物 理 学 报 Acta Phys. Sin. Vol. 60, No. 1 (2011) 017401

用两带 Ginzburg-Landau 理论分析两带超导体 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界磁场*

刘敏霞†
(东莞理工学院电子工程系, 东莞 523808)
(2009 年 4 月 7 日收到;2010 年 5 月 11 日收到修改稿)

用两带 Ginzburg-Landau(GL)理论分析了 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界磁场,当超导体的表面与任一主晶面重合,且外磁场平行于超导体的表面时,比值 H_{c3}/H_{c2} (H_{c2} 是 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的上临界磁场)强烈依赖于温度. 当超导体的表面是 bc 平面,且外磁场平行于超导体的表面时,H_{c3}/H_{c2} 不仅依赖于温度,还依赖于磁场方向. 而对于单带超导体,这一比值是一常数.

关键词: 两带超导体, GL 理论, $Lu_2Fe_3Si_5$, 表面临界磁场
PACS: 74.20.De, 74.25.Ha, 74.70.-b, 74.60.-w

1. 引 言

自从两带超导体 MgB_2 发现以来[1],两带超导体的性质[2—11]和两带超导理论模型[12—17]逐渐被人们所熟知. 随着研究的深入,人们发现,其他一些超导体的超导电性用两带理论能更好地解释. 比如超导体 $Lu_2Fe_3Si_5$. $Lu_2Fe_3Si_5$ 的超导性不同于传统超导体,比如,$Lu_2Fe_3Si_5$ 的上临界磁场 $H_{c2}(0)$ 比其他含铁超导体的上临界磁场大很多[18,19],并且 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的上临界磁场对温度的依赖也不同于传统超导体;$Lu_2Fe_3Si_5$ 的比热也明显偏离了 BCS 规律[20,21]. 最近研究表明[22],$Lu_2Fe_3Si_5$ 具有两个超导能带,一个是准一维的,另一个是三维的. Huang 等人[23]已经用两带 Ginzburg-Landau(GL)理论分析了 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的上临界磁场和穿透深度,理论结果和实验结果符合得很好. 超导体的上临界磁场一直是研究的热点,而超导体的表面临界磁场却少有人研究,据我所知,到目前为止,还没有用两带 GL 理论分析 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界磁场的文献.

本文就是用两带 GL 理论来研究 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界磁场. 文章第二部分提出了两带模型,第三部分详细介绍了如何计算 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界磁场,第四部分给出了 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界磁场的结果以及对结果的讨论,第五部分对本篇文章进行了总结.

2. 两带层状 GL 理论

在 Askerzade 等人[24]的基础上,考虑到 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的两带结构,设 GL 自由能为

$$F = \int d^3r\,(F_1 + F_2 + F_{12}) + \int \frac{H^2}{8\pi} d^3r, \qquad (1)$$

其中

$$F_l = -\alpha_l |\psi_l|^2 + \frac{1}{2}\beta_l |\psi_l|^4 + \sum_{j,k} \frac{\hbar^2}{2}\Big[\Big(-i\nabla_j - \frac{2e}{c\hbar}\boldsymbol{A}_j\Big)\psi_l\Big]^* (m_{jk}^{(l)})^{-1} \times \Big[(-i\nabla_k - \frac{2e}{c\hbar}\boldsymbol{A}_k)\psi_l\Big],$$

$$F_{12} = R(\psi_1^*\psi_2 + \psi_1\psi_2^*),$$

其中 $l=1,2, j, k=x, y, z$,下角标 1,2 分别代表准一维带和三维带,下角标 12 表示带间相互作用. F_l 是每个带的自由能,F_{12} 是带间耦合能. $\boldsymbol{A}$ 是电磁场的矢量势;$\boldsymbol{H}$ 是外磁场,且有 $\boldsymbol{H} = \nabla\times\boldsymbol{A}$. $m_{jk}^{(l)}$ 代表第 l ($l=1;2$) 带内载流子的有效质量张量. 系数 α_l 可以近似写做 $\alpha_l = \alpha_{l0}(T-T_{cl})$,线性依赖于温度. α_{l0},β_l 和 R 等均是 GL 理论引入的参数,且不依

* 国家自然科学基金(批准号:11047150),东莞市高等院校科技计划项目(批准号:2008108101003)资助的课题.
† E-mail: bgliumx@dgut.edu.cn

赖于温度.

最小化方程(1)

$$\frac{\delta F}{\delta \psi_1^*} = 0,\ \frac{\delta F}{\delta \psi_2^*} = 0,$$

我们可以得到两带 GL 方程为

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_{11} & \hat{H}_{12} \\ \hat{H}_{21} & \hat{H}_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_1 |\psi_1|^2 & 0 \\ 0 & \beta_2 |\psi_2|^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = 0, \tag{2}$$

式中

$$\hat{H}_{ll} = -\sum_{j,k} \frac{\hbar^2}{2}\left(\nabla_j - \mathrm{i}\frac{2e}{c\hbar}\boldsymbol{A}_j\right)(m_{jk}^{(l)})^{-1} \times \left(\nabla_k - \mathrm{i}\frac{2e}{c\hbar}\boldsymbol{A}_k\right) - \alpha_l,$$

$$\hat{H}_{12} = \hat{H}_{21} = R.$$

边界条件为

$$(m_{xk}^{(l)})^{-1}\left(\nabla_j - \mathrm{i}\frac{2e}{c\hbar}\boldsymbol{A}_j\right)\psi_l = 0. \tag{3}$$

在上式中,我们令 x 轴垂直于超导体的表面,并假设 x 轴与任一主晶轴重合,有 $(m_{xy}^{(l)})^{-1} = (m_{yx}^{(l)})^{-1} = (m_{xz}^{(l)})^{-1} = (m_{zx}^{(l)})^{-1} = 0$. 假设磁场 $\boldsymbol{H}$ 平行于超导体的表面沿 z 轴方向,取规范为 $\boldsymbol{A} = (0, Hx, 0)$. 与单带情况类似,考虑到两个带,我们设波函数为

$$\psi_l = \exp(\mathrm{i}k_y y) f_l(x). \tag{4}$$

把上式代入到方程(2)中得

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_{11} & \hat{H}_{12} \\ \hat{H}_{21} & \hat{H}_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_1 |f_1|^2 & 0 \\ 0 & \beta_2 |f_2|^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} = 0, \tag{5}$$

其中

$$\hat{H}_{11} = -\frac{\hbar^2}{2m_{xx}^{(1)}}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2}{2m_{yy}^{(1)}}\left(\frac{2eH}{c\hbar}\right)^2 (x - x_0)^2 - \alpha_1,$$

$$\hat{H}_{22} = -\frac{\hbar^2}{2m_{xx}^{(2)}}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\hbar^2}{2m_{yy}^{(2)}}\left(\frac{2eH}{c\hbar}\right)^2 (x - x_0)^2 - \alpha_2,$$

$$\hat{H}_{12} = \hat{H}_{21} = R,$$

式中 $x_0 = c\hbar k_y/2eH$. 在半无限大超导体中,x_0 是非常重要的. 此时,边界条件(3)化为

$$\left.\frac{\partial f_l(x)}{\partial x}\right|_{x=0} = 0,\quad f_l(\infty) = 0. \tag{6}$$

和求上临界磁场相似,方程(5)有非零解的条件是以方程

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_{11} & \hat{H}_{12} \\ \hat{H}_{21} & \hat{H}_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} = E\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} \tag{7}$$

的最小本征值小于零[16]. $\hat{H}_{ll}$ 中的势能函数表明,能级会随着磁场 H 的增大而向上移动,因此,方程(7)最小本征值等于零时相应的磁场就是表面临界磁场. 我们知道,对于单带超导体,精确值 H_{c3} 可以由韦伯函数来得到,但是计算太复杂,而 Kittel[25] 提出了变分法,变分法计算简单,结果只与精确值低 2%[26]. 因此,本文采用变分法来求两带超导体 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界场.

3. 两带超导体的表面临界磁场

在 Kittel[25] 变分函数的基础上,并考虑到两带结构,我们设变分函数为

$$f_1(x) = cg_1(x) = c\left(\frac{a}{\pi}\right)^{1/4}\exp\left(-\frac{a}{2}x^2\right),$$

$$f_2(x) = dg_2(x) = d\left(\frac{b}{\pi}\right)^{1/4}\exp\left(-\frac{b}{2}x^2\right), \tag{8}$$

a, b, c, d 是正的变化参数. 显然变分函数(8)满足边界条件(6). 引入

$$D_{11} = \int_0^{+\infty} g_1 \hat{H}_{11} g_1 \,\mathrm{d}x = \frac{a\hbar^2}{8m_{xx}^{(1)}} + \frac{H^2 e^2}{c^2 m_{yy}^{(1)}}\left(\frac{1}{2a} - \frac{2x_0}{\sqrt{a\pi}} + x_0^2\right) - \alpha_1, \tag{9}$$

$$D_{22} = \int_0^{+\infty} g_2 \hat{H}_{22} g_2 \,\mathrm{d}x = \frac{a\hbar^2}{8m_{xx}^{(2)}} + \frac{H^2 e^2}{c^2 m_{yy}^{(2)}}\left(\frac{1}{2a} - \frac{2x_0}{\sqrt{a\pi}} + x_0^2\right) - \alpha_2, \tag{10}$$

$$D_{12} = \int_0^{+\infty} g_1 \hat{H}_{12} g_2 \mathrm{d}x = D_{21} = \int_0^{+\infty} g_2 \hat{H}_{21} g_1 \mathrm{d}x = \frac{R(ab)^{1/4}}{\sqrt{2(a+b)}}, \tag{11}$$

系统的最小本征值是以方程

$$\begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & D_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = \varepsilon\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} \tag{12}$$

的解为

$$\varepsilon_{\min} = \frac{(D_{11} + D_{22}) - \sqrt{(D_{11} - D_{22})^2 + 4D_{12}D_{21}}}{2}. \tag{13}$$

下面我们讨论如何得到表面临界磁场. 首先选择 x_0,使 $\varepsilon_{\min}$ 最小,即

$$\frac{\partial \varepsilon_{\min}}{\partial x_0} = 0. \tag{14}$$

求得 x_0 为 a 和 b 的函数. 然后,把得到的 x_0 代入(13)式中,选择 a,b 使 $\varepsilon_{\min}$最小 ,即

$$\frac{\partial \varepsilon_{\min}}{\partial a} = 0, \frac{\partial \varepsilon_{\min}}{\partial b} = 0, \tag{15}$$

可以得到 a_m, b_m 作为 H 的函数. 把用上式解得的 a_m 和 b_m 代入(13)式中,最小本征值等于零时相应的磁场就是表面临界磁场 H_{c3}. 因此,令

$$\varepsilon_{\min}(H_{c3}, a_m, b_m) = 0, \tag{16}$$

我们就可以得到两带超导体的表面临界磁场.

4. 结果与讨论

为了研究 H_{c3}/H_{c2},我们还需要计算上临界磁场 H_{c2},当方程(5)中的 $x_0=0$ 时,求得的表面临界磁场就是上临界磁场[26,17]. 因此,H_{c2}可以令 $x_0=0$,由方程(15),(16)解得.

对于表面临界磁场,我们主要讨论两种情况: 1) a,b 和 c 晶轴分别和 x,y 和 z 轴重合;2) a 晶轴与 x 轴重合,c 晶轴与 z 轴在 yz 平面上有一夹角 ϑ. 值得注意的是,以上情况均是磁场 H 平行于超导体的平面,且沿 z 轴方向.

在 1) 情况下,方程(5)中 $m_{xx}^{(l)} = m_a^{(l)} = m_{yy}^{(l)} = m_b^{(l)}$,因此 $m_{xx}^{(1)}/m_{yy}^{(1)} = m_{xx}^{(2)}/m_{yy}^{(2)} = 1$,导致(8)式中 $a=b$,也就是说,在这种情况下,两带波函数的变化标度是相同的[17]. 方程组(14),(15),(16)变为

$$D_{22}\frac{\partial D_{11}}{\partial x_0} + D_{11}\frac{\partial D_{22}}{\partial x_0} = 0, \tag{17}$$

$$D_{22}\frac{\partial D_{11}}{\partial a} + D_{11}\frac{\partial D_{22}}{\partial a} = 0, \tag{18}$$

$$D_{11}D_{22} = R^2, \tag{19}$$

式中

$$D_{11} = \frac{a\hbar^2}{8m_a^{(1)}} + \frac{H^2e^2}{c^2m_a^{(1)}}\left(\frac{1}{2a} - \frac{2x_0}{\sqrt{a\pi}} + x_0^2\right) - \alpha_1, \tag{20}$$

$$D_{22} = \frac{a\hbar^2}{8m_a^{(2)}} + \frac{H^2e^2}{c^2m_a^{(2)}}\left(\frac{1}{2a} - \frac{2x_0}{\sqrt{a\pi}} + x_0^2\right) - \alpha_2. \tag{21}$$

因此

$$\frac{\partial D_{11}}{\partial x_0} = \frac{H^2e^2}{c^2m_a^{(1)}}\left(-\frac{2}{\sqrt{a\pi}} + 2x_0\right), \tag{22}$$

$$\frac{\partial D_{22}}{\partial x_0} = \frac{H^2e^2}{c^2m_a^{(2)}}\left(-\frac{2}{\sqrt{a\pi}} + 2x_0\right). \tag{23}$$

把(22)和(23)式代入(17)式中可得 $x_0 = 1/\sqrt{a\pi}$,再代入到方程(18)中,则表面临界磁场可以表示为

$$H_{c3} = a\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)\sqrt{\frac{\pi}{\pi-2}}. \tag{24}$$

我们知道,当 $x_0=0$ 时,从方程(18)可以得到上临界磁场为

$$H_{c2} = a\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right). \tag{25}$$

比较(24)和(25)式,我们有

$$\frac{H_{c3}}{H_{c2}} = \sqrt{\frac{\pi}{\pi-2}} = 1.6589. \tag{26}$$

我们发现在 1) 情况下,两带超导体的表面临界磁场和单带超导体[25]的相同,也是一常数,如图 1 中虚线所示.

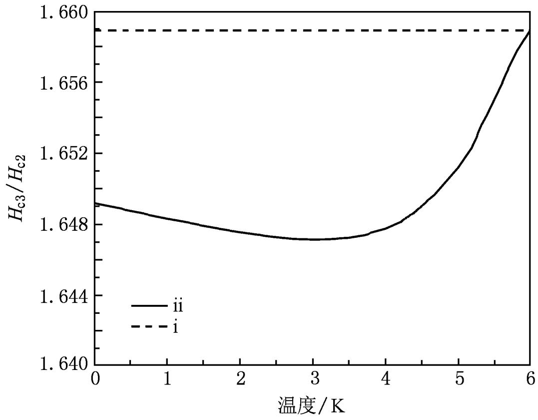

图 1 H_{c3}/H_{c2} 对温度的依赖曲线

在 2) 情况下,方程(5)中有

$$\frac{1}{m_{xx}^{(l)}} = \frac{1}{m_a^{(l)}}, \frac{1}{m_{yy}^{(l)}} = \frac{\cos^2(\vartheta)}{m_b^{(l)}} + \frac{\sin^2(\vartheta)}{m_c^{(l)}}, \tag{27}$$

因此,当 $\vartheta \neq 0$ 时,$m_{xx}^{(1)}/m_{yy}^{(1)} \neq m_{xx}^{(2)}/m_{yy}^{(2)}$,方程(8)中 $a \neq b$[17]. 这时我们不仅要考虑相同能级间的耦合,还要考虑不同能级间的耦合[16]. 方程组(14),(15),(16)必须用数值解. 如果我们选择文献[23]中的参数: $m_a^1 = 7.5m_e$, $m_c^1 = m_e$, $m_a^2 = m_e$, $m_c^2 = 1.32m_e$, $\alpha_{10} = 0.23$ meV, $\alpha_{20} = 0.8\alpha_{10}$, $T_c = 6$ K, $T_{c1} = 0.9T_c$, $T_{c2} = 0.41T_c$,则数值计算的结果如图 1 中实线所示. 从图 1 中可以看出,两带超导体的表面临界场和上临界场之比 H_{c3}/H_{c2}强烈依赖于温度,在 $T \approx 3.2$ K 时,H_{c3}/H_{c2}有极小值;在 $T=T_c$ 时,H_{c3}/H_{c2}有极大值 1.6589. 这主要是由于 H_{c2}和 H_{c3}均由准一维带和三维带共同影响,这就使得 H_{c2}和 H_{c3}与温度的关系变得很复杂,因此 H_{c3}/H_{c2}依赖于温度也是很

合理了. 从图 1 中可以看出,在 2) 情况下 H_{c3}/H_{c2} 的值小于在 1) 种情况下的 H_{c3}/H_{c2} 的值,这一结果与两带超导体 MgB_2 的结果一致.

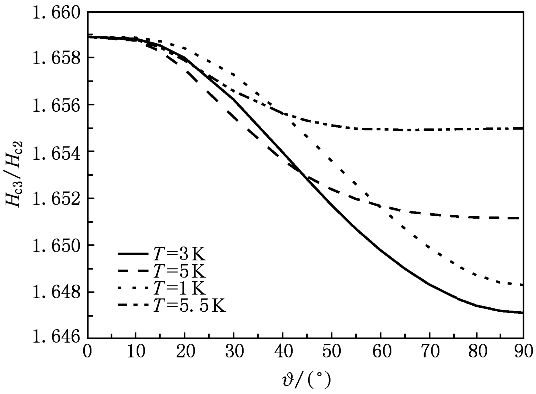

图 2 H_{c3}/H_{c2} 对角度 ϑ 的依赖曲线

同时,我们还计算了 H_{c3}/H_{c2} 随 c 晶轴与 z 轴夹角 ϑ 的变化情况,如图 2 所示. 当 $\vartheta < 15°$ 时,无论在 T 为多少,比率 H_{c3}/H_{c2} 的值都近似为一常数,几乎不随 ϑ 而变化. 这是由于,在小角度时,准一维带的各向异性几乎等于三维带的各向异性,随着角度 ϑ 的增大,三维带的各向异性几乎不变,而准一维带的各向异性迅速增加,导致准一维带的各向异性和三维带的各向异性差别很大,因此比率 H_{c3}/H_{c2} 依赖于角度 ϑ. 从图 2 中也可以看出,$T = 3$ K 的 H_{c3}/H_{c2} 的值小于 $T = 1$ K, $T = 5$ K 和 $T = 5.5$ K 的 H_{c3}/H_{c2} 的值,这说明在温度从 0 K 到 3 K 左右,H_{c3}/H_{c2} 是随温度升高而减小的,而在 3 K 左右到 T_c, H_{c3}/H_{c2} 是随着温度升高而增大的,这和图 1 的结果一致. 到目前为止,还没有关于超导体 $Lu_2Fe_3Si_5$ 表面临界磁场的实验数据, 我们希望本论文的理论结果能对该实验方面的工作有所帮助.

以上两种情况我们只讨论了主晶平面与超导体表面重合的情况,我们知道,对于强的单带各向异性超导体,当主晶面与超导体的表面有一夹角 β 时,可能存在一临界角度 β_0,当 $\beta_0 < \beta < (\pi/2 - \beta_0)$ 时,表面超导性被完全压制[27]. 这个临界角度 β_0 是一常数,且由单带超导体的各向异性来决定. 对于 $Lu_2Fe_3Si_5$ 来说,它有两个各向异性参数,上临界磁场各向异性参数和下临界磁场各向异性参数. 在求解表面临界磁场时,通常和上临界磁场联系在一起,由于 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的上临界磁场各向异性参数较强,因此我们猜测在 $Lu_2Fe_3Si_5$ 超导体中也可能存在临界角 β_0. 如果存在,又由于上临界磁场各向异性参数随温度升高而下降,我们猜测 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的 β_0 可能会随温度升高而增加,在某一温度,上临界磁场各向异性参数太小,导致 β_0 消失. 但这些都只是我们的猜测,还需要理论和实验进一步的证实.

5. 结　　论

本文主要介绍了用两带 GL 理论求解 $Lu_2Fe_3Si_5$ 的表面临界磁场,由于两带 GL 方程的复杂性,我们只研究了磁场平行于超导体的表面并沿 z 轴方向,且超导体的表面和 bc 主晶面重合的情况. 我们发现,当 z 轴与 c 主晶轴重合时,H_{c3}/H_{c2} 是常数,与单带超导的结果相同;当 z 轴不与 c 主晶轴重合时,H_{c3}/H_{c2} 依赖于温度,并且小于 z 轴与 c 主晶轴重合时的值,只有在 T_c 时才等于 z 轴与 c 主晶轴重合时的值;当超导体的表面是 bc 平面时,H_{c3}/H_{c2} 还依赖于磁场方向.

[1] Nagamatsu J, Nakagava N, Muranaka T, Zenitani Y, Akimitsu J 2001 *Nature* (London) **410** 63
[2] Canfield P C, Crabtree G W 2003 *Physics Today* March 34
[3] Bud'ko S L, Kogan V G, Canfield P C 2001 *Phys. Rev.* B **64** 180506
[4] Welp U, Rydh A, Karapetrov G, Kwok W K, Crabtree G W 2003 *Phys. Rev.* B **67** 012505
[5] Fletcher J D, Carrington A, Taylor O J, Kazakov S M, Karpinski J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 097005
[6] Shi L B, Ren J Y, Zhang F Y, Zhang G H, Yu Z Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5353 (in Chinese) [史力斌、任骏原、张凤云、张国华、余增强 2007 物理学报 **56** 5353]
[7] Wang Sh F, Liu Zh, Zhu Y B, Zhou Y L, Chen Zh H, Lü H B, Yang G Zh 2004 *Chin. Phys.* **13** 1120
[8] Zhang X P, Ma Y W, Gao Zh Sh, Yu Zh G, Watanabe K, Wen H H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4873 (in Chinese) [张现平、马衍伟、高召顺、禹争光、Watanabe K、闻海虎 2006 物理学报 **55** 4873]
[9] Yu Z Q, Wu K, Ma X B, Nie R J, Wang F R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 512 (in Chinese) [余增强、吴　克、马小柏、聂瑞娟、王福仁 2007 物理学报 **56** 512]
[10] Yang D S, Wu B M, Li B, Zheng W H, Li S Y, Fan R, Chen X H, Cao L Z 2003, *Acta Phys. Sin.* **52** 683 (in Chinese) [杨东升、吴柏枚、李　波、郑卫华、李世燕、樊　荣、陈仙辉、

曹烈兆 2003 物理学报 **52** 683]
[11] Zhang J, Luo J L, Bai H Y, Chen Z J, Lin D H, Che G C, Ren Z A, Zhao Z X, Jin D 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 342 (in Chinese) [张 杰、雒建林、白海洋、陈兆甲、林德华、车广灿、任治安、赵忠贤、金 铎 2002 物理学报 **51** 342]
[12] Dao V H, Zhitomirsky M E, *Cond-mat/*0504053
[13] Zhitomirsky M E, Dao V H, 2004 *Phys. Rev.* B **69** 054508
[14] Askerzade I N, Gencer A, Guclu N 2002 *Supercond. Sci. Technol.* **15** L13
[15] Askerzade I N 2005 *JETP Lett.* **81** 583
[16] Liu M X 2007 *Supercond. Sci. Technol.* **20** 157
[17] Gorokhov D A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 077004
[18] Stewart G R, Meisner G P, Segre C U 1985 *J. of Low Temp. Phys.* **59** 237
[19] Umarji A M, Malik S K, Shenoy G K 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 3124
[20] Vining C B, Shelton R N, Braun H F, Peliz-zone M 1983 *Phys. Rev.* B **27** 2800
[21] Tamegai T, Nakagawa T, Tokunaga M 2007 *Physica* C **460-462** 708
[22] Gordon R, Vannette M D, Martin C, Nakajima Y, Tamegai T, Prozorov R, arXiv:0801.0269
[23] Huang H, Liu M X submitted
[24] Askerzade I N, Gencer A, Guclu N 2002 *Supercond. Sci Technol.* **15** L17
[25] De Gennes P G 1966 *Supercond. Met. Alloys* 199
[26] Tinkham M 1996 *Introduction to Superconductivity* (New York: McGraw-Hill)
[27] Kogan V G, Clem J R, Deang J M, Gunzburger M D 2002 *Phys. Rev.* B **65** 094514

The two-band Ginzburg-Landau theory analysis of the surface critical field of the two-band superconductor $Lu_2Fe_3Si_5$ *

Liu Min-Xia†
(*Department of Electronic Engineering, Dongguan University Technology, Dongguan* 523808, *China*)
(Received 7 April 2009; revised manuscript received 11 May 2010)

Abstract

Two-band Ginzburg-Landau (GL) theory is adopted to analyze the surface critical field H_{c3} of $Lu_2Fe_3Si_5$. When the surface of a superconductor coincides with any of crystallographic planes and is parallel to the external magnetic field H, the ratio H_{c3}/H_{c2} (where H_{c2} is the upper critical field of $Lu_2Fe_3Si_5$) is strongly dependent on temperature. When the surface of a superconductor coincides with the bc plane and is parallel to H, the ratio depends not only on temperature, but also on the angle between the c axis and H. However, the ratio is constant for single-band superconductors.

Keywords: two-band superconductors, GL theory, $Lu_2Fe_3Si_5$, surface critical field
PACS: 74.20.De, 74.25.Ha, 74.70.-b, 74.60.-w

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11047150) and the Science and Technology Foundation of the Higher Education Institutions of Dungguan (Grant No. 2008108101003).
† E-mail: bgliumx@dgut.edu.cn