1.43$ . Беря в качестве  $\Delta C/T_c$  эту величину в максимуме (рис. 4 и 5), найдем, что  $\Delta C/\gamma_1 T_c \approx 2.89$  для образца №1 и  $\Delta C/\gamma_1 T_c \approx 2.57$  для образца №2. Такие значения отношений указывают на сильную связь в  $\text{MgB}_2$  для первой группы носителей с меньшей концентрацией. Это согласуется с результатами расчетов работы [28], где в модели двух групп носителей было показано, что электрон-фононное взаимодействие в  $\text{MgB}_2$  не является слабым. Для второго (низкотемпературного) перехода отношение  $\Delta C_2/\gamma_2 T_{c2}$ , прямо определенное по кривым рис. 4 и 5, не превышает значения 0.3. Столь малая величина может указывать на то, что только на отдельных участках поверхности Ферми, соответствующих второй группе носителей, образуется сверхпроводящая щель. Определение этих участков требует дополнительных исследований.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе обнаружено, что при низких температурах соединение  $\text{MgB}_2$ , как и оксидные ВТСП, характеризуется отрицательным коэффициентом теплового расширения. При этом наблюдается сильное влияние магнитного поля на аномалию теплового расширения. Обнаружено также аномальное поведение теплоемкости и теплопроводности  $\text{MgB}_2$  в области температур  $T \approx 10$ – $12$  К. Найдено, что температурные области всех этих аномалий совпадают. Объяснение



этих аномалий связывается с наличием в  $\text{MgB}_2$  второй группы носителей заряда и с увеличением плотности бозе-конденсата, соответствующего этим носителям, при  $T \approx 10\text{--}12$  К. Исследования других свойств  $\text{MgB}_2$  [2] подтверждают этот вывод.

Авторы выражают благодарность Я. Г. Пономареву за содействие в проведении данных исследований и Е. Г. Максимова за ценные замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-02-16395) и Научного совета ГНТП «Актуальные направления в физике конденсированных сред» (подпрограмма «Сверхпроводимость»).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Nuranaka et al., *Nature* **410**, 63 (2001).
2. C. Buzea and T. Yamashita, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R115 (2001).
3. S. L. Bud'ko, C. Petrovic, G. Lapertot et al., E-print archives, cond-mat/0102413.
4. J. Kortus, I. I. Mazin, K. D. Belashchenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4656 (2001).
5. A. Y. Liu, I. I. Mazin, and J. Kortus, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087005 (2001).
6. A. A. Golubov, J. Kortus, O. V. Dolgov et al., *J. Phys.: Cond. Matter* **14**, 1353 (2002).
7. Y. Wang, T. Plackowski, and A. Junod, *Physica C* **355**, 179 (2001).
8. F. Bouquet, R. A. Fisher, N. E. Phillips et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 047001 (2001).
9. S. L. Bud'ko, G. Lapertot, C. Petrovic et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1877 (2001).
10. H. D. Yang, J.-Y. Lin, H. H. Li et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 167003 (2001).
11. Ch. Wälti, E. Felder, C. Degen et al., *Phys. Rev.* **64**, 172515 (2001).
12. E. Bauer, Ch. Paul, St. Berger et al., *J. Phys.: Cond. Matter* **13**, L487 (2001).
13. Н. В. Аншукова, Б. М. Булычев, А. И. Головашкин и др., Кратк. сообщ. по физике ФИАН, вып. 4, 24 (2002).
14. A. V. Sologubenko, J. Jun, S. M. Kazakov et al., E-print archives, cond-mat/0111273; 0112191; 0201517.
15. M. Schneider, D. Lipp, A. Gladun et al., *Physica C* **363**, 6 (2001).
16. Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, Л. И. Иванова, А. П. Русаков, *УФН* **167**, 887 (1997).
17. Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, Л. И. Иванова и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 550 (2000).
18. Н. В. Аншукова, Б. М. Булычев, А. И. Головашкин и др., Кратк. сообщ. по физике ФИАН, вып. 7, 16 (2001).
19. Н. В. Аншукова, Ю. В. Богуславский, А. И. Головашкин и др., *ФТТ* **35**, 1415 (1993).
20. A. A. Minakov, Yu. V. Boguslavsky, and C. Schick, *Thermochim. Acta* **317**, 117 (1998).
21. A. A. Minakov, S. A. Adamovsky, and C. Schick, *Thermochim. Acta* **377**, 173 (2001).
22. H. You, U. Welp, and Y. Fang, *Phys. Rev. B* **43**, 3660 (1991).
23. Z. J. Yang, M. Yewondwossen, D. W. Lawther et al., *J. Supercond.* **8**, 223 (1995).
24. Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, Л. И. Иванова и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 550 (2000).
25. O. V. Alexandrov, M. Frencois, T. Graf, and K. Ivon, *Physica C* **170**, 56 (1990).
26. В. В. Еременко, В. А. Сиренко, Г. Шимах и др., *ФТТ* **40**, 1199 (1998).
27. R. Berman, *Thermal Conduction in Solids*, Clarendon Press, Oxford (1976).
28. Y. Kong, O. V. Dolgov, O. Jepsen, and O. K. Andersen, *Phys. Rev. B* **64**, 020501 (2001).