第 55 卷 第 12 期 2006 年 12 月
1000-3290/2006/55(12)/6637-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.55, No.12, December, 2006

铁磁超导态/绝缘层/自旋三重态 p 波超导体结的直流 Josephson 电流*

李晓薇

(淮阴师范学院物理系,淮安 223001)

(2006 年 3 月 7 日收到;2006 年 8 月 8 日收到修改稿)

由 Bogoliubov-de Gennes 方程得到铁磁超导共存态(FS)的自洽方程,利用推广的 Furusaki-Tsukada 的电流公式计算了铁磁超导态/绝缘层/自旋三重态 p 波超导体(FS/I/p)结的直流 Josephson 电流随结的温度、相位差以及 FS 中磁交换能、结界面的势垒散射强度的变化关系.研究表明:FS 中磁交换能、结界面的势垒散射均抑制 FS/I/p 结的直流 Josephson 电流.当自旋三重态超导体具有 p_x 波配对势时,自旋三重态超导体结的直流 Josephson 电流随结两侧相位差的振荡周期是 π.

关键词:铁磁超导态,自旋三重态超导体,p 波超导体,直流 Josephson 电流

PACC:7450,7475

1. 引 言

非传统的各向异性 d 波超导体结的 Josephson 效应和传统的各向同性 s 波超导体结的 Josephson 效应是不一样的[1-6].Geshkenbein 和 Sigrsit 等提出,d 波超导体的 Josephson 结中 d 波配对势的内部相位和 Josephson 结两侧的外部相位一样在结的各种效应计算中需要考虑[3].这样对于有 d 波超导体构成的 Josephson 结,当 d 波超导体的 a 轴与结面垂直和 b 轴与结面垂直时,结两侧的相位差存在一个 π 相移,这种 π 相移,已被 Wollman 等[7]在实验中测量到.非传统的各向异性 d 波超导体的 Josephson 结的 Josephson 效应强烈地依赖于 d 波超导体的晶轴方位.Hu 在文献[8]中提出 d 波超导体的表面存在零能束缚态(ZES),在正常金属-d 波超导体隧道结中存在的零偏压电导峰可以用 ZES 理论给予解释[3].非传统的各向异性 d 波超导体和传统的各向同性 s 波超导体一样是自旋单态的.近来,人们对超导体 Sr_2RuO_4 的研究产生很大的兴趣[9,10],很多理论和实验工作都支持 Sr_2RuO_4 超导态是自旋三重态的 p 波超导态.各向异性自旋三重态的 p 波超导体的表面存在着中间束缚态,因而 p 波超导结在零偏压处也应出现电导峰.实验上已观察到超导体 Sr_2RuO_4 结的隧道谱有零偏压电导峰,同时还观察到零偏压电导凹陷和双凹陷结构[11].因而各向异性的自旋三重态的 p 波超导体结的 Josephson 效应也要受到各向异性超导体的表面存在着中间束缚态的影响.

近几年来,人们对铁磁超导共存态(FS)的研究有了极大的兴趣[12-15],早在 20 世纪 60 年代,Fulde 和 Ferrel[16]及 Larkin 和 Ovchinnikov[17](FFLO)就预言有 FS 存在.近期,实验上已观察到 FFLO 态存在[18].常规超导体中的 Cooper 电子对是由两个动量大小相等方向相反、自旋方向相反($K_\uparrow$, $-K_\downarrow$)的电子构成,而 FS 中由于磁交换能的存在使得 Cooper 电子对有质心动量 $Q=2E_h/\hbar v_F$,这里 E_h 是磁交换能,v_F 是电子的费米速度.FFLO 态中的 Cooper 电子对[$(K+Q/2)_\uparrow$, $(-K-Q/2)_\downarrow$]是在磁交换能 E_h 小于 Δ_c 时存在,Δ_c 是 Clogston 临界值[19](Δ_c 与 Δ_0 是同数量级的,Δ_0 是超导体中不存在铁磁态时 $T=0$ 的能隙).当磁交换能 E_h 大于 Δ_c 时,FS 中超导态消失,仅存铁磁态.

本文将用量子统计和格林函数方法,研究铁磁超导态/绝缘层/自旋三重态 p 波超导体(FS/I/p)结的直流 Josephson 效应.首先用 Bogoliubov-de Gennes(BdG)方程[20]得到 FS 的自洽方程,再选择 p 波配对势作为自旋三重态超导体的配对势.我们计算了取不同的 p 波超导体的晶轴方位情况下,FS/I/p 结的直流 Josephson 电流随结的温度、相位差、FS 的磁交

* 江苏省教育厅自然科学基金(批准号:06KJB140009)资助的课题.

换能以及绝缘层势垒强度的变化关系.当自旋三重态超导体具有 p_x 波配对势时,自旋三重态超导体结的直流 Josephson 电流 I 随结两侧相位差 ϕ 的振荡周期是 π,而不是 2π.

2.FS

FS 是由厚度小于其相干长度的铁磁层和 s 波超导层构成,在 FS 中超导态和铁磁态共存.由文献[13,14]可知:FS 中有效超导能隙和磁交换能分别小于超导态的能隙和铁磁体的磁交换能.当不考虑准粒子的自旋反转效应时,四分量的 BdG 方程分解为两个两分量的 BdG 方程:一个对应于自旋方向向上的电子、自旋方向向下的空穴($u_\uparrow$,$v_\downarrow$),另一个对应于自旋方向向下的电子、自旋方向向上的空穴($u_\downarrow$,$v_\uparrow$).对应于($u_\uparrow$,$v_\downarrow$)的 BdG 方程[20,21]为

$$\begin{pmatrix} H_0 - E_\mathrm{h} & \Delta(T,E_\mathrm{h}) \\ \Delta^*(T,E_\mathrm{h}) & -H_0 - E_\mathrm{h} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_\uparrow \\ v_\downarrow \end{pmatrix} = E\begin{pmatrix} u_\uparrow \\ v_\downarrow \end{pmatrix}, \tag{1}$$

式中,E 是准粒子相对于费米能的激发能,E_h 是 FS 中有效磁交换能,$\Delta(T,E_\mathrm{h})$是 FS 中的有效超导能隙,与结的温度 T 和 FS 中磁交换能 E_h 有关,H_0 是单粒子的哈密顿量.

由(1)式,我们可以求得 FS 中超导相干因子

$$u_\sigma^2 = [1 + \sqrt{1 - \Delta^2(T,E_\mathrm{h})/(E + \eta_\sigma E_\mathrm{h})^2}]/2, \tag{2}$$

$$v_{\bar\sigma}^2 = [1 - \sqrt{1 - \Delta^2(T,E_\mathrm{h})/(E + \eta_\sigma E_\mathrm{h})^2}]/2. \tag{3}$$

准粒子的传播因子为

$$k_\sigma^\mathrm{e} = \sqrt{(2m/\hbar^2)[E_\mathrm{F} + \sqrt{(E + \eta_\sigma E_\mathrm{h})^2 - \Delta^2(T,E_\mathrm{h})}]}, \tag{4}$$

$$k_{\bar\sigma}^\mathrm{h} = \sqrt{(2m/\hbar^2)[E_\mathrm{F} - \sqrt{(E + \eta_\sigma E_\mathrm{h})^2 - \Delta^2(T,E_\mathrm{h})}]}. \tag{5}$$

这里,$\sigma = \uparrow,\downarrow$ 代表准粒子的自旋方向,$\eta_\sigma = 1$ 对应于 $\sigma = \uparrow$,$\eta_\sigma = -1$ 对应于 $\sigma = \downarrow$,$\bar\sigma$ 代表准粒子的自旋方向与 σ 相反.

在 FS 中,有效超导能隙 $\Delta(T,E_\mathrm{h})$可由下列自洽方程[20]决定:

$$\Delta = g_0\langle\psi_\uparrow\psi_\downarrow\rangle, \tag{6}$$

式中,g_0 是电子间的有效吸引势,

$$\psi_\sigma = \sum_k(\gamma_{k\sigma}u_{k\sigma} - \gamma_{k\bar\sigma}^+ v_{k\sigma}^*).$$

这里 $\gamma_{k\sigma}$ 是 Bogoliubov 变换算子.由(2),(3),(6)式和 $\gamma_{k\sigma}$ 的性质[20],可以得到

$$1 = \frac{g_0}{2}\sum_k\left(\frac{1 - f_{k\uparrow}}{\sqrt{\varepsilon_{k\uparrow}^2 + \Delta^2(T,E_\mathrm{h})}} - \frac{f_{k\downarrow}}{\sqrt{\varepsilon_{k\downarrow}^2 + \Delta^2(T,E_\mathrm{h})}}\right), \tag{7}$$

式中

$$\varepsilon_{k\sigma}^2 = \left(\frac{\hbar k_\sigma^{\mathrm{e}2}}{2m} - E_\mathrm{F}\right)^2,$$

$$f_{k\sigma} = \frac{1}{\exp([\sqrt{\varepsilon_{k\sigma}^2 + \Delta^2(T,E_\mathrm{h})} - \eta_\sigma E_\mathrm{h}]\beta) + 1},$$

$$\beta = 1/k_\mathrm{B}T.$$

由(7)式,我们可以得到 FS 有效超导能隙 $\Delta(T,E_\mathrm{h})$的自洽方程为

$$\ln\left(\frac{\Delta_0}{\Delta}\right) = \int_0^{\hbar\omega_\mathrm{D}}\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}}\left(\frac{1}{\exp[\beta(\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2} - E_\mathrm{h}] + 1} + \frac{1}{\exp[\beta(\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2} + E_\mathrm{h}] + 1}\right). \tag{8}$$

这里 $\Delta_0 = \Delta(0,0)$是不存在磁交换能 E_h 和绝对零度时 Bardeen-Cooper-Schrieffer(BCS)理论的超导能隙,ω_D 是德拜频率.磁交换能 E_h 为零时,(8)式就是 BCS 的能隙方程[20].满足(8)式的 FS 并不都是处于稳定态[14],当磁交换能 E_h 较大时,FS 处于亚稳态,由于本文中所讨论的磁交换能 E_h 较小,故没有超出稳定态的范围.

3. FS/I/p 结直流 Josephson 电流的计算

在 FS/I/p 结中,$x<0$ 为 FS,$x=0$ 处是绝缘层,$x>0$为 p 波超导体.系统的配对势可表示为

$$\hat\Delta(\theta,x) = \begin{cases} \hat\Delta_\mathrm{FS}(\theta)\exp(\mathrm{i}\phi_\mathrm{L}) & (x<0), \\ 0 & (x=0), \\ \hat\Delta_\mathrm{p}(\theta)\exp(\mathrm{i}\phi_\mathrm{R}) & (x>0). \end{cases} \tag{9}$$

这里,$\phi_\mathrm{L}(\phi_\mathrm{R})$是结两侧的超导体外部相位.

$$\hat\Delta(\theta) = \begin{pmatrix} \Delta_{\uparrow\uparrow}(\theta) & \Delta_{\uparrow\downarrow}(\theta) \\ \Delta_{\downarrow\uparrow}(\theta) & \Delta_{\downarrow\downarrow}(\theta) \end{pmatrix}. \tag{10}$$

对于 FS,其配对势可表示为

$$\Delta_{\uparrow\downarrow}(\theta) = \Delta_{\downarrow\uparrow}(\theta) = \Delta(T,E_\mathrm{h}), \tag{11}$$

$$\Delta_{\uparrow\uparrow}(\theta) = \Delta_{\downarrow\downarrow}(\theta) = 0. \tag{12}$$

对于 p 波超导体,其配对势可表示为[22,23]

$$\begin{aligned}\Delta_{\uparrow\downarrow}(\theta) &= \Delta_{\downarrow\uparrow}(\theta) \\ &= \Delta_\mathrm{p}(\theta_\pm,T) \\ &= \pm\Delta_\mathrm{p}(T)\cos(\theta\mp\alpha),\end{aligned} \tag{13}$$

$$\Delta_{\uparrow\uparrow}(\theta)=\Delta_{\downarrow\downarrow}(\theta)=0. \tag{14}$$

这里，θ 为准粒子运动方向相对于 x 轴的夹角，α 是 p 波超导体的晶轴与 x 轴的夹角. $\Delta(T,E_{\rm h})$ 由(8)式决定，$\Delta_{\rm p}(T)$ 随温度的变化关系服从 BCS 理论. 结界面的势垒散射势为 $U\delta(x)$.

由 BdG 方程，我们可以得到在 FS/I/p 结中电子型准粒子从左向右运动的波函数为

$$\begin{aligned}\Psi_{{\rm L}\sigma}(x)&=\exp({\rm i}k_{{\rm L}\sigma}^{\rm e}x)\begin{pmatrix}u_\sigma\exp({\rm i}\phi_{\rm L})\\ v_{\bar\sigma}\end{pmatrix}\\&+a_{\bar\sigma}\exp({\rm i}k_{{\rm L}\bar\sigma}^{h}x)\begin{pmatrix}v_{\bar\sigma}\exp({\rm i}\phi_{\rm L})\\ u_\sigma\end{pmatrix}\\&+b_\sigma\exp(-{\rm i}k_{{\rm L}\sigma}^{\rm e}x)\begin{pmatrix}u_\sigma\exp({\rm i}\phi_{\rm L})\\ v_{\bar\sigma}\end{pmatrix}\\&\qquad(x<0),\end{aligned}\tag{15}$$

$$\begin{aligned}\Psi_{{\rm R}\sigma}(x)&=c_\sigma\exp({\rm i}k_{\rm R}^{+}x)\begin{pmatrix}u_{\rm R}^{+}\exp({\rm i}\phi_{\rm R}^{+})\\ v_{\rm R}^{+}\end{pmatrix}\\&+d_{\bar\sigma}\exp(-{\rm i}k_{\rm R}^{-}x)\begin{pmatrix}v_{\rm R}^{-}\exp({\rm i}\phi_{\rm R}^{-})\\ u_{\rm R}^{-}\end{pmatrix}\\&\qquad(x>0),\end{aligned}\tag{16}$$

式中 a_σ，b_σ，c_σ 和 d_σ 分别是入射电子在结界面的 Andreen 反射[24]波幅、电子的反射波幅、电子的穿透波幅和空穴的穿透波幅. 在 p 波超导体中准粒子的传播因子和超导相干因子为

$$k_{\rm R}^{\pm}=[k_{\rm F}^2\cos^2\theta\pm 2m\sqrt{(E^2-|\Delta_{\rm p}(\theta_\pm,T)|^2)/\hbar^2}]^{1/2}, \tag{17}$$

$$u_{\rm R}^{\pm 2}=\frac{1}{2}[1+\sqrt{1-|\Delta_{\rm p}(\theta_\pm,T)|^2/E^2}], \tag{18}$$

$$v_{\rm R}^{\pm 2}=\frac{1}{2}[1-\sqrt{1-|\Delta_{\rm p}(\theta_\pm,T)|^2/E^2}]. \tag{19}$$

在 $x=0$ 处，波函数应满足以下边界条件[25]：

$$\begin{aligned}&\Psi_{{\rm L}\sigma}(x=0^-)\\&=\Psi_{{\rm R}\sigma}(x=0^+),\end{aligned}\tag{20}$$

$$\begin{aligned}&\left(\frac{{\rm d}\Psi_{{\rm R}\sigma}}{{\rm d}x}\right)_{x=0^+}-\left(\frac{{\rm d}\Psi_{{\rm L}\sigma}}{{\rm d}x}\right)_{x=0^-}\\&=\frac{2mU}{\hbar^2}\Psi_{{\rm R}\sigma}(x=0^+).\end{aligned}\tag{21}$$

将(15)，(16)式代入(20)，(21)式，可以求得

$$a_{\bar\sigma}(\phi,E)=\frac{u_\sigma^2u_{\rm R}^-v_{\rm R}^+-u_\sigma v_{\bar\sigma}u_{\rm R}^+u_{\rm R}^-\exp({\rm i}\phi^+)-u_\sigma v_{\bar\sigma}v_{\rm R}^-v_{\rm R}^+\exp({\rm i}\phi^-)+v_{\bar\sigma}^2u_{\rm R}^+v_{\rm R}^-\exp({\rm i}(\phi^++\phi^-))}{\xi}, \tag{22}$$

$$\begin{aligned}\xi&=-u_\sigma v_{\bar\sigma}(u_{\rm R}^-v_{\rm R}^++u_{\rm R}^+v_{\rm R}^-\exp({\rm i}(\phi^++\phi^-)))+(1+z^2)(v_{\bar\sigma}^2v_{\rm R}^+v_{\rm R}^-\exp({\rm i}\phi^-)\\&\quad+u_\sigma^2u_{\rm R}^+u_{\rm R}^-\exp({\rm i}\phi^+))-z^2(v_{\bar\sigma}^2u_{\rm R}^+u_{\rm R}^-\exp({\rm i}\phi^-)+u_\sigma^2v_{\rm R}^+v_{\rm R}^-\exp({\rm i}\phi^+)).\end{aligned}$$

这里，$\phi^{+(-)}=\phi_{\rm R}^{\pm}-\phi_{\rm L}$ 是结两侧的相位差，$\exp({\rm i}\phi_{\rm R}^{\pm})=\dfrac{\Delta_{\rm p}(\theta_\pm,T)}{|\Delta_{\rm p}(\theta_\pm,T)|}\exp({\rm i}\phi_{\rm R})$. 在以上推导中已作如下近似：

$$k_{{\rm L}\sigma}^{\rm h,e}\approx k_{\rm R}^+\approx k_{\rm R}^-\approx k_{\rm F}\cos\theta.$$

在(22)式中

$$z=mU/(2\hbar^2k_{\rm F}\cos\theta)=z_0/\cos\theta,$$

其中 z_0 是无量纲的实数，表示结界面的势垒散射强度.

由推广的 Furusaki-Tsukada 电流公式[26]，我们得到 FS/I/p 结直流 Josephson 电流为

$$\begin{aligned}I&=\frac{ek_{\rm B}T\Delta(T,E_{\rm h})}{2\hbar}\\&\times\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\sum_{\omega_n}\Big[\frac{a_\uparrow(\phi,{\rm i}\omega_n)-a_\uparrow(-\phi,{\rm i}\omega_n)}{\Omega_{n\uparrow}}\\&+\frac{a_\downarrow(\phi,{\rm i}\omega_n)-a_\downarrow(-\phi,{\rm i}\omega_n)}{\Omega_{n\downarrow}}\Big]\cos\theta{\rm d}\theta,\end{aligned}\tag{23}$$

式中，$a_\sigma(\phi,{\rm i}\omega_n)$ 是把(22)式中 E 替换成 ${\rm i}\omega_n$ 而成，$\omega_n=(2n+1)\pi k_{\rm B}T$ 是松原频率，

$$\Omega_{n\sigma}=\sqrt{(\omega_n+{\rm i}\eta_\sigma E_{\rm h})^2+\Delta^2(T,E_{\rm h})}.$$

利用(22)，(23)式，可作出选取不同 p 波超导体的晶轴方位时 FS/I/p 结中直流 Josephson 电流 I 随温度 T、相位差 ϕ 的变化曲线. 首先作出 FS/I/p 结中直流 Josephson 电流 I 在取不同 p 波超导体的晶轴方位和不同的 FS 中有效磁交换能 $E_{\rm h}$ 下随温度 T 的变化关系曲线(图 1). 从图 1 可以看出，随着温度的升高直流 Josephson 电流在降低，降低的快慢程度与 p 波超导体的晶轴方位即 α 的取值有关. 当 $\alpha=0$ 即自旋三重态超导体具有 $\rm p_{\it x}$ 波配对势时，$\Delta_{\rm p}(\theta_\pm,T)=\pm\Delta_{\rm p}(T)\cos\theta$，$\theta$ 取任意值均满足 $\Delta_{\rm p}(\theta_+,T)=-\Delta_{\rm p}(\theta_-,T)$，在 $\rm p_{\it x}$ 波超导体表面有 ZES 形成，使结的电导随温度 T 升高变小得很快[1]，从而导致直流 Josephson 电流 I 随温度 T 升高降低得很快. 而 $\alpha=\pi/4$ 时，θ 取特殊值即 $\theta=0,\pm\pi/2$ 时，$\Delta_{\rm p}(\theta_+,T)=-\Delta_{\rm p}(\theta_-,T)$，ZES 形成，因而仅当 $\theta=0,\pm\pi/2$

时，超导结的电导变小，ZES 对直流 Josephson 电流的影响较小. 当 $\alpha=\pi/2$ 即自旋三重态超导体具有 p_y 波配对势时，$\Delta_p(\theta_\pm, T)=\Delta_p(T)\sin\theta$，$\theta$ 取任意值时，$\Delta_p(\theta_+, T)=\Delta_p(\theta_-, T)$，在 p_y 波超导体表面没有 ZES 形成，在温度 T 较低时，直流 Josephson 电流 I 随温度 T 升高降低得较缓慢. 从图 1 还可以看出，FS/I/p结的直流 Josephson 临界电流 I_c 随着 FS 中的磁交换能的增强而减弱，表明 FS 中的磁交换能对结界面的 Andreev 反射有抑制作用. 随着温度 T 的上升，FS/I/p 结的直流 Josephson 临界电流 I_c 变小，温度上升到 FS 中的临界温度 $T_c(E_h)$ 时，超导态消失，直流 Josephson 电流也随之消失. FS 中的有效临界温度 $T_c(E_h)$ 随 FS 中的磁交换能 E_h 的增强而变低.

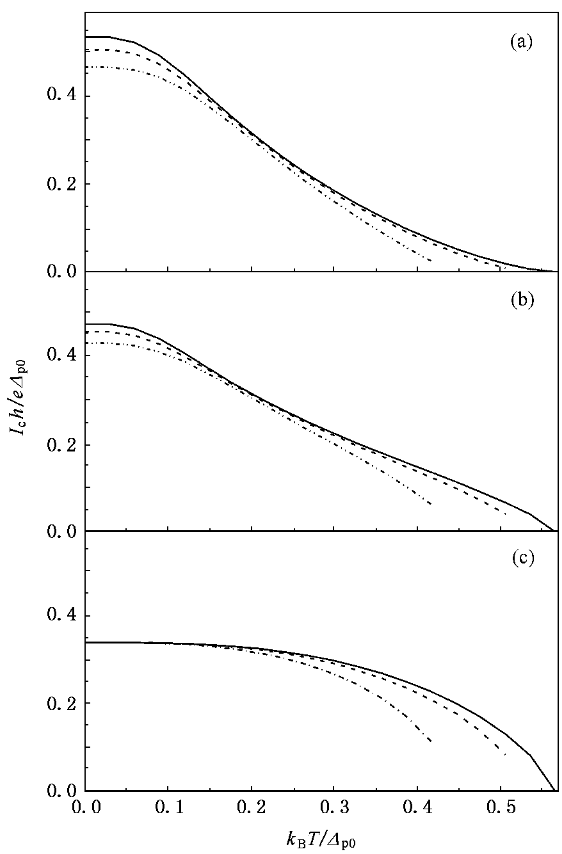

图 1 FS/I/p 结中直流 Josephson 电流 I 随温度 T 的变化曲线 取 $\phi=\pi/4$，$z_0=1$. 实线为 $E_h/\Delta_{p0}=0$，虚线为 $E_h/\Delta_{p0}=0.3$；点划线为 $E_h/\Delta_{p0}=0.5$. (a) $\alpha=0$，(b) $\alpha=\pi/4$，(c) $\alpha=\pi/2$

图 2 为取不同 p 波超导体的晶轴方位和不同的结界面势垒散射强度时 FS/I/p 结中直流 Josephson 电流 I 随结两侧相位差的变化曲线. 从图 2 可以看出，当自旋三重态超导体具有 p_x 波配对势 ($\alpha=0$) 时，自旋三重态超导体结的直流 Josephson 电流随结两侧相位差的振荡周期是 π，而不是 2π. 这一结论与文献 [27] 是一致的. 当 $\alpha\neq0$ 时，FS/I/p 结中直流 Josephson 电流 I 随结两侧相位差的振荡周期仍是 2π. 从图 2 还可以看出，随结界面势垒散射强度 z 增大，直流 Josephson 电流在降低，从而说明结界面的势垒散射对 Andreev 反射有抑制作用. 综上可知，FS/I/p 结中直流 Josephson 电流 I 随温度 T、相位差 ϕ 的变化曲线强烈地依赖于 p 波超导体的晶轴方位，FS 中的磁交换能和结界面的势垒散射均对直流 Josephson 电流 I 有抑制作用.

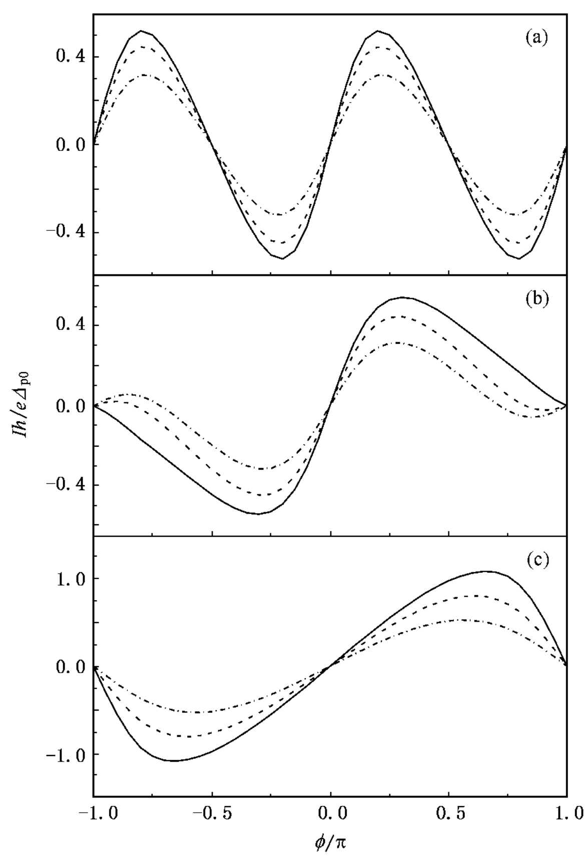

图 2 FS/I/p 结中直流 Josephson 电流 I 随结两侧相位差的变化曲线 取 $k_BT/\Delta_{p0}=0.2$，$E_h/\Delta_{p0}=0.3$. 实线为 $z_0=0$，虚线为 $z_0=0.5$，点划线为 $z_0=1$. (a) $\alpha=0$，(b) $\alpha=\pi/4$，(c) $\alpha=\pi/2$

4. 结 论

本文利用 BdG 方程得到 FS 的自洽方程，讨论了 FS/I/p 结的准粒子输运过程和通过结的直流 Josephson 电流，研究了 p 波超导体的晶轴方位和 FS 中的磁交换能及结界面的势垒散射对直流 Josephson

电流的影响. 研究结果表明：FS/I/p 结中直流 Josephson 电流与温度、结的相位差的关系强烈地依赖于 p 波超导体的晶轴方位，当自旋三重态超导体具有 p_x 波配对势时，自旋三重态超导体结的直流 Josephson 电流随结两侧相位差 ϕ 的振荡周期是 π. FS 的磁交换能和结界面的绝缘层势垒散射均抑制结的直流 Josephson 电流.

[1] Tanaka Y，Kashiwaya S 1997 *Phys. Rev.* B **56** 892

[2] Tanaka Y，Kashiwaya S 1996 *Phys. Rev.* B **53** R11957

[3] Kashiwaya S，Tanaka Y 2000 *Rep. Prog. Phys.* **63** 1641

[4] Li X W，Dong Z C，Cui Y S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1360（in Chinese）[李晓薇、董正超、崔元顺 2002 物理学报 **51** 1360]

[5] Tanaka Y 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3871

[6] Zhang W Y 1995 *Phys. Rev.* B **52** 3772

[7] Wollman D A，Van Harlingen D J，Lee W C *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134

[8] Hu C R 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1626

[9] Baskaran G 1996 *Physica* B **224** 490

[10] Mackenzie A P，Maeno Y 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 657

[11] Mao Z Q，Nelson K D，Jin R *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037003

[12] Yang K，Agterberg D F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4970

[13] Bergeret F S，Volkov A F，Efetov K B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3140

[14] Li X W，Zheng Z M，Xing D Y *et al* 2002 *Phys. Rev.* B **65** 134507

[15] Li X W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1821（in Chinese）[李晓薇 2002 物理学报 **51** 1821]

[16] Fulde P，Ferrel A 1964 *Phys. Rev.* A **135** 550

[17] Larkin A，Ovchinnikov Y 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 762

[18] Bianchi A，Movshovich R，Capan C *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 187004

[19] Clogston M A 1962 *Phys. Rev. Lett.* **9** 266

[20] de Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and Alloys*（New York：Beniamin）

[21] de Jong M J M，Beenakker C W J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1657

[22] Hirai T，Tanaka Y，Yoshida N *et al* 2003 *Phys. Rev.* B **67** 174501

[23] Tanaka Y，Kashiwaya S 2004 *Phys. Rev.* B **70** 012507

[24] Andreev A F 1964 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46** 1823

[25] Blonder G E，Tinkham M，Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev.* B **25** 4515

[26] Furusaki A，Tsukada M 1991 *Solid State Commun.* **78** 299

[27] Tanaka Y，Kashiwaya S 2000 *J. Phys. Soc. Jpn.* **69** 1152

The dc Josephson current in superconductor-ferromagnet/insulator/spin-triplet p-wave superconductor junctions*

Li Xiao-Wei

(*Department of Physics*, *Huaiyin Teachers College*, *Huaian* 223001, *China*)

(Received 7 March 2006; revised manuscript received 8 August 2006)

Abstract

From the Bogoliubov-de Gennes equations, we obtain the self-consistent equation for a ferromagnetic superconductor. Using the Furusaki-Tsukada formula, we calculate the dc Josephson current in superconductor-ferromagnet/insulator/spin-triplet p-wave superconductor (FS/I/p) junctions. It is found that the dc Josephson currents in FS/I/p are suppressed by the presence of exchange field and insulating barrier scattering. The period of oscillation curves of the Josephson current is π when there exist p_x-wavesymmetries for the pairing symmetries of spin-triplet superconductor.

Keywords: ferromagnetic superconductor, spin-triplet superconductor, p-wave superconductor, dc Josephson current

PACC: 7450, 7475

* Project supported by the Natural Science Foundation of the Education Bureau of Jiangsu Province, China (Grant No. 06KJB140009).