

# Зависимость верхнего критического магнитного поля от дефектности и параметры электронной структуры $MgB_2$

© С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин, Н.П. Шабанова

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

E-mail: krasn@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 25 июня 2004 г.)

Для двухзонного сверхпроводника  $MgB_2$  исследована зависимость верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$  ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ) от величины остаточного удельного сопротивления  $\rho_n$ . Обнаружен классический рост наклона  $-dH_{c2}/dT$  температурной зависимости  $H_{c2}(T)$  при повышении дефектности материала. Определено значение верхнего критического магнитного поля чистого предела, получены прямые оценки параметров носителей  $2D$   $\sigma$ -зоны, включая скорость Ферми и длину когерентности. Определен вклад от рассеяния электронов в величину  $H_{c2}$ , что позволило оценить длины свободного пробега электронов в образцах с различной дефектностью. Из зависимости наклона  $-dH_{c2}/dT$  от  $\rho_n$  с учетом представлений о зонной структуре получена также величина плотности электронных состояний  $\sigma$ -электронов на уровне Ферми. Прямая оценка этой величины из исследуемой зависимости невозможна, поскольку верхнее критическое магнитное поле определяется группой носителей одной зоны, а удельное сопротивление — носителями обеих зон.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-17353) и Федеральной целевой научно-технической программы (госконтракт № 40.012.1.1.1357).

## 1. Введение

Неожиданное открытие высокотемпературной сверхпроводимости в классе интерметаллидов обусловило значительный научный интерес к соединению  $MgB_2$  [1], критическая температура которого существенно превысила максимальную  $T_c$  для бескислородных сверхпроводников. Благодаря высокой активности исследователей к настоящему моменту считается установленным, что диборид магния является анизотропным двухщелевым сверхпроводником. Существование двухэнергетических щелей, предсказанное теоретически [2], получило подтверждение по результатам туннельных экспериментов [3–5], измерениям теплоемкости [6–8], данным инфракрасной спектроскопии [9,10]. Аналогично купратным (металлооксидным) высокотемпературным сверхпроводникам в  $MgB_2$  проявляется, хотя и в меньшей степени, кристаллическая анизотропия. Измерения критических магнитных полей монокристаллов [11–17] и эпитаксиальных пленок [18–25] показали, что отношение значений верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$  при ориентации вдоль плоскостей  $ab$  и перпендикулярно им значительно превышает величину 1.69, т.е. не связано с проявлением поверхностной сверхпроводимости. В то же время остается фактически неизученным фундаментальный вопрос о связи величины верхнего критического магнитного поля и длины свободного пробега электронов в  $MgB_2$ . В случае классических сверхпроводников  $H_{c2}$  растет при сокращении длины свободного пробега электронов и длины когерентности из-за рассеяния [26–30]. В высокотемпературных металлооксидных сверхпроводниках характер зависимости принципиально иной [31–33], что связано с возможным подавлением критической температуры при рассеянии

электронов на дефектах в  $d$ -волновых сверхпроводниках и сингулярностью в плотности электронных состояний [34,35]. Представляет интерес установить характер изменения  $H_{c2}$  при сокращении длины пробега электронов в многозонном сверхпроводнике  $MgB_2$ .

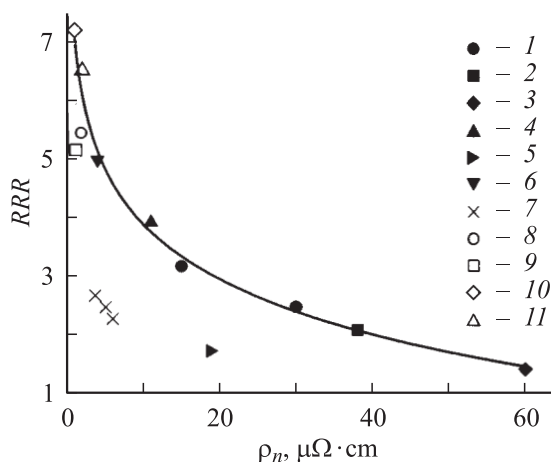
В настоящей работе изучается влияние дефектности диборида магния на наклон температурной зависимости верхнего критического магнитного поля  $-dH_{c2}/dT$ . Проводится сравнение критических полей ориентированных пленок с различным остаточным удельным сопротивлением, а также с литературными данными для пленочных и монокристаллических образцов этого материала. Исследуется связь  $H_{c2}$  с основными параметрами электронной структуры  $MgB_2$ .

## 2. Эксперимент и результаты

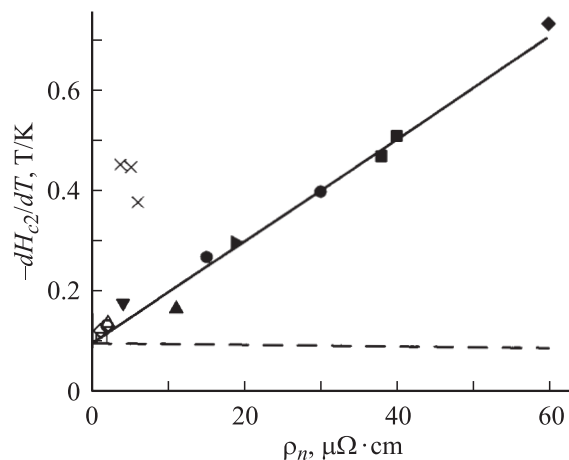
Напыление пленок производилось импульсными твердотельными лазерами на подложки  $MgO$  (111). Использовались стехиометрические мишени  $MgB_2$ . Технологические детали синтеза представлены в [36]. Пленки имели резкие индуктивные переходы, что указывало на их объемную однородность. Для измерений в магнитном поле использовались  $c$ -ориентированные пленки с критической температурой 39 К и достаточно хорошей поверхностью, позволяющей определить толщину и удельное сопротивление. Измерение температурной зависимости верхнего критического магнитного поля проводилось резистивным методом в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  [37]. Фазовая кривая  $H_{c2}(T)$ , определяющаяся по температурному сдвигу середины перехода, имела слабую положительную кривизну. Наклон температурной зависимости  $-dH_{c2}/dT$  для различных образцов сравнивался при температуре около 30 К.

Для оценки зависимости величины наклона  $-dH_{c2}/dT$  от остаточного удельного сопротивления  $\rho_n$   $\text{MgB}_2$  были выбраны пленки, не обнаруживающие признаков содержания избыточного магния. Согласно результатам исследований [38], образцы  $\text{MgB}_2$  с избытком магния характеризуются критической температурой, превышающей 39 К, и высоким отношением  $RRR$  удельного сопротивления при комнатной температуре к остаточному, характерным для чистых металлов. Кроме того, наличие магния в качестве второй фазы в образцах должно сильно сказываться на результатах измерений удельного сопротивления. Для измеренной пленки с удельным сопротивлением  $\rho_n \sim 15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  при 40 К ( $T_c = 39$  К,  $RRR = 3.2$ ) значение наклона составило 0.27 Т/К. Образец с  $\rho_n \sim 30 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  ( $T_c = 37.5$  К,  $RRR = 2$ ) имел наклон в полтора раза выше.

Полученные результаты были сопоставлены с литературными данными для образцов  $\text{MgB}_2$  с критической температурой около 39 К и различной дефектностью (монокристаллы [11–14] и ориентированные пленки [18–25]). Были обнаружены значительные расхождения в величине наклона  $-dH_{c2}/dT$  в области низких значений остаточного удельного сопротивления. На наш взгляд, это может быть связано с наличием избыточного магния в пленках, приводящего к ошибочным оценкам величины остаточного удельного сопротивления. Технология приготовления пленок  $\text{MgB}_2$  такова, что избежать попадания в них избыточного магния оказывается трудно, поскольку процесс охлаждения пленок происходит в парах магния. Для того чтобы из имеющейся совокупности данных выбрать те, которые отражали бы характер изменения наклона критического поля  $-dH_{c2}/dT$  от степени дефектности  $\text{MgB}_2$ , понадобились дополнительные данные, характеризующие исследуемые образцы. Мы исходили из того, что дефекты в образцах с одинаковой критической температурой не должны приводить



**Рис. 1.** Корреляция отношения сопротивления  $RRR = \rho(193)/\rho_n$  с удельным сопротивлением  $\rho_n$  в плоскости  $ab$  образцов  $\text{MgB}_2$  различной дефектности: 1 — пленок, исследованных в настоящей работе, 2–6 — пленок [21–25] и [18–20], 8–11 — монокристаллов [11–14].



**Рис. 2.** Зависимость наклона  $-dH_{c2}/dT$  температурной зависимости верхнего критического магнитного поля ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ) от удельного сопротивления  $\rho_n$  в плоскости  $ab$  образцов  $\text{MgB}_2$ . Данные обозначены так же, как на рис. 1. Штриховой линией показано значение наклона чистого предела  $-dH_{c2}^0/dT$ .

к изменениям электронных и фононных характеристик. Иными словами, температурно зависящая часть удельного сопротивления  $\rho_{ph}(T)$  в таких образцах должна оставаться неизменной. Поскольку удельное сопротивление образца может быть представлено, согласно правилу Матиссена, в виде двух слагаемых  $\rho(T) = \rho_n + \rho_{ph}(T)$ , а отношение сопротивлений определяется выражением  $RRR = \rho(293)/\rho_n = (\rho_n + \rho_{ph}(293))/\rho_n = 1 + C/\rho_n$ , зависимость отношения сопротивлений от остаточного удельного сопротивления должна быть гиперболической. (В данном случае считалось, что удельное сопротивление нормального состояния вблизи перехода  $\rho_n$  близко к остаточному.) На рис. 1 представлена корреляция  $RRR$  и  $\rho_n$  для образцов, у которых измерялся наклон температурной зависимости верхнего критического магнитного поля. Видно, что для ряда монокристаллов и пленок зависимость  $RRR$  от  $\rho_n$  действительно близка к гиперболической. По-видимому, данные о верхнем критическом магнитном поле именно этих образцов должны отражать зависимость наклона  $-dH_{c2}/dT$  от степени дефектности диборида магния.

Рис. 2 демонстрирует повышение наклона температурной зависимости верхнего критического магнитного поля соответствующих образцов  $\text{MgB}_2$  при росте их остаточного удельного сопротивления. При этом зависимость  $-dH_{c2}/dT$  от  $\rho_n$  близка к линейной. Аналогичная зависимость  $H_{c2}$  от  $\rho_n$  в области постоянной  $T_c$  была ранее обнаружена нами для бинарных сверхпроводящих соединений  $\text{NbC}$  [29] и  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  [28].

### 3. Обсуждение

Зависимость верхнего критического магнитного поля от удельного сопротивления в  $\text{MgB}_2$  хорошо согласуется с представлениями микротемории для сверхпроводника с

фононным механизмом сверхпроводимости [26,27,39,40] и может быть использована для оценки параметров электронной структуры.

В обычном случае однозонного сверхпроводника с хорошим приближением наклон температурной зависимости  $H_{c2}$  может быть представлен в виде линейной функции удельного сопротивления [28–30]

$$-dH_{c2}/dT = A + B\rho_n, \quad (1)$$

где  $A \propto T_c/\langle v_{\perp}^2 \rangle$ ,  $B \propto N(0)$ . Здесь  $\langle v_{\perp}^2 \rangle$  — усредненный по поверхности Ферми квадрат перпендикулярной приложенному магнитному полю компоненты скорости Ферми [40],  $N(0)$  — плотность электронных состояний на уровне Ферми. Значение параметра  $A$ , которое соответствует наклону верхнего критического магнитного поля чистого предела  $-dH_{c2}^0/dT$ , определяется в результате экстраполяции зависимости  $-dH_{c2}/dT(\rho_n)$  к нулевому остаточному сопротивлению.

На основе экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, мы оценили величину параметра  $A$ . (С повышением дефектности  $-dH_{c2}^0/dT$  слабо уменьшается из-за небольшого снижения критической температуры.) Однако для двухзонного сверхпроводника при определении критического поля чистого предела необходимо учитывать особенности электронной структуры. В случае  $\text{MgB}_2$  верхнее критическое поле определяется группой носителей  $2D$   $\sigma$ -зоны, тогда как в проводимости участвуют носители  $2D$   $\sigma$ -зоны и  $3D$   $\pi$ -зоны [41–43]. Представленная на рис. 2 зависимость фактически отражает изменение критического поля при сокращении длины свободного пробега электронов  $l$  из-за рассеяния на дефектах в условиях неизменной электронной структуры. Полагаем, что дефекты приводят к одинаковым изменениям  $l$  для электронов в обеих зонах. Поэтому зависимость  $-dH_{c2}/dT$  от  $\rho_n$  для носителей только  $\sigma$ -зоны качественно будет иметь тот же вид, изменится только масштаб по оси ординат. Результат экстраполяции не изменится. Таким образом, величина параметра  $A$  соответствует наклону температурной зависимости верхнего критического магнитного поля в чистом пределе  $-dH_{c2}^0/dT$  для электронов  $\sigma$ -зоны в  $\text{MgB}_2$ .

Для  $\text{MgB}_2$  величина  $-dH_{c2}^0/dT$  составляет 0.1 Т/К, соответственно  $H_{c2}^0(0) \sim 2.5$  Т. Близкие значения верхнего критического магнитного поля имеют монокристаллы [11–17]. Средний по поверхности Ферми квадрат скорости Ферми в плоскости  $ab$  ( $v_{ab}^{*2}$ ) определяется из выражения [30,40]

$$-\frac{dH_{c2}^0}{dT} = 2.11 \cdot 10^{16} \frac{T_c}{\langle v_{ab}^{*2} \rangle}, \quad (2)$$

где  $v_{ab}^* = v_{ab}/(1 + \lambda)$ ,  $v_{ab}$  — зонное значение,  $\lambda$  — константа электрон-фононного взаимодействия, наклон в Ое/К, скорость Ферми в см/с. В результате величина  $\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$  составила около  $3 \cdot 10^7$  см/с, что согласуется со средним зонным значением для эллипсоидов  $2D$   $\sigma$ -электронов [42] при  $\lambda = 1.5$ .

Определив  $-dH_{c2}^0/dT$ , можно по формуле (1) оценить вклад от рассеяния  $B\rho_n$  в величину верхнего критического поля и для однозонного случая плотность электронных состояний на уровне Ферми из выражения [28–30]

$$-\frac{dH_{c2}}{dT} - \left( -\frac{dH_{c2}^0}{dT} \right) = 3.3 \cdot 10^{-27} N^*(0) \rho_n, \quad (3)$$

где  $N^*(0) = N(0)(1 + \lambda)$ ,  $N(0)$  — зонное значение в  $1/(\text{erg} \cdot \text{cm}^3)$ , наклон  $-dH_{c2}/dT$  в Ое/К, удельное сопротивление в  $\Omega \cdot \text{cm}$ . Величина плотности электронных состояний на уровне Ферми, полученная из этого выражения для  $\text{MgB}_2$ , является оценкой сверху, поскольку верхнее критическое магнитное поле определяется группой носителей одной зоны, а удельное сопротивление — носителями обеих зон. Согласно зонным расчетам вклад в проводимость от электронов  $2D$   $\sigma$ -зоны составляет около 30% [42]. С учетом этого  $N^*(0)$  в  $\sigma$ -зоне должна быть примерно в три раза меньше величины, определенной выше, и будет составлять около  $1 \cdot 10^{34}$   $1/(\text{erg} \cdot \text{cm}^3)$ . Это значение согласуется с зонным значением плотности электронных состояний на уровне Ферми  $\sigma$ -электронов (около 40% суммарной  $N(0)$  [42]) при  $\lambda = 0.9$ .

Таким образом, если сопоставить наши оценки  $\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$  и  $N^*(0)$  с соответствующими зонными значениями для  $\sigma$ -электронов  $\text{MgB}_2$  [42], оказывается, что величина их константы связи  $\lambda$  близка к 1. С учетом поправок на сильную связь эта величина соответствует  $2\Delta/kT_c \approx 4$ , где  $\Delta$  — энергетическая щель сверхпроводника,  $k$  — постоянная Больцмана.

Из зависимости, представленной на рис. 2, следует, что с ростом дефектности диборида магния уменьшается его длина когерентности  $\xi(T)$ . Для сверхпроводника второго рода этот параметр связан с наклоном критического поля соотношением  $-dH_{c2}/dT = \Phi_0/(2\pi T_0 \xi^2(0))$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока. Значению  $-dH_{c2}^0/dT$  отвечает длина когерентности Гинзбурга–Ландау идеального материала  $\xi(0) = 95$  Å. В чистом пределе  $\xi(0) = 0.74\xi_0$ , где  $\xi_0$  — параметр микротeorии. Для  $\text{MgB}_2$   $\xi_0 = 125$  Å. В грязном сверхпроводнике, когда вклад рассеяния электронов в величину  $H_{c2}$  является доминирующим, длина когерентности меняется с длиной пробега по закону  $\xi(0) \propto \sqrt{\xi_0 l}$ . В этом случае наклон критического поля будет отвечать соотношению  $-dH_{c2}/dT \propto \Phi_0/(2\pi T_c \xi_0 l)$ . В промежуточном случае вклад рассеяния  $[(-dH_{c2}/dT) - (-dH_{c2}^0/dT)]$  растет пропорционально  $1/l$  и соотносится с наклоном критического поля в чистом пределе как  $(\xi_0/\sqrt{\xi_0 l})^2 = \xi_0/l$ . С хорошей точностью отношение  $\xi_0/l$  можно определить из выражения [28–30]

$$\frac{[(-dH_{c2}/dT) - (-dH_{c2}^0/dT)]}{-dH_{c2}^0/dT} = 0.9 \frac{\xi_0}{l}. \quad (4)$$

Мы оценили среднюю длину свободного пробега электронов для образцов диборида магния с различной дефектностью. В монокристаллах она может достигать 100 параметров кристаллической решетки и сокращается до нескольких параметров решетки для

Электронные характеристики и параметры сверхпроводящего состояния (в чистом пределе)  $\sigma$ -электронов диборида магния, а также карбида ниобия [29,30], оцененные по параметрам их экспериментальных зависимостей  $-dH_{c2}/dT$  от  $\rho_n$

Характеристика	MgB <sub>2</sub>	NbC
$T_c$	39	12
$\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$ , $10^7$ cm/s	3	1.7
$N^*(0)$ , $10^{34}/(\text{erg} \cdot \text{cm}^3)$	1	3.6
$\lambda$	1	0.9
$\gamma^*(0)$ , mJ/(mol f.u. · K <sup>2</sup> )	1	3
$\xi_{ab}(0)$ , Å	95	175
$\delta_{ab}(0)$ , Å	550	500
$\kappa$	6	3

Примечание. Для NbC с кубической решеткой  $\langle v_{ab}^2 \rangle = 2\langle v^2 \rangle/3$ , где  $\langle v^2 \rangle$  — средний по поверхности Ферми квадрат скорости Ферми [29,30].

пленок с остаточным удельным сопротивлением около  $50 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ .

В таблице представлены параметры MgB<sub>2</sub> для носителей  $2D$   $\sigma$ -зоны, которые определены в результате измерений верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$  образцов с различной дефектностью. ( $\gamma^*$  — коэффициент при электронной теплоемкости,  $\delta_{ab}(0)$  — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник,  $\kappa$  — параметр Гинзбурга–Ландау). Величина  $\gamma^*$  хорошо согласуется с оценками коэффициента при электронной теплоемкости для  $\sigma$ -электронов, полученными из измерений теплоемкости [6,7].

В таблице приведены также результаты аналогичных исследований соединения NbC [29,30]. Обращает на себя внимание тот факт, что оба соединения имеют практически одинаковую величину константы связи  $\lambda \approx 1$ , а их критическая температура отличается более чем в три раза. При этом плотность электронных состояний на уровне Ферми в дибориде магния оказывается даже ниже, чем в карбиде ниобия, и на порядок меньше, чем в одном из наиболее высокотемпературных бинарных соединений сверхпроводников Nb<sub>3</sub>Sn [28,30]. Таким образом, в рамках фононного механизма, высокая критическая температура MgB<sub>2</sub> не может определяться только величиной плотности электронных состояний и константы связи  $\lambda$ . По-видимому, важную роль играют особенности фононного спектра. Фононный спектр диборида магния простирается до 100 meV, в то время как у карбида ниобия спектр заканчивается при 35 meV [44–46]. Средняя фононная частота в MgB<sub>2</sub> [44] втрое выше, чем в NbC [46], что может объяснить разницу в величине их критической температуры.

#### 4. Заключение

В настоящей работе исследовано верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$  образцов MgB<sub>2</sub> с критической температурой, близкой к 39 К, и различной дефект-

ностью. Обнаружено характерное для обычных сверхпроводников с фононным механизмом повышение  $H_{c2}$  при росте остаточного удельного сопротивления  $\rho_n$ . Зависимость  $H_{c2}$  от  $\rho_n$  оказалась близкой к линейной и отвечает небольшой дефектности материала, когда практически не проявляются изменения его электронной структуры. Оценены важнейшие параметры электронной структуры и сверхпроводящего состояния MgB<sub>2</sub>. При этом учитывался двухзонный характер сверхпроводимости материала. Имеющиеся экспериментальные данные позволили прямо определить средний квадрат скорости Ферми электронов  $2D$   $\sigma$ -зоны, длину когерентности, а также среднюю длину их свободного пробега в образцах с различной дефектностью. При оценке величины плотности электронных состояний на уровне Ферми для  $\sigma$ -электронов привлекались данные о соотношении вклада в проводимость носителей  $\pi$ - и  $\sigma$ -зоны. Наши оценки электронных характеристик MgB<sub>2</sub> согласуются с полученными в расчетах [41–43] зонными значениями при условии сильного электрон-фононного взаимодействия в  $\sigma$ -зоне с константой связи  $\lambda \approx 1$ .

Сравнение MgB<sub>2</sub> с исследованным нами ранее соединением NbC ( $T_c = 12$  К) показало, что эти материалы имеют практически одинаковую величину константы связи. Различие в величине критической температуры может определяться характерной частотой фононного спектра, которая в MgB<sub>2</sub> [44] примерно в три раза выше, чем в NbC [46].

#### Список литературы

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimutsu. Nature (London) **410**, 63 (2001).
- [2] A.Y. Liu, I.I. Mazin, J. Kortus. Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
- [3] P. Szabo, P. Samuely, J. Kacmarcik, T. Klein, J. Marcus, D. Fruchardt, S. Miraglia, C. Marcenat, A.G.M. Jansen. Phys. Rev. Lett. **87**, 137005 (2001).
- [4] F. Giubileo, D. Roditchev, W. Sacks, R. Lamy, D.X. Thanh, J. Klein, S. Miraglia, D. Fruchardt, J. Marcus, Ph. Monod. Phys. Rev. Lett. **87**, 177008 (2001).
- [5] H. Schmidt, J.F. Zasadzinski, K.E. Gray, D.G. Hinks. Physica C **385**, 221 (2003).
- [6] F. Bouquet, Y. Wang, I. Sheikin, T. Plackowski, A. Junod, S. Lee, S. Tajima. Phys. Rev. Lett. **89**, 257001 (2002).
- [7] F. Bouquet, Y. Wang, I. Sheikin, P. Toulemonde, M. Eisterer, H.W. Weber, S. Lee, S. Tajima, A. Junod. Physica C **385**, 192 (2003).
- [8] H.D. Yang, J.Y. Lin, H.H. Li, F.H. Hsu, C.J. Liu, S.C. Li, R.C. Yu, C.Q. Jin. Phys. Rev. Lett. **87**, 167003 (2001).
- [9] J.H. Jung, K.W. Kim, H.J. Lee, M.W. Kim, T.W. Noh, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, C.U. Jung, S.I. Lee. Phys. Rev. B **65**, 052413 (2002).
- [10] A. Pimenov, A. Loidl, S.I. Krasnosvobodtsev. Phys. Rev. B **65**, 172502 (2002).
- [11] A.K. Pradhan, Z.X. Shi, M. Tokunaga, T. Tamegai, Y. Takano, K. Togano, H. Kito, H. Ihara. Phys. Rev. B **64**, 212509 (2001).
- [12] T. Masui, S. Lee, A. Yamamoto, S. Tajima. Physica C **378–381**, 216 (2002).

- [13] Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Lee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, M. Murakami. *Phys. Rev. B* **66**, 180504 (2002).
- [14] Yu. Eltsev. *Physica C* **385**, 162 (2003).
- [15] M. Zehetmayer, M. Eisterer, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, A. Wisniewski, H.W. Weber. *Phys. Rev. B* **66**, 052 505 (2002).
- [16] L. Lyard, P. Samuely, P. Szabo, C. Marcenat, T. Klein, K.H.P. Kim, C.U. Jung, H.-S. Lee, B. Kang, S. Choi, S.-I. Lee, L. Paulius, J. Marcus, S. Blanchard, A.G.M. Jansen, U. Welp, G. Karapetrov, W.K. Kwok. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 193 (2003).
- [17] Y. Machida, S. Sasaki, H. Fujii, M. Furuyama, I. Kakeya, K. Kadowaki. *Phys. Rev. B* **67**, 094 507 (2003).
- [18] M.H. Jung, M. Jaime, A.H. Lacerda, G.S. Boebinger, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee. *Chem. Phys. Lett.* **343**, 447 (2001).
- [19] H.J. Kim, W.N. Kang, E.M. Choi, M.S. Kim, K.H.P. Kim, S.I. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087 002 (2001).
- [20] H.J. Kim, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, K.H.P. Kim, H.S. Lee, S.I. Lee, M.O. Mun. *Physica C* **391**, 119 (2003).
- [21] S. Patnaik, L.D. Cooley, A. Gurevich, A.A. Polyanskii, J. Jiang, X.Y. Cai, A.A. Squitieri, M.T. Naus, M.K. Lee, J.H. Choi, L. Belenky, S.D. Bu, J. Letteri, X. Song, D.G. Schlom, S.E. Babcock, C.B. Eom, E.E. Hellstrom, D.C. Larbalestier. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 315 (2001).
- [22] W. Jo, J.U. Huh, T. Ohnishi, A.F. Marshall, M.R. Beasley, R.H. Hammond. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3563 (2002).
- [23] Y. Bugoslavsky, Y. Miyoshi, G.K. Perkins, A.D. Caplin, L.F. Cohen, A.V. Pogrebnyakov, X.X. Xi. *Phys. Rev. B* **69**, 132508 (2004).
- [24] Y. Bugoslavsky, Y. Miyoshi, G.K. Perkins, A.D. Caplin, L.F. Cohen, H.Y. Zhai, H.M. Christen, A.V. Pogrebnyakov, X.X. Xi, O.V. Dolgov. *Supercond. Sci. Technol.* **17**, S350, (2004).
- [25] S.Y. Xu, Qi Li, E. Wertz, Y.F. Hu, A.V. Pogrebnyakov, X.H. Zeng, X.X. Xi, J.M. Redwing. *Phys. Rev. B* **68**, 224 501 (2003).
- [26] Л.П. Горьков. *ЖЭТФ* **37**, 1407 (1959).
- [27] N.R. Werthamer. *Superconductivity* / Eds R.D. Parks, Dekker Marcel. N.Y. (1969). Vol. 1. 321 p.
- [28] A.I. Golovashkin, N.P. Shabanova. *Physica C* **185–189**, 2709 (1991).
- [29] С.И. Красносвободцев, Н.П. Шабанова, Е.В. Екимов, В.С. Ноздрин, Е.В. Печень. *ЖЭТФ* **108**, 970 (1995).
- [30] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, В.С. Ноздрин, А.И. Головашкин. *ФТТ* **38**, 7, 1969 (1996).
- [31] H. Won, K. Maki. *Physica C* **282–287**, 1837 (1997).
- [32] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин. *ФТТ* **44**, 1758 (2002).
- [33] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин. Научная сессия МИФИ-2004. Сб. науч. тр. МИФИ, М. (2004). Т. 4. С. 116.
- [34] A.A. Abrikosov. *Phys. Rev. B* **53**, 8910 (1996).
- [35] A.A. Abrikosov. *Int. J. Mod. Phys. B* **13**, 3405 (1999).
- [36] С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, Н.П. Шабанова, А.И. Головашкин. *ЖТФ* **73**, 136 (2003).
- [37] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, В.С. Ноздрин. Краткие сообщения по физике ФИАН **12**, 23 (2002).
- [38] X.H. Chen, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, R.L. Meng, Y.Q. Wang, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **65**, 024 502 (2001).
- [39] Л.П. Горьков, Т.К. Мелик-Бархударов. *ЖЭТФ* **45**, 1493 (1963).
- [40] W.H. Butler. *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1516 (1980).
- [41] J. Kortus, I.I. Mazin, K.D. Belashchenko, V.P. Antropov, L.L. Boyer. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4656 (2001).
- [42] K.D. Belashchenko, M. van Schilfgaarde, V.P. Antropov. *Phys. Rev. B* **64**, 092 503 (2001).
- [43] I.I. Mazin, V.P. Antropov. *Physica C* **385**, 49 (2003).
- [44] R. Osborn, E.A. Goremychkin, A.I. Kolesnikov, D.G. Hinks. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 017 005 (2001),
- [45] O.V. Dolgov, R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, A.A. Golubov, S.V. Ghulga, J. Kortus. *Phys. Rev. B* **68**, 132 503 (2003).
- [46] J. Geerk, W. Gläser, F. Gompf, W. Reichardt, E. Schneider. *Low Temp. Phys. LT-14* / Eds M. Krusius, M. Vuorio. North-Holland Publ. Co., Amer. Elsevier. Publ. Co. (1975). Vol. 2. P. 411.