

05

Температурная зависимость параметра анизотропии верхнего критического поля LiFeAs в рамках двузонной теории Гинзбурга—Ландау

© И.Н. Аскерзаде,^{1,3} N. Guclu,² P.T. Тагиева³

¹ Center of Excellence of Superconductivity Research and Department of Computer Engineering, Engineering Faculty of Ankara University, Aziz Kansu Building Tandogan Kampus, 06100 Tandogan, Ankara, Turkey

² Department of Physics Education, Faculty of Education of Selcuk University, 42090 Konya, Turkey

³ Институт физики НАН Азербайджана, AZ1143 Баку, Азербайджан

e-mail: iasker@science.ankara.edu.tr, solstphs@physics.ab.az

(Поступило в Редакцию 30 июля 2012 г.)

Получена аналитическая формула для температурной зависимости параметра анизотропии верхнего критического поля двузонного сверхпроводника в рамках обобщенной теории Гинзбурга—Ландау для слоистых сверхпроводников. Теоретические результаты сравниваются с экспериментальными данными для нового сверхпроводника LiFeAs.

Открытие новых сверхпроводников на основе Fe вызвало начало интенсивных исследований в этом направлении. В работе [1] была обнаружена сверхпроводимость в соединении LaOFeP с $T_c = 4$ К. К настоящему времени синтезированы и исследованы несколько типов этих материалов [2–8]. Материалы так называемого класса 1111 (REFeAsO, RE = Sm, La, Dy, Eu, Th, Gd и т.д.) имеют наивысшую критическую температуру около $T_c = 50$ К. Соединение 122 (Ba(K)Fe₂As₂) переходит в сверхпроводящее состояние при температуре $T_c = 40$ К, в то время как сверхпроводники 111 (LiFeAs, NaFeAs) имеют температуру перехода 18 К. Еще одним представителем сверхпроводников на основе Fe также является соединение 11 (FeS) с наименьшей температурой перехода $T_c = 8$ К.

Так же как и в купратных сверхпроводниках, соединения на основе Fe являются слоистыми. В пространственно разделенных слоях Fe происходит конденсация электронов в куперовские пары, а кислородные слои поставляют носителей заряда при отклонении от стехиометрического состава. Детальные обзоры современного состояния исследований этих материалов опубликованы в [9–13]. При сопоставлении свойств купратных сверхпроводников и сверхпроводников на основе Fe выявляют некоторые элементы схожести и много различий. Хорошо известно, что симметрия параметра порядка в купратных сверхпроводниках имеет d -волновой характер, в то время как для новых соединений предложен $s \pm$ тип симметрии [12]. Другим важным моментом является тот факт, что в отличие от купратных соединений сверхпроводники на основе Fe проявляют многозонный характер сверхпроводимости [13,14].

Одним из широко исследованных представителей новых сверхпроводников является LiFeAs. Как показывают исследования, малый параметр порядка в этом соединении $\Delta_1 = 1.5$ meV связан с дырочными носителями, в то

время как большой параметр порядка $\Delta_2 = 2.5$ meV — с электроноподобными носителями тока [15,16]. Двузонный характер параметра порядка в LiFeAs также подтверждается измерениями удельной теплоемкости [17] и вычислениями на основе первопринципных данных [18]. Присутствие двух параметров порядка с различными степенями анизотропии приводит к разным физическим свойствам [19]. В том числе двузонный характер сверхпроводимости также приводит к температурной зависимости параметра анизотропии верхнего критического поля $\gamma(T) = H_{c2}^{ab}(T)/H_{c2}^c(T)$ в отличие от однозонных сверхпроводников. В настоящей работе получена аналитическая формула для температурной зависимости параметра анизотропии верхнего критического поля двузонного сверхпроводника в рамках двузонной теории Гинзбурга—Ландау и результаты впервые сравниваются с экспериментальными данными для LiFeAs.

Функционал свободной энергии Гинзбурга—Ландау для двузонного слоистого сверхпроводника пишется как [20–24]

$$\begin{aligned}
 F_{SC}[\Psi_{1,n}, \Psi_{2,n}] = & \sum_n \int d^2r \frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \left| \left(\nabla_{2d} - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_{1,n} \right|^2 \\
 & + \alpha_{1,n}(T) \Psi_{1,n}^2 + \frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \left| \left(\nabla_{2d} - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_{2,n} \right|^2 \\
 & + \alpha_{2,n}(T) \Psi_{2,n}^2 + \varepsilon (\Psi_{1,n}^* \Psi_{2,n} + c.c.) \\
 & + \varepsilon_1 \left\{ \left(\nabla_{2d} + \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_{1,n}^* \left(\nabla_{2d} - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_{2,n} + c.c. \right\} \\
 & + \frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2} \left| \Psi_{1,n} - \Psi_{1,n \pm 1} \exp \left(-1 \frac{2\pi d \mathbf{A}_z}{\Phi_0} \right) \right|^2 \\
 & + \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2} \left| \Psi_{2,n} - \Psi_{2,n \pm 1} \exp \left(-1 \frac{2\pi d \mathbf{A}_z}{\Phi_0} \right) \right|^2, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где d — расстояние между плоскостями, m_i^{ab} , m_i^c — обозначают массы электронов, принадлежащих к разным зонам ($i = 1, 2$) в плоскости и в перпендикулярном направлении соответственно, Ψ_{in} — параметры порядка в разных зонах в плоскости n . Коэффициенты α линейно зависят от температуры: $\alpha_i = \gamma_i(T - T_{c,i})$. Величины ε и ε_1 описывают межзонное взаимодействие между параметрами порядка и их градиентами соответственно. H — внешнее магнитное поле, Φ_0 — квант магнитного потока. В уравнении (1) параметры порядка полагаются медленно меняющимися в двумерном пространстве (x, y). Минимизация свободной энергии (1) дает уравнения Гинзбурга–Ландау для описания двузонных сверхпроводников. В случае магнитного поля, перпендикулярного к плоскостям, $H = (0, 0, H)$ (вектор потенциал $A = (0, Hx, 0)$) и уравнения Гинзбурга–Ландау принимают вид [23,24]

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1 + \alpha_1(T) \Psi_1 + \varepsilon \Psi_2 + \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_2 = 0, \quad (2a)$$

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_2 + \alpha_2(T) \Psi_2 + \varepsilon \Psi_1 + \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1 = 0, \quad (2b)$$

где $l_s^2 = \hbar c / 2eH$ — так называемая магнитная длина. В случае межзонного взаимодействия (независимо от знака ε) сверхпроводящий переход происходит при температуре T_c , превосходящей критические температуры в разных зонах T_{c1} и T_{c2} , и определяется следующим уравнением [20–24]:

$$\alpha_1(T_c) \alpha_2(T_c) = \varepsilon^2. \quad (3)$$

Вычисление верхнего критического поля, перпендикулярного к сверхпроводящим плоскостям $H_{c2}(T)$, приводит к выражению

$$H_{c2}^c = \frac{\Phi_0}{2\pi \xi_{eff}^2}, \quad (4)$$

где эффективная длина двузонного сверхпроводника имеет вид

$$\xi_{eff}^2 = \frac{\hbar^2}{4 \left(-(m_1^{ab} \alpha_1 + m_2^{ab} \alpha_2 + \frac{8m_1^{ab} m_2^{ab} \varepsilon \varepsilon_1}{\hbar^2}) + \sqrt{(m_1^{ab} \alpha_1 + m_2^{ab} \alpha_2 + \frac{8m_1^{ab} m_2^{ab} \varepsilon \varepsilon_1}{\hbar^2})^2 - 4m_1^{ab} m_2^{ab} (\alpha_1 \alpha_2 - \varepsilon^2)} \right)}. \quad (5)$$

Для вычисления верхнего критического поля, параллельного к сверхпроводящим плоскостям $H_{c2}^{ab}(T)$, выберем

магнитное поле в виде $H = (0, H, 0)$ и соответствующий вектор потенциал $A = (0, 0, -Hx)$. Тогда уравнения Гинзбурга–Ландау примут вид

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \frac{d^2}{dx^2} \Psi_{1,n} + \alpha_1(T) \Psi_{1,n} + \varepsilon \Psi_{2,n} + \varepsilon_1 \frac{d^2}{dx^2} \Psi_{2,n} + 2 \frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2} \left(1 - \cos \frac{2\pi H dx}{\Phi_0} \right) \Psi_{1,n} = 0, \quad (6a)$$

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \frac{d^2}{dx^2} \Psi_{2,n} + \alpha_2(T) \Psi_{2,n} + \varepsilon \Psi_{1,n} + \varepsilon_1 \frac{d^2}{dx^2} \Psi_{1,n} + 2 \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2} \left(1 - \cos \frac{2\pi H dx}{\Phi_0} \right) \Psi_{2,n} = 0. \quad (6b)$$

Исключая неизвестные из (6a) и (6b), можно доказать, что уравнения для соответствующих параметров порядка оказываются одинаковыми и имеют вид

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \frac{d^4}{dx^4} - \left(\frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \alpha_1 + \frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \alpha_2 \right) \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_2 \alpha_1 + \left(1 - \cos \frac{2\pi H dx}{\Phi_0} \right) \left[2t_1 \left(\frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_2 \right) + 2t_2 \left(\frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_1 \right) \right] \Psi_1 \right\} = \left(\varepsilon^2 + 2\varepsilon \varepsilon_1 \frac{d^2}{dx^2} + \varepsilon_1^2 \frac{d^4}{dx^4} \right) \Psi_1. \quad (7)$$

В силу медленности изменений параметра порядка в плоскости сверхпроводника в уравнении (7) можно пренебречь производными высших степеней. Последнее позволит получить уравнение Матье для нахождения верхнего критического поля $H_{c2}^{ab}(T)$

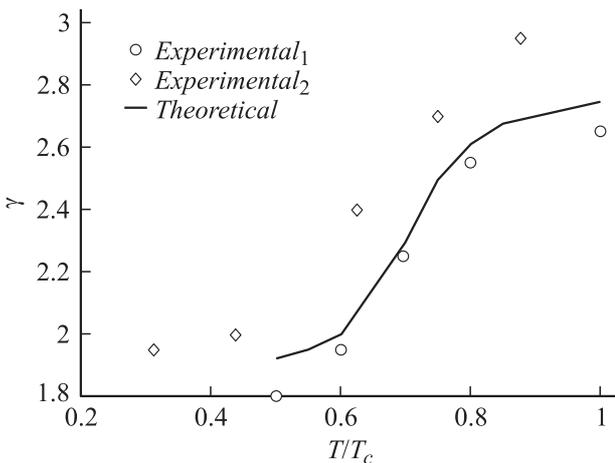
$$\left\{ - \left(\frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \alpha_1 + \frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \alpha_2 \right) \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_2 \alpha_1 + \left(1 - \cos \frac{2\pi H dx}{\Phi_0} \right) \left[2t_1 \left(\frac{\hbar^2}{4m_2^{ab}} \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_2 \right) + 2t_2 \left(\frac{\hbar^2}{4m_1^{ab}} \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_1 \right) \right] \Psi_1 \right\} = \left(\varepsilon^2 + 2\varepsilon \varepsilon_1 \frac{d^2}{dx^2} + \varepsilon_1^2 \frac{d^4}{dx^4} \right) \Psi_1, \quad (8)$$

где

$$t_{1,2} = \frac{\hbar^2}{4m_{1,2}^c d^2}.$$

Используя разложение косинуса в приближении слабого магнитного поля $H \ll \Phi_0 / 2\pi d$, можно вычислить верхнее критическое поле и получить выражение для параметра анизотропии верхнего критического поля $H_{c2}^{ab}(T)$

$$\gamma = \left[\frac{r_m(T - T_{c1}) + (T - T_{c2}) + 8\varepsilon^2 r_m \eta T_c}{\frac{m_2^{ab}}{m_1^c} r_m (T - T_{c1}) + \frac{m_1^{ab}}{m_1^c} (T - T_{c2})} \right]^{1/2}, \quad (9)$$



Температурная зависимость анизотропии верхнего критического поля для LiFeAs (experimental₁ — [26], experimental₂ — [27], сплошная линия — теория Гинзбурга–Ландау).

где параметр отношения масс r_m определяется как $r_m = (\gamma_1 m_1^{ab}) / (\gamma_2 m_2^{ab})$.

Используя выражения для наименьшего собственного значения [25], в приближении сильного магнитного поля $H \gg \Phi_0 / 2\pi d$ можно вычислить H_{c2}^{ab} и параметра анизотропии верхнего критического поля

$$\gamma = \frac{\frac{\Phi_0}{2\pi d^2} \left(\frac{\hbar^2}{4m_1^2 d^2} \alpha_2 + \frac{\hbar^2}{4m_2^2 d^2} \alpha_1 \right) \left(\frac{\hbar^2}{4m_1} \alpha_2 + \frac{\hbar^2}{4m_2} \alpha_1 \right)}{\left(\frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1^2 d^2} + \frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2^2 d^2} - \frac{\varepsilon^2 - \alpha_1 \alpha_2}{2} \right)^{1/2}}. \quad (10)$$

Полученные формулы (9) и (10) применим для вычисления параметра анизотропии верхнего критического поля сверхпроводника LiFeAs. Экспериментальное изучение температурной зависимости параметра анизотропии верхнего критического поля в этом соединении проведено в работах [26,27]. На рисунке экспериментальные точки по измерению параметра анизотропии верхнего критического поля и результаты вычислений на основе обобщенной двузонной теории Гинзбурга–Ландау обозначены сплошной линией, окружностями и ромбиками соответственно. При этом использовались следующие значения параметров $T_c = 18$ К, $T_{c1} \approx 4.6$ К, $T_{c2} \approx 11.55$ К, $\frac{\varepsilon^2}{\gamma_1 \gamma_2 T_c^2} \approx 0.175$, $\eta = \frac{T_c m_2 \varepsilon_1 \gamma_2}{\hbar^2 \varepsilon} \approx -0.016$. При подборе T_c , T_{c1} , T_{c2} пользуемся уравнением (3), а также результатами измерений аномалий теплоемкости в LiFeAs [17]. Параметр, связанный соотношением эффективных масс носителей тока в разных зонах, выбран в виде $r_m = 1/3$. Параметр анизотропии масс в разных зонах выбран аналогично [28] $\frac{m_1}{m_1^*} = 0.01$, $\frac{m_2}{m_2^*} = 0.128$.

Как следует из рисунка, в отличие от MgB₂ [23,24] в случае LiFeAs параметр анизотропии $\gamma(T) = \frac{H_{c2}^{ab}(T)}{H_{c2}^c(T)}$ проявляет убывающее поведение с уменьшением температуры. По нашему мнению, это связано с различием в структуре Ферми поверхностей этих соединений. В случае MgB₂ „сильная зона“ (зона с высокой температурой перехода, сигма-зона) является сильно анизотропной, в

то время как „слабая зона“ (зона с низкой температурой перехода пи-зона) является изотропной. В случае LiFeAs ситуация отличается от MgB₂ [16,18], зоны как бы меняются местами: „слабая зона“ (1 meV) является сильно анизотропной, в то время как „сильная зона“ (2.5 meV) проявляет квазидвумерную структуру [18]. Как следствие вышесказанного, $\gamma(T)$ убывает с понижением температуры, т. е. сверхпроводимость в LiFeAs становится почти изотропным при низких температурах. Следует отметить, что подобное поведение с понижением температуры было обнаружено в другом оксиднитриде BaFe₂As₂ [14,29,30]. По нашему мнению, представленная теория может быть применена к различным сверхпроводникам на основе Fe при соответствующем подборе параметров теории.

Таким образом, в настоящей работе выведена аналитическая формула для температурной зависимости параметра анизотропии верхнего критического поля двузонного слоистого сверхпроводника в рамках обобщенной теории Гинзбурга–Ландау. Полученные результаты впервые применены к новому сверхпроводнику LiFeAs и достигнуто хорошее согласие с экспериментом.

Настоящая работа поддержана исследовательским грантом TUBITAK 110T748.

Список литературы

- [1] Kamihara Y., Hiramatsu H., Nirano M., Kawamura R., Yanagi H., Kamiya T., Hosono H. // J. Am. Chem. Soc. 2006. Vol. 128. P. 10012.
- [2] Kamihara Y., Watanabe T., Nirano M., Hosono H. // J. Am. Chem. Soc. 2008. Vol. 130. P. 3296.
- [3] Ren Z.-A., Lu W., Yang J., Yi W. et al. // Chin. Phys. Lett. 2008. Vol. 25. P. 2215.
- [4] Rotter M., Tegel M., Johrendt D. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 107006.
- [5] Prozorov R., Ni N., Tanatar M. et al. // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78. P. 224506.
- [6] Wang X., Liu Q.Q., Lv Y.X. et al. // Sol. Stat. Commun. 2008. Vol. 148. P. 538.
- [7] Chu C.V., Lorentz B. // Physica. C. 2009. Vol. 469. P. 285.
- [8] Hu, Luo J.-Y., Yeh K.-W. et al. // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2008. Vol. 105. P. 14262.
- [9] Ивановский А.И. // УФН. 2008. Т. 178. С. 1273.
- [10] Садовский М.В. // УФН. 2008. Т. 178. С. 1243.
- [11] Ren Z.A., Zhao Z.X. // Adv. Mater. 2009. Vol. 21. P. 4584.
- [12] Hanaguri T., Nitaka S., Kuroki K., Takagi H. // Science. 2010. Vol. 328. P. 474.
- [13] Пудалов В.М. и др. // УФН. 2008. Т. 181. С. 672.
- [14] Khasanov R., Evtushinsky Dv., Amado A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. P. 187005.
- [15] Sasmal K., Lv B., Tang Z. et al. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 144512.
- [16] Borisenko S.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 105. P. 067002.
- [17] Wei F., Chen F., Sasmal K. et al. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 134527.
- [18] Shein I.R., Ivanovskii A.I. // Sol. Stat. Commun. 2010. Vol. 150. P. 152.

- [19] *Askerzade I.N.* Unconventional Superconductors: anisotropy and multiband effects. Springer-Verlag, 2012. 177 p.
- [20] *Doh H., Sigrist M., Chao B.K.* // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 85. P. 5350.
- [21] *Askerzade I.N., Gencer A., Guclu N.* // *Supercond. Sci. Technol.* 2002. Vol. 15. P. L13.
- [22] *Askerzade I.N.* // *Physica. C.* 2003. Vol. 390. P. 281.
- [23] *Аскерзаде И.Н.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2005. Т. 81. С. 717.
- [24] *Аскерзаде И.Н.* // *УФН.* 2006. Т. 176. С. 1025.
- [25] *Абрамовиц М., Стегун И.* // *Справочник по специальным функциям.* М.: Наука, 1979.
- [26] *Zhang J.L., Balakirev F.F.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2011. Vol. 69. P. 054 508.
- [27] *Kurita N., Kitagawa K., Matsubayashi K.* et al. // *J. Phys. Soc. Japan.* 2011. Vol. 80. P. 013 706.
- [28] *Cho K., Kim H., Tanatar M.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2011. Vol. 83. P. 060 502.
- [29] *Yuan H.Q., Singleton J., Balakirev F.F.* et al. // *Nature.* 2009. Vol. 457. P. 565.
- [30] *Kano M., Kohama Y., Graf D.* et al. // *J. Phys. Soc. Japan.* 2009. Vol. 78. P. 084 719.