

YBCO 外延膜 CW 光响应性质的研究*

徐克西 周世平 吴克勤 鲍家善

(上海大学物理系, 上海, 201800)

任琮欣 陈国樑

(中科院上海冶金研究所离子束开放研究实验室, 上海, 200050)

摘要 实验分析表明: 在 T_c 附近 ($85\text{K} < T < 95\text{K}$) YBCO/SrTiO₃ 外延膜的光响应特征表现为辐射热效应; 对 $T < 84\text{K}$ 温区中难以用辐射热效应解释的非平衡光响应特征, 提出了光致磁流阻观点. 基于 Bardeen-Stephen 磁阻尼局域化模型, 给出了光照下载流超导体的附加损耗. 此外, 对光致准粒子激发引起的非平衡光响应进行了讨论.

关键词 高温超导薄膜, 光响应, 磁通耗散运动.

引言

高 T_c 氧化物超导体与一般半导体光电材料相比, 其能隙至少窄约 2 个数量级, 而且具有较高的光学吸收系数^[1], 故被作为一种很有发展前景的宽频带光探测器而受到人们的关注^[2-4]. Forrest 等^[4-7]认为, 在 T_c 附近, YBCO 外延膜的光响应特性纯属辐射热效应, 而 Zeldov 等^[8]从实验中指出, 在该温区存在非辐射热响应. 为了弄清其物理实质, 我们测试了 C 轴取向 YBCO 单晶薄膜的光响应. 分析表明: 在 T_c 附近 ($85\text{K} < T < 95\text{K}$) 光响应特征基本表现为辐射热效应, 而在 $T < 84\text{K}$ 的较低温区则难以用辐射热效应加以解释. 为此, 我们基于 Anderson^[9]的磁通蠕动理论和 Bardeen-Stephen^[10]磁阻尼局域化模型, 导出了光照下二类超导体的附加损耗, 其结论与测量结果基本吻合. 此外, 我们还对高温超导体非平衡光响应的物理机制进行了探讨, 认为光致准粒子激发可能导致涡旋态下的磁通耗散运动.

1 实验与结果

1.1 样品制备与实验装置

使用半熔融大直径平面烧结靶, 在 (100)SrTiO₃ 衬底上用直流磁控溅射原位生长 YBa₂Cu₃O_{7-x} 超导薄膜^[11]. 实验样品膜厚约为 0.3 μm , 用离子束刻蚀技术制成宽为 100 μm

* 国家自然科学基金资助项目

本文 1995 年 3 月 27 日收到修改稿 1995 年 6 月 7 日收到

的曲桥型结构(见图 1).

1.2 实验与结果

平均功率为 20mV 的连续波 He-Ne 激光($\lambda=0.63\mu\text{m}$)经衰减与调制后(调制频率 $f=386\text{Hz}$)入射至样品前的平均功率约为 4.0mV,光束直径约为 2.0mm. 样品通以 1.0mA 的恒定偏置电流. 图 2 同时记录了样品的



图 1 YBCO/SrTiO₃ 曲桥型结构

(样品线宽 0.1mm,长 8.0mm)

Fig. 1 YBCO meander-type device with a 0.1 mm-wide and 8.0 mm-long meander line on strontium titanate (SrTiO₃).

$R-T$ 关系曲线和光响应曲线,从图 2 可见,样品的超导转变温度约为 88.5K,而光响应基本上正比于 $R-T$ 曲线的变化率 $|\frac{dR}{dT}|$. 图 3 给出了 $|\frac{\Delta R}{\Delta T}|$ 与光响应的比较关系,图中 $|\frac{\Delta R}{\Delta T}| \sim T$ 是根据 $R-T$ 测量数据逐点计算得到的. 由图 3 可见,在 $85\text{K} < T < 95\text{K}$ 温区,光响应幅度正比于 $|\frac{\Delta R}{\Delta T}|$,而在 $T < 84\text{K}$ 温区 $|\frac{\Delta R}{\Delta T}|$ 已趋于零,但由图 3 可见,仍有较明显的光响应信号. 按照 P. W. Kruse^[13]的观点:若光响应 $\propto |\frac{\Delta R}{\Delta T}|$ 则为“热”效应;反之则为“光子”效应. 我们依据测量结果,对上述两种光响应分别予以讨论. 图 4 给出了不同温度下光响应随电流的变化,从图 4 可见,光响应的非线性特征随温度升高而趋于明显. 图 5 给出了偏置电流 $I=2.0\text{mA}$,温度 $T=84.8\text{K}$ 时,光响应随调制频率的变化,这与用辐射热效应分析的结果基本一致.

2 讨论

2.1 辐射热效应

在 T_c 附近的测量结果表明,光响应 $\propto |\frac{\Delta R}{\Delta T}|$ (见图 3). Kruse^[13]认为,该光响应是辐射热效应所致,并可表示为

$$\Delta V = I \cdot \left| \frac{\Delta R}{\Delta T} \right| \cdot \Delta T, \quad (1)$$

式(1)中 I 为流经样品的恒定电流, $|\frac{\Delta R}{\Delta T}|$ 为 $R-T$ 曲线斜率的绝对值, ΔT 为光辐照引起的超导样品的温度增量. 我们在分析中略去了超导薄膜的厚度,从而得到了光辐照下样品体内的温度增量分布为

$$\Delta T(x) = \frac{\eta \cdot \bar{P}}{A \cdot K} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\alpha\tau} e^{-x^2/4\alpha\tau} - \frac{x}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right) \right]; \quad (2)$$

式(2)中 x 为沿垂直于样品表面方向的坐标,原点设在样品表面的超导薄膜处, η 为样品有效热吸收率, \bar{P} 为入射光的平均功率, A 为光斑面积, τ 为调制半周期,而 α 、 K 分别为衬底材料的热扩散系数和热导率. 由式(2)可以得到 YBCO 薄膜在光照下的温度增量为

$$\Delta T_{(x=0)} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi A^2 K^2}} \cdot \frac{\bar{P}}{\sqrt{f}}; \quad (3)$$

式(3)中 f 为光束的调制频率. 将式(3)代入式(1)可得: $\Delta V \propto \bar{P}$ 、 $\Delta V \propto f^{-\frac{1}{2}}$. 后一关系与我们

的实验结果一致(见图 5),上述结论与文献[5~7]中实验结果也基本相符.

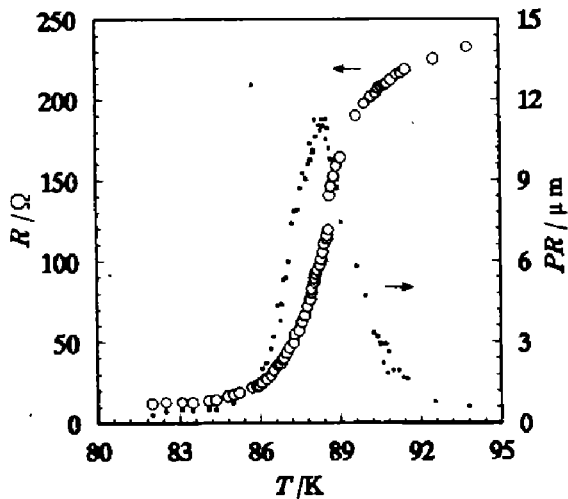


图 2 YBCO/SrTiO₃ 曲桥型样品的光响应(PR)与温度(T)的关系曲线(偏置电流 $I=1.0\text{mA}$)
Fig. 2 Photoresponse(PR) vs temperature for the YBCO meander line on SrTiO₃ at 1 mA (right vertical scale).

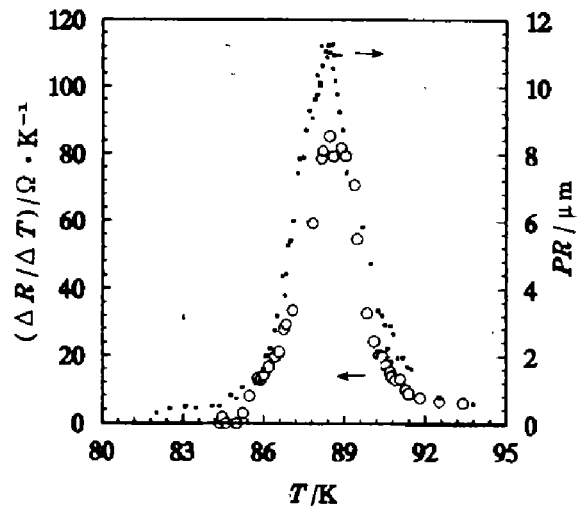


图 3 YBCO/SrTiO₃ 曲桥型样品的光响应(PR)与 $\frac{\Delta R}{\Delta T}$ 随温度(T)变化的比较(偏置电流 $I=1.0\text{mA}$)
Fig. 3 Photoresponse(PR) vs temperature for the YBCO meander line on SrTiO₃ at 1.0 mA (right vertical scale). The dependence of $\Delta R/\Delta T$ vs temperature for the same current is shown for comparison

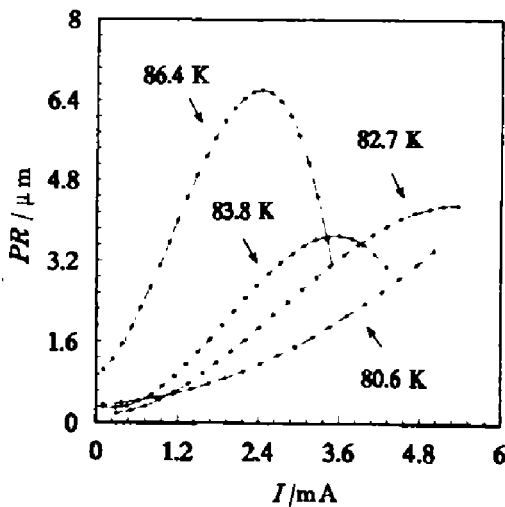


图 4 不同温度下 YBCO/SrTiO₃ 曲桥型样品光响应(PR)与偏置电流(I)的关系
Fig. 4 Photoresponse (PR) vs bias current for the YBCO meander line on SrTiO₃ at different temperatures

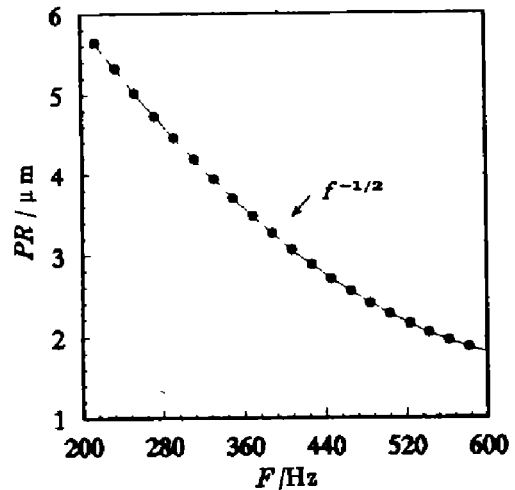


图 5 YBCO/SrTiO₃ 曲桥型样品的光响应(PR)与入射光调制频率(f)的关系(偏置电流 $I=2.0\text{mA}$, 温度 $T=84.8\text{K}$)
Fig. 5 Photoresponse(PR) vs frequency of modulation for YBCO meander line on SrTiO₃ at temperature of 84.8K and bias current of 2.0mA

对于图 4 给出的实验结果可以认为:在测量温区内样品的临界电流 I_c 随温度变化较快,当 T 较低时,若偏置电流 $I < I_c$, 则 $\frac{\Delta R}{\Delta T} \propto I^n$; 而当 $T \approx T_c$ 时,由于 $I \sim I_c$, 故适当大的 I 就

使样品趋于正常态,即 $\frac{\Delta R}{\Delta T} \rightarrow 0$, 从而导致光响应信号减小. 这正说明了 T_c 附近辐射热效应占主导地位.

2.2 光致磁流阻

基于 kim 等^[14]的实验结果, Anderaon^[9]提出了磁通线束概念, 建立了磁通蠕动理论. 他认为; 混合态下超导体的 Abrekosov 涡旋格子应视为一种运动实体. 在 Lorentz 力的作用下这种运动将使得超导体内宏观磁力趋于平衡. 即从能量观点来看, 被“钉扎”的磁通线必须先爬越一势垒, 然后才能运动, 而 Lorentz 力有效地降低了钉扎势. 于是不难想象, 对于理想的二类超导体(晶格无缺陷)仅凭热激活就能产生磁通蠕动现象. 至于 kim 等在实验中所观察到的, 只是对应着某种平衡态, 相应的磁通蠕动速率低于实际中可观察的极限. 较符合逻辑的推断是磁通蠕动过程中存在着耗散, 因为伴随着“磁流动”超导体局域(直径约等于相干长度 ξ 、或穿透深度 λ)经历了超导 \rightarrow 正常 \rightarrow 超导的转变过程. 鉴于磁通线束运动将在超导体内激起电场, 从而使载体对传导电流呈现出某种阻力, 诱发所谓“直流电阻态”, 或称存在“流阻”.

基于以上认识, 假设样品处在热平衡状态, 则产生磁流阻现象的必要条件是外界提供充分的 Lorentz 力. 诚然, 该提法在 Kim 等的直流测量中得以体现, 然而在交变电磁场中(频率不低于微波频率), 却值得进一步商榷. 如下分析将指出, 只要频率充分高, 即便是所施电场的电流密度远小于 J_c , 也可能引发磁流阻.

借助于谐振子模型, 视钉扎力为施加在磁通线上的一种阻尼力, 则相应的动力学方程为:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + Kx = \frac{\Phi_0}{C} J; \quad (4)$$

式(4)中 m 为磁通线束的等效惯性质量, β 为媒质的粘滞系数, K 为等效弹性系数, 其值 $\propto |J_c \times H|$; 而 $\frac{\Phi_0}{C} J$ 为 Lorentz 力. 令 $J = J_0 e^{i\omega t}$, 解方程(4)可得到单位体积的功耗为

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\frac{\vec{J} \cdot \vec{H}}{C} \cdot \frac{dx}{dt} \right] = \frac{J_0^2 \cdot \Phi_0 \cdot H \beta \cdot \omega^2}{2C^2 [\omega^2 \beta^2 + (\omega^2 m - K)^2]}; \quad (5)$$

式(5)中 $H = n\Phi_0$ 为电流在超导体内激发的内场. 鉴于 K 远大于 J_0 , 所以仅当 ω 足够大时 $P(\omega)$ 才具有一定的可观察量. 当 $\omega^2 \beta^2 \geq (\omega^2 m - K)^2$ 时, 式(5)可简化为

$$P(\omega) = \frac{J_0^2 \Phi_0 H}{2C^2 \beta}. \quad (6)$$

参照 Bardeen-Stephen 在局域模型下给出的 $\beta = \frac{\Phi_0 H_{c2} \cdot \sigma_n}{C^2}$, 则有 $P(0) = \frac{1}{2} \cdot J_0^2 \cdot \rho_n \cdot H / H_{c2}$, 于是相应磁流阻为

$$\rho_f = \rho_n \cdot \frac{H}{H_{c2}}, \quad (7)$$

由此得到, 只要激活场频率足够高, ρ_f 于实际中是可被观察到的. 结论的重要性还在于: (1) 对充分低的温度 ($T < \frac{T_c}{2}$), H_{c2} 近似与 T 无关, 且 ρ_n 与温度关系较弱, 可以预计这种磁流阻

在 $T \rightarrow 0$ 时应趋于常量, 这亦可解释为在微波表面电阻测量中存在剩余损耗 R_{res} ; (2) 在高于“响应”频率范围时, ρ_f 与频率关系应与 $\rho_s(\omega)$ 相似. 这促使我们推论出用光频辐射作用于高温超导体时, 所得的光响应并非如想像中的那样强, 其恰当的量值为 $(f_{opt}/f_{micro})^{1/2} \cdot R_{res}$, 其中 f_{opt} 和 f_{micro} 分别为光频率和微波频率, 这种关系在我们的实验中得以体现.

2.3 光致元激发导致非平衡光响应

按照 BCS 理论, 假设超导体的厚度接近于光的穿透深度, 在光照下超导体将处于非平衡态, 而在其内部将建立一个新的准粒子分布. 在此基础上, 考虑一处在外场 H (或载有恒定电流 I) 的二类超导体, 设其温度 $T < T_c$, 当处于平衡态 (无光照) 时, 超导体内各种相互作用趋于热动平衡. 此刻, 超导电子对与准粒子之间的能量交换是通过电子对的“拆散”与“复合”进行的. 这种电子对的“拆散”、“复合”对应着电子 \leftrightarrow 声子散射、电子 \leftrightarrow 电子散射过程. 通过上述散射过程, 以及固体表面处电子的逃逸、俘获和电子与磁通涡旋的相互作用等过程, 超导体内准粒子能谱 $f_0(E)$ 将保持平衡. 与此同时, 声子能谱 $F_0(\Omega)$ 也达到平衡 (样品与热沉保持良好接触). 当外界光子 ($h\nu \geq 2\Delta$) 注入后, 作为光激励的结果, 准粒子能谱将随时间变化. 作为在一很短时间内的平均效果, 我们可将非平衡态下准粒子能谱表示为

$$\left. \begin{aligned} f(E, t) &= f_0(E) + \Delta f(E, t), \\ \Delta f(E, t) &= \Delta f_0(E) + \Delta f_1(E, t); \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式(8)中 $f_0(E)$ 为无光照时平衡态准粒子能谱, $\Delta f(E, t)$ 为非平衡光激励准粒子能谱的改变, $\Delta f_0(E)$ 为平衡态“低能”准粒子能谱的改变, $\Delta f_1(E, t)$ 为非平衡态“受激高能”准粒子能谱. 作为电声相互作用的结果, 声子能谱也相应改变 $\Delta F(\Omega, t)$. 我们倾向性认为; 上述电、声子的能谱改变, 即 $\Delta f(E, t)$ 以及 $\Delta F(\Omega, t)$ 可能会导致附加的磁通蠕动, 从而产生非欧姆损耗. 然而要证实上述观点, 需研究有外磁场共同参与下的高温超导体的光响应行为, 其研究工作正在进行之中, 我们将另文报道.

3 结语

本工作测量了 YBCO/SrTiO₃ 外延膜的连续光响应特性, 实验结果分析表明, 在 T_c 附近 ($85\text{K} < T < 95\text{K}$) 其光响应行为可用辐射热效应加以解释, 而在 $T < 84\text{K}$ 的较低温区, 光响应特征偏离辐射热模型. 我们倾向于认为, 这是一种非平衡光响应, 其原因可能是光频辐射场激发下的磁通涡旋运动所致.

参考文献

- 1 Kelly M K, Barbous P, Tarason J M, et al. *Phys. Rev.* 1989, **B40**:6797
- 2 Lenng M, Brosard P R, Classen J H, et al. *Appl. Phys. Lett.* 1987, **51**:2046
- 3 Enonloto Y, Marakami T, Suzuki M. *Physica C*, 1988, 153~155, 1592
- 4 Forrest M G, Gittlib M, Gavaler J R, et al. *Appl. Phys Lett.* 1988, **53**:1332
- 5 郝建华等. *科学通报*, 1992, **37**(3):273
- 6 Dwir B, Pavana D. *J. Appl. Phys.* 1992, **72**(9):3855
- 7 Aboudihab I, Giabert A, Azema A, et al. *Supercond. Sci. Technol.* 1994, **7**:80
- 8 Zeldov E, Amer N M, Koren G, et al. *Phys. Rev.* 1989, **B39**:9712

- 9 Anderson P W. *Phys. Rev. Lett.* 1962,9:309
- 10 Bardeen J, Stephen M. *J. Phys. Rev.* 1965,140A:1197
- 11 任琮欣、陈国梁,等. *低温物理学报*,1992,14(1):31
- 12 鲍家善、徐克西,等. *上海大学学报(自然科学版)*1995,1(1):48
- 13 Kruse P W. *Semicond. Sci. Technol.* 1990,5:5229
- 14 Kim Y B, Hempstead C F, Strand A R. *Phys. Rev. Lett.* 1992,9:306

PHOTORESPONSE OF EPITAXIAL YBCO FILMS TO CW LASERS*

Xu Kexi Zhou Shiping Wu Keqin Bao Jiashan

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800, China)

Ren Zongxin Chen Guoliang

(Ion Beam Laboratory, Shanghai Institute of Metallurgy, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

Abstract Experimental investigations revealed that the optical response of the high-quality epitaxial YBCO films on SrTiO₃ was essentially characterized by the bolometric feature at the temperature around T_c (85~95K). The nonequilibrium photoresponse was tested at the lower temperatures and investigated in the framework of the photo induced magnetic flux resistance argument. An expression of the photo-induced dissipation for the high T_c superconductors in the mixed states was derived on the basis of the local model of Bardeen and Stephen. In addition, discussions were given to the nonequilibrium photoresponse due to the optical generation of quasi-particles.

Key words high T_c superconductive film, photoresponse, magnetic flux dissipation motion

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China.