

Электронные характеристики MgB_2 , полученные из измерений H_{c2}

С.И. Красносвободцев, Н.П. Шабанова, А.В. Цикунов, А.И. Головашкин
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Исследована зависимость верхнего критического магнитного поля H_{c2} от дефектности образцов MgB_2 . Установлена связь H_{c2} с особенностями электронной структуры этого соединения.

Верхнее критическое магнитное поле сверхпроводника 2 рода с фоннным механизмом определяется параметрами электронной структуры и является функцией рассеяния электронов [1, 2]. Измерение зависимости H_{c2} от остаточного удельного сопротивления ρ_n для таких материалов может являться методом исследования электронной структуры [3]. Определив изменение H_{c2} из-за рассеяния носителей на дефектах можно оценить плотность электронных состояний на уровне Ферми, скорость Ферми, длину когерентности, среднюю длину свободного пробега электронов в зависимости от дефектности материала и другие параметры. Ранее такие исследования были выполнены нами для ряда соединений со структурой $A15$ и $B1$. В настоящей работе исследована зависимость H_{c2} от ρ_n для нового сверхпроводника MgB_2 с целью определения основных параметров электронной структуры материала с двухзонной сверхпроводимостью.

Напыление пленок производилось импульсными твердотельными лазерами на подложки MgO (111). Использовались стехиометрические мишени MgB_2 . Технологические детали синтеза представлены в [4]. Пленки имели резкие индуктивные переходы, что указывало на их объемную однородность. Для измерений в магнитном поле использовались c -ориентированные пленки с критической температурой $T_c=39$ К и $T_c=37.5$ К и с достаточно хорошей поверхностью, позволяющей определить толщину и удельное сопротивление. Измерение температурной зависимости верхнего критического магнитного поля проводилось резистивным методом в магнитном поле $H||c$. Фазовая кривая $H_{c2}(T)$ определялась по температурному сдвигу середины перехода и имела слабую положительную кривизну. Наклон температурной зависимости $-dH_{c2}/dT$ для различных образцов сравнивался при температуре 30 К.

Полученные нами результаты были сопоставлены с литературными данными для монокристаллов [5-8] и эпитаксиальных пленок [9-14] MgB_2 с критической температурой около 39 К и различной дефектностью. Были отобраны образцы, не обнаруживающие признаков содержания избыточного магния. Рис. 1 демонстрирует повышение наклона $-dH_{c2}/dT$ соответствующих образцов MgB_2 при росте их остаточного удельного сопротивления. Для образцов с $T_c=39$ К зависимость $-dH_{c2}/dT$ от ρ_n близка к линейной. При снижении T_c до 32 К наблюдается отклонение от линейности, которое а-

социируется с изменением электронной структуры материала из-за дефектов. Аналогичная зависимость была ранее обнаружена нами для бинарных сверхпроводящих соединений NbC и Nb_3Sn [3].

Зависимость верхнего критического магнитного поля от удельного сопротивления в MgB_2 хорошо согласуется с представлениями микротехники для сверхпроводника с фоннным механизмом сверхпроводимости 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 [3].

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

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, $N(0)$ - плотность электронных состояний на уровне Ферми. (В точном выражении фигурируют поправки на сильную связь и функция рассеяния R_{tr} , близкие к 1.)

Значение параметра A , которое соответствует наклону верхнего критического магнитного поля чистого предела, определяется в результате экстраполяции зависимости $-dH_{c2}/dT$ (ρ_n) к нулевому остаточному сопротивлению.

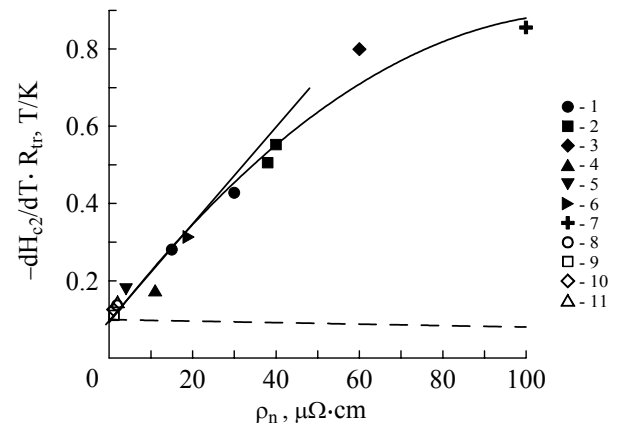


Рис. 1. Зависимость наклона $-dH_{c2}/dT$ фазовой кривой $H_{c2}(T)$ в окрестности T_c ($H||c$) от удельного сопротивления ρ_n в плоскости ab образцов MgB_2 . 1 - пленки настоящей работы, 2-7- пленки [9-14], 8-11 - монокристаллы [5-8]. $R_{tr} \approx 1$.

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 [15,16]. Представленная на рис. 1 зависимость фактически отражает изменение критического поля при сокращении длины свободного пробега электронов ℓ из-за рассеяния. Мы полагаем, что дефекты приводят к одинаковым изменениям ℓ для электронов в обеих зонах. Поэтому, зависимость 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.

Для MgB_2 величина $-dH_{c2}^0/dT$ составляет примерно 0.1 Т/К, и $H_{c2}^0(0) \approx 2.5$ Т. Близкие значения имеют монокристаллы. Соответствующая величина $\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$ приводится в таблице.

Определив $-dH_{c2}^0/dT$, можно по формуле (1) оценить вклад от рассеяния $V\rho_n$ в величину верхнего критического поля. Величина плотности электронных состояний на уровне Ферми, прямо следующая из выражения (1) для однозонного сверхпроводника, в случае 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% [16]. С учетом этого $N^*(0)$ в σ -зоне должна быть примерно в три раза меньше величины, определенной из выражений для однозонного материала.

В таблице представлены параметры чистого MgB_2 для носителей 2D σ -зоны, которые мы определили в результате измерений верхнего критического магнитного поля H_{c2} образцов с различной дефектностью. (γ^* - коэффициент при электронной теплоемкости, $\xi_{ab}(0)$ - длина когерентности, $\delta_{ab}(0)$ - глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, κ - параметр Гинзбурга-Ландау.) Величина γ^* хорошо согласуется с результатами измерений теплоемкости MgB_2 для σ -электронов [17]. Характеристики $N^*(0)$ и $\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$ отличаются от зонных из-за электрон-фононного взаимодействия. Для MgB_2 они согласуются с зонными значениями для σ -электронов [15,16] при величине константы связи $\lambda \approx 1$.

В таблице приведены также результаты аналогичных исследований соединения NbC [3]. Обращает на себя внимание, что оба соединения имеют близкую величину константы связи, а их критическая температура отличается более чем в три раза. При этом плотность электронных состояний на уровне Ферми σ -электронов MgB_2 оказывается даже ниже, чем в NbC , и на порядок меньше, чем в

одном из наиболее высокотемпературных бинарных соединений сверхпроводников Nb_3Sn [3]. Таким образом, в рамках фононного механизма, высокая критическая температура MgB_2 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 [18], в то время как у карбида ниобия спектр заканчивается при 35 meV [19]. Средняя фононная частота в MgB_2 втрое выше, чем в NbC , что может объяснять разницу в величине их критической температуры.

	MgB_2	NbC
T_c	39	12
$\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}, 10^7 \text{ cm/s}$	3	1.7
$N^*(0), 10^{34}/(\text{erg} \cdot \text{cm}^3)$	1	3.6
λ	1	0.9
$\gamma^*(0), \text{ mJ}/(\text{mol f.u.} \cdot \text{K}^2)$	1	3
$\xi_{ab}(0), \text{ \AA}$	95	175
$\delta_{ab}(0), \text{ \AA}$	550	500
κ	6	3

Работа поддержана РФФИ, грант 02-02-17353 и ФЦНТП, Госконтракт № 40.012.1.1.1357.

1. В.Л. Гинзбург. ЖЭТФ **23**, 236 (1952).
2. Л.П. Горьков. ЖЭТФ **37**, 1407 (1959).
3. Н.П. Шабанова и др. ФТТ **38**, 7, 1969 (1996).
4. С.И. Красносвободцев и др. ЖТФ **73**, 136 (2003).
5. A.K. Pradhan et al. Phys. Rev. **B64**, 212509 (2001).
6. T. Masui, et al. Physica **C378-381**, 216 (2002).
7. Yu. Eltsev et al. cond-mat/0204027.
8. Yu. Eltsev. Physica **C385**, 162 (2003).
9. S. Patnaik et al. Supercond. Sci. Technol. **14**, 315 (2001).
10. W. Jo et al. Appl. Phys. Lett. **80**, 3563 (2002)
11. Y. Bugoslavsky et al. cond-mat/0307540.
12. Y. Bugoslavsky et al. cond-mat/0309589.
13. S. Y. Xu et al. Phys. Rev. **B68**, 224501 (2003).
14. C. Ferdeghini et al. cond-mat/0107031.
15. A.Y. Liu et al. Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
16. K.D. Belashchenko et al. Phys. Rev. **B64**, 092503 (2001).
17. F. Bouquet et al. Physica **C385**, 192 (2003).
18. R. Osborn et al. Phys. Rev. Lett. **87**, 017005 (2001).
19. J. Greek et al. Low Temp. Physics LT-14, ed. M. Krusins, M. Vuoric, Noth-hollabd Pabb. Co., Amer. Elsevier. Pabb. Co., v.2, p.411 (1975).