

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 ρ_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 $2D$ σ -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 ρ_n с учетом представлений о зонной структуре получена также величина плотности электронных состояний σ -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 ρ_n MgB_2 были выбраны пленки, не обнаруживающие признаков содержания избыточного магния. Согласно результатам исследований [38], образцы 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 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 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 MgB_2 , понадобились дополнительные данные, характеризующие исследуемые образцы. Мы исходили из того, что дефекты в образцах с одинаковой критической температурой не должны приводить

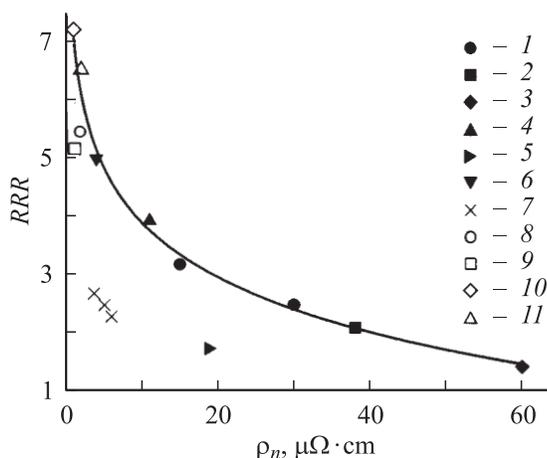


Рис. 1. Корреляция отношения сопротивления $RRR = \rho(193)/\rho_n$ с удельным сопротивлением ρ_n в плоскости ab образцов MgB_2 различной дефектности: 1 — пленок, исследованных в настоящей работе, 2–6 — пленок [21–25] и [18–20], 8–11 — монокристаллов [11–14].

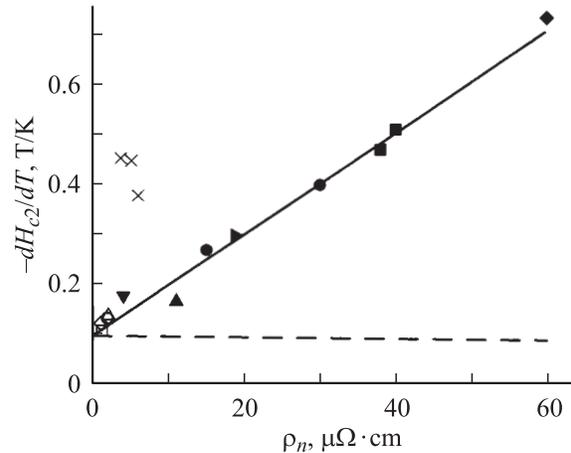


Рис. 2. Зависимость наклона $-dH_{c2}/dT$ температурной зависимости верхнего критического магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) от удельного сопротивления ρ_n в плоскости ab образцов MgB_2 . Данные обозначены так же, как на рис. 1. Штриховой линией показано значение наклона чистого предела $-dH_{c2}^0/dT$.

к изменениям электронных и фоновых 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 ρ_n близко к остаточному.) На рис. 1 представлена корреляция RRR и ρ_n для образцов, у которых измерялся наклон температурной зависимости верхнего критического магнитного поля. Видно, что для ряда монокристаллов и пленок зависимость RRR от ρ_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 MgB_2 при росте их остаточного удельного сопротивления. При этом зависимость $-dH_{c2}/dT$ от ρ_n близка к линейной. Аналогичная зависимость H_{c2} от ρ_n в области постоянной T_c была ранее обнаружена нами для бинарных сверхпроводящих соединений NbC [29] и Nb_3Sn [28].

3. Обсуждение

Зависимость верхнего критического магнитного поля от удельного сопротивления в MgB_2 хорошо согласуется с представлениями микротемпературы 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 MgB_2 верхнее критическое поле определяется группой носителей $2D$ σ -зоны, тогда как в проводимости участвуют носители $2D$ σ -зоны и $3D$ π -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 ρ_n для носителей только σ -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 σ -зоны в MgB_2 .

Для 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, λ — 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 $2D$ σ -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 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 $2D$ σ -зоны составляет около 30% [42]. С учетом этого $N^*(0)$ в σ -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 σ -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 σ -электронов MgB_2 [42], оказывается, что величина их константы связи λ близка к 1. С учетом поправок на сильную связь эта величина соответствует $2\Delta/kT_c \approx 4$, где Δ — 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 Φ_0 — квант магнитного потока. Значению $-dH_{c2}^0/dT$ отвечает длина когерентности Гинзбурга–Ландау идеального материала $\xi(0) = 95 \text{ \AA}$. В чистом пределе $\xi(0) = 0.74\xi_0$, где ξ_0 — параметр микротeorии. Для MgB_2 $\xi_0 = 125 \text{ \AA}$. 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 ξ_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) σ -электронов диборида магния, а также карбида ниобия [29,30], оцененные по параметрам их экспериментальных зависимостей $-dH_{c2}/dT$ от ρ_n

Характеристика	MgB ₂	NbC
T_c	39	12
$\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$, 10 ⁷ cm/s	3	1.7
$N^*(0)$, 10 ³⁴ /(erg · cm ³)	1	3.6
λ	1	0.9
$\gamma^*(0)$, mJ/(mol f.u. · K ²)	1	3
$\xi_{ab}(0)$, Å	95	175
$\delta_{ab}(0)$, Å	550	500
κ	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 MgB₂ для носителей $2D$ σ -зоны, которые определены в результате измерений верхнего критического магнитного поля H_{c2} образцов с различной дефектностью. (γ^* — коэффициент при электронной теплоемкости, $\delta_{ab}(0)$ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, κ — параметр Гинзбурга–Ландау). Величина γ^* хорошо согласуется с оценками коэффициента при электронной теплоемкости для σ -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 Nb₃Sn [28,30]. Таким образом, в рамках фононного механизма, высокая критическая температура MgB₂ не может определяться только величиной плотности электронных состояний и константы связи λ . 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 MgB₂ [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 MgB₂ 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 ρ_n . Зависимость H_{c2} от ρ_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 MgB₂. При этом учитывался двухзонный характер сверхпроводимости материала. Имеющиеся экспериментальные данные позволили прямо определить средний квадрат скорости Ферми электронов $2D$ σ -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 σ -электронов привлекались данные о соотношении вклада в проводимость носителей π - и σ -зоны. Наши оценки электронных характеристик MgB₂ согласуются с полученными в расчетах [41–43] зонными значениями при условии сильного электрон-фононного взаимодействия в σ -зоне с константой связи $\lambda \approx 1$.

Сравнение MgB₂ 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 MgB₂ [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.