

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 外延膜中的非线性光响应^{*}

徐克西 周世平 鲍家善

(上海大学物理系, 上海 201800)

(1997 年 1 月 20 日收到; 1997 年 3 月 25 日收到修改稿)

实验结果表明, 在连续波 He-Ne 激光 ($\lambda=0.63\ \mu\text{m}$) 照射下, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) 外延膜在超导转变温度 T_c 以下附近温区的光响应行为, 表现为辐射热效应和非辐射热效应同时存在, 尤其当样品的 R - T 变化率 $dR/dT \rightarrow 0$ 温区明显地表现为一种非平衡光响应行为, 且随电流的变化呈非线性关系. 基于上述实验事实, 在光致准粒子激发假设下, 对 T_c 附近 YBCO 薄膜中的非线性光响应机制进行了讨论; 给出了光辐射作用下超导体自由能密度增量表达式; 提出了有关 YBCO 外延膜中的光激发损耗, 可能主要源于光致准粒子激发和磁通涡旋运动所诱发的超导序参量相位变化的观点. 分析结果还表明, 这种非线性光响应机制很可能与不可逆线机制或电阻转变展宽机制有关联. 这对加深理解非平衡态下高温超导体的输运行为是有益的.

PACC: 7430G; 7420

1 引 言

自从高 T_c 氧化物超导体问世以来, 有关它的机理研究和应用研究正在深入地开展着, 尤其是高温超导薄膜材料在光辐射场 ($h\nu > 2\Delta$) 作用下的非平衡响应行为引起了人们的关注^[1,2]. 这主要有两方面的原因. 首先从超导应用观点看, 由于高温超导体属于低载流子浓度体系, 且具有较高的光学吸收系数^[3], 与一般半导体光电材料相比又有较低的能隙宽度, 故它很可能在宽带光探测器^[4-6]和光控超导微波器件^[7]等方面得到应用. 另外, 开展非平衡光响应行为的研究有助于加深对非平衡状态下高温超导体输运行为的认识, 这对有关超导电子器件设计中的结构参量优化等问题是有益的. 其次, 从超导电性物理观点看, 高温超导体非平衡光响应实际上是在入射光量子作用下其内部某种损耗过程的宏观体现. 这种非平衡状态下的损耗过程究竟与哪些量有关? 是材料的内在属性还是外赋的? 与高温超导体中的其它损耗过程是否有内在的关联? 弄清楚这类问题, 对于了解非平衡状态下的超导电性行为以及超导电子器件的应用是重要的.

近来, 一些实验结果 (如不可逆线现象和电阻转变展宽现象) 反映了氧化物超导体磁通动力学的新特征, 故人们对高温超导体中的磁通涡旋线的耗散运动产生了浓厚的兴趣, 提出了诸多模型, 如磁通蠕动模型^[8]、K-T 相变模型^[9]、超导涨落模型^[10]、二维涡旋线模型^[11]等. 然而, 由于高温超导体中的复杂结构, 目前尚没有一个完整的理论模型来全面描

^{*} 上海市教育委员会曙光计划资助的课题.

述有关的实验现象.因此,我们认为从多方面进行讨论将有助于加深对该问题的认识.为此,我们在超导转变温度 T_c 以下的温区对直流偏置下的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) 外延薄膜样品的光响应行为进行了研究.结果表明,实验所测得的光响应信号电平随电流 I 的非线性关系明显地具有非平衡响应特征.对于这一非线性光响应过程,我们在光致准粒子激发假设的前提下引入了光照下 YBCO 薄膜中的自由能密度增量 ΔU_0 ,并考虑到处于混合态中的二类超导体的磁通涡旋热激发过程,提出了磁通量子运动诱发超导序参量相位变化的概念.基于上述观点,对 T_c 附近的非线性光响应行为进行了理论模拟,其结果与实验基本符合.应当指出,考虑到目前尚缺乏一个较全面地描述高温超导体行为的理论,而一些重要的实验结果^[12]又并不否认氧化物超导体中费密面的存在.故在下面的讨论中,我们假设 YBCO 薄膜中的光激发准粒子仍服从费密分布,而超导电子对的基态波函数采用 BCS 表达式.

2 实验与结果

使用半熔融大直径平面烧结靶在 (100) SrTiO_3 衬底上用直流磁控溅射原位生长 YBCO 超导薄膜,沉积速率约为 2.0 nm/min ,膜厚约为 300 nm .用 X 射线衍射摇摆曲线测量和透射电子显微镜分析结果表明,所得薄膜为高度 c 轴取向的外延薄膜,用离子束刻蚀技术制成宽为 $100 \mu\text{m}$ 的直桥结构,两端镀银作为引线电极.波长 $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ 的连续波 He-Ne 激光被调制成为低频准方波光信号入射至样品的直桥区域上.用四引线法测量样品的 R - T 曲线及光响应信号,整个测量过程由软件程序控制,有关测量系统的描述参见文献^[13].

在 1.0 mA 的直流偏置下对样品的 R - T 曲线测量结果表明,超导转变温度 T_c 约 89 K ,在平均入射功率为 0.8 mW 的激光照射下同时测得随温度变化的样品电阻和光响应信号.在 $T < 84 \text{ K}$ 温区,样品电阻随温度的变化已趋于零,但是可以明显地看到样品的光响应信号仍有相当的可观察量.由于这部分光响应信号与样品的 R - T 曲线斜率 dR/dT 无关,故难以用通常的所谓辐射热效应来解释^[2].类似的结果在 Zeldov 等的实验中也已观察到^[14],他们将此结果归结为磁通蠕动引起的非平衡光响应.应该指出,尽管对于 YBCO 薄膜样品,只要通以不大的电流就足以使它进入混合态,但是在光辐射作用下驱使磁通涡旋运动的原因究竟是什么?是 Lorentz 力还是热激发?或者两者兼有?对于这个问题有关文献并未明确论述.为了进一步考虑这一问题,我们在 $dR/dT \rightarrow 0$ 的低温区测量了光响应信号随电流 I 的变化关系.实验结果表明,当温度一定时光响应信号具有明显的非线性行为,这一特征难以用辐射热效应来解释.图 1 分别给出了 YBCO 外延膜样品的 R - T 曲线的斜率以及光响应信号随温度的变化关系,这两条数据曲线是同时记录下来的.非线性光响应行为在图 1 左上角的插图中给出.从图中可以看出,随着温度的降低光响应信号幅度反而增大.这个结果与 Bhattacharya 等^[15]对 YBCO 颗粒边界弱连接结的测量结果颇为相似.这是否意味着高温超导体非平衡光响应机制源于其体内的弱连接? Culbertson 等^[16]也曾在颗粒状 YBCO 薄膜中观察到了随电流变化呈非线性特征的非平衡光响应,他们把这种正比于 I^2 的光响应归为准二维系统中涡旋-反涡旋对的热激发所

致. 其行为可以用 K-T 相变模型^[9]来描述. 按照 K-T 相变理论, I-V 特性与温度的关系应具有如下特征:

$$\begin{aligned} \text{当 } T \ll T_c, \quad V &= 0 \quad (I < I_c), \\ V &\sim (I - I_c)^n \quad (n > 3) \\ &\quad (I > I_c); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{当 } T = T_c, \quad V &\sim I^3; \\ \text{当 } T > T_c, \quad V &\sim I. \end{aligned}$$

这样, 在 T_c 附近的一个较窄的温区内 I-V 特性曲线有一个较大的变化, 另外根据 K-T 相变模型, 样品电阻与温度的关系应有

$$\begin{aligned} \frac{\rho(T)}{\rho_n} &= A \exp \left[-2 \left(b \frac{T_c - T_{KT}}{T - T_{KT}} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

其中 T_c 为平均场超导转变温度, T_{KT} 为 K-T 相变温度. 按照(2)式, 光响应信号电压在 T_c 和 T_{KT} 附近分别出现两个峰值, 并且具有 $V \sim I^2$ 的特征. 而在我们的实验中未观察到上述关于 K-T 相变的特征.

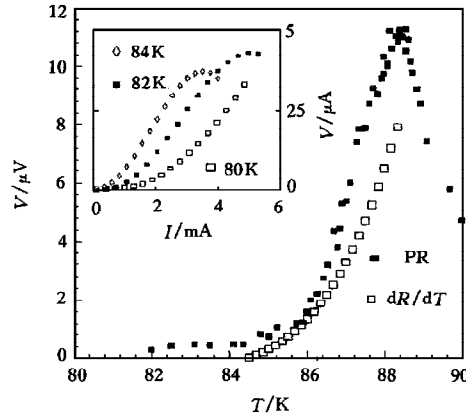


图1 YBCO 外延膜的光响应信号电压随温度的变化, 同时给出了样品的 dR/dT 随温度的变化关系. 可以看出, 当 $T < 84$ K 时, 光响应仍有相当的可观察量. 图中左上角插图给出了 $T = 80, 82, 84$ K 时光响应信号电压随电流的变化关系, 具有明显的非线性特征

3 讨 论

3.1 关于光激发准粒子浓度 n_q

Testardi 在解释传统低温超导体非平衡光响应行为时, 曾假设入射光子与超导体中电子对的相互作用导致电子对拆散、准粒子浓度增加^[17]. 根据双流体模型和 BCS 理论, 准粒子数增加将造成超导态凝聚能的降低或者说超导能隙参量 $\Delta(T)$ 将减小. 基于这一假设, Owens 等^[18]和 Parker^[19]分别从理论和实验上对传统超导体 S-I-S 隧道结的光响应行为进行了研究, 证实了 Testardi 的假设. 同样, 基于光致准粒子激发的假设, Enomoto 等^[20]对氧化物超导体 $\text{BaPb}_{0.7}\text{Bi}_{0.3}\text{O}_3$ (T_c 约为 13 K) 的光响应行为进行了研究, 他们用 He-Ne 激光 ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) 照射 BaPbBiO 微桥并测得了光照下的临界电流的改变 δI_c , 由此导出了超导能隙参量变化 $\delta \Delta$ 与光激发准粒子浓度 n_q 之间的关系,

$$\delta \Delta = \frac{n_q}{N(0)}, \quad (3)$$

其中, $N(0)$ 为 $T = 0$ K 时费密面处的准粒子态密度. 然而(3)式只是在零温度极限下的近似表达式, 对于其他温度情况下必须重新考虑.

对于 YBCO 超导体非平衡光响应的机制虽然目前有不同的观点, 但是光致准粒子激发过程则是一致认可的. 于是我们考虑光照下超导体处于动态平衡状态下, 即宏观上光激发准粒子数不再增加. 此时应有准粒子的产生率等于其复合率. 若设 γ 为光激发准粒子的

量子效率, τ 为有效复合时间, $P = Nh\nu$ 为光通量密度, N 为入射光子数密度, $h\nu$ 为光子能量, V 为光照区域的体积, 而 n_q 为光激发准粒子浓度, 则有

$$n_q = \frac{\gamma\tau P}{h\nu V}. \quad (4)$$

由(4)式可知, 量子效率 γ 和有效复合时间 τ 是确定 n_q 值的关键. 但是, 由于这两个量都是微观量, 就 YBCO 样品而言, 其值一时难以准确得到. 当然我们可以从两种极限情况来估计 γ 的取值范围. 第一种情况, 入射光子能量全部被用来激发相对能量为 Δ 的准粒子. 第二种情况, 入射光子能量只用来激发准粒子至 $\hbar\omega_D/2\pi$ 能级 (其中 ω_D 为德拜频率), 其余能量用来激发声子而不再引发电子对的二次激发. 对于传统超导体 Pb 用此方法估计量子效率的取值范围约为 $220 < \gamma < 1500$ ^[19]. 但是, 由于高温超导体 (YBCO) 的有关参量还未能唯一地确定, 故用此方法估计 γ 取值偏差太大. 为此, 我们拟在光致准粒子激发的假设下, 结合光照下 YBCO 弱连接结的 I - V 特性曲线变化的实验结果来确定光激发准粒子浓度 n_q .

设光激发准粒子与热激发准粒子是全同的, 都服从费密-狄拉克统计分布, 同时考虑到准粒子系综的热弛豫时间远小于准粒子寿命^[18], 故光照前后同一能级上的准粒子占据率是不同的, 而光激发准粒子数应该是这两种情况的差. 于是 n_q 可表示为

$$n_q = \int_0^\infty \{ [1 + \exp(E - \mu)\beta]^{-1} - [1 + \exp(E\beta)]^{-1} \} d\epsilon, \quad (5)$$

其中 E 为超导态中相对费密面的准粒子能量, ϵ 为正常态中电子的能量, μ 为考虑到光致准粒子激发过程而引入的化学势, $\beta = 1/k_B T$, k_B 为玻尔兹曼常数. (5) 式等号右边积分号内的第一项表示有光照时能级 E 上的准粒子数密度, 第二项表示无光照时相应能级上的准粒子数密度. 如果令 $f(E - \mu) = [1 + \exp\beta(E - \mu)]^{-1}$, 则按照能隙方程的定义可以写出

$$\Delta(T, \mu) = \sum_p v_p u_p [1 - 2f(E - \mu)], \quad (6)$$

其中, v_p^2 表示电子对在 $(p\uparrow, -p\downarrow)$ 状态上的占据概率, $u_p^2 = (1 - v_p^2)$ 表示未占据概率, $f(E - \mu)$ 则表示有光照时准粒子服从的分布, 于是可以得到光照条件下的能隙方程

$$(\rho(0)g)^{-1} = \int_{-\hbar\omega_D}^{+\hbar\omega_D} \frac{d\epsilon}{E - \mu} \tanh\left(\frac{E - \mu}{2k_B T}\right). \quad (7)$$

作变量代换 $E' = E - \mu$, 在(7)式的等号左边可以用零温度下的 BCS 能隙公式表示, 于是有

$$\text{arsh} \frac{\hbar\omega_D}{\Delta(0)} = \int_{-(\hbar\omega_D + \mu)}^{\hbar\omega_D - \mu} \frac{dE'}{\sqrt{E'^2 - \Delta^2}} \tanh\left(\frac{E'}{2k_B T}\right). \quad (8)$$

结合(5), (8)两式可以解得光照前后能隙参量的改变 $\delta\Delta = \Delta(T, 0) - \Delta(T, \mu)$ 与光激发准粒子浓度 n_q 之间的关系. 如果认为高温超导体 YBCO 弱连接结的临界电流 I_c 与能隙参量之间的关系可用 A-B 公式描述

$$I_c(0, T) = \frac{\pi\Delta(T)}{2eR_n} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right). \quad (9)$$

则通过实验测得一定光强下 YBCO 弱连接结的临界电流改变 δI_c , 结合(9)式以及前面的(5),(8)两式,最后可求得一定温度下光激发准粒子浓度 n_q . 图 2 给出了在光照下对 YBCO 弱连接结的光响应测量结果,其中插图部分给出了弱连接结受光作用后 I_c 的“压缩”量 δI_c 随入射光功率变化的测量结果.可以看出, δI_c 线性地正比于入射光功率.

3.2 超导涨落和相位滑移观点

根据金兹堡-朗道理论,在一超导环内存在持续电流的必要条件是沿环的线积分 $\oint \nabla \varphi ds$ 为 2π 的不变整数倍.在一单连通超导线中通过常规导线馈入电流,理想导电性要求超导线两端的电位差为零.按照 Josephson 所言,就是要求线两端的相对相位 φ_{12} 为一不变值,其大小由超导电流强度决定.更确切地说,由于约翰逊噪声导致的正常电流补偿了超导电流的涨落,从而保持总电流不变.所以 φ_{12} 将围绕着一个恒定的平均值上下起伏.一旦在超导体两端出现电压, φ_{12} 的平均值将随时间增大.这似乎与稳定态是矛盾的,

然而要解决这个表面上的矛盾,可以认为发生了相位滑移事件.这时在超导体内部的某些点上相位相干性瞬时地受到了破坏,在重新建立起相位相干性以前允许出现相位滑移.因为在相滑区域之外相位均匀变化 2π 是没有意义的,所以只要相滑为 2π 的整数倍,就可以把这些相滑事件限制在空间某一区域内.事实上我们可以重点讨论 2π 相滑的简单情况,而相位差为 2π 整数倍的相滑可以看成是每次相滑 2π 的多次重复.如果电压 V 为一常数,则 φ_{12} 将以速率 $4\pi eV/\hbar$ ($\hbar$ 为普朗克常数)稳定地增大,但每当发生一次相滑时相位差就突然后退 2π .因此, φ_{12} 随时间的变化图象相当于一个模为 2π 的均匀斜坡函数.

Tinkham^[21]曾用相位滑移观点,解释高温超导体在外磁场中的电阻转变反常展宽现象.他认为,这种 T_c 附近的反常行为,源于高温超导体内复杂通道网络中磁通涡旋的运动结果.每一根涡旋线在外部扰动下越过邻近的钉扎势垒时,将导致超导序参量的相位发生变化,其变化频率由热激发程度与钉扎势共同决定.按照 Tinkham 的意见,有效钉扎势 U_0 可写成

$$U_0 = \frac{\mu_0}{2} H_c^2(T) \frac{\phi_0}{B} \xi(T), \quad (10)$$

其中 μ_0 为真空磁导率, ϕ_0 为磁通量子, $H_c(T)$ 为热力学临界场, B 为超导体内的磁感应强度, $\xi(T)$ 为 G-L 相干长度,而 $\phi_0 \xi(T)/B$ 可看成磁通涡旋线的有效体积.如果我们假

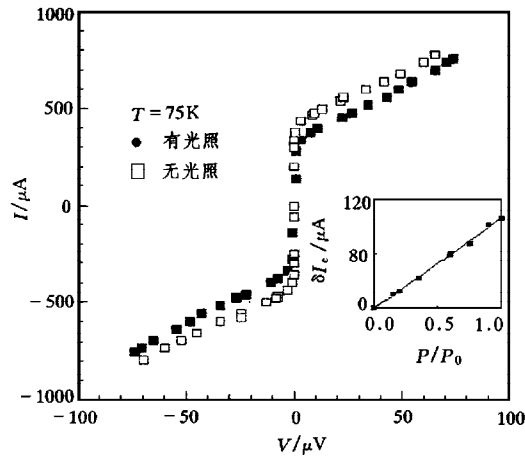


图 2 激光 ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) 照射前后 YBCO 颗粒边界结的 I-V 特性曲线. 可以看出, 临界电流 I_c 在光的作用下明显“压缩”. 插图部分给出了不同入射光强下临界电流的改变 δI_c . 测量结果表明, 临界电流变化 δI_c 与光强成线性关系

设由热激发而引起的磁通涡旋的运动过程, 等价于电流偏置下重阻尼 Josephson 结中的热激发相位运动所发生的 2π 相位滑移过程, 则借助于 Ambegaokar 和 Halperin^[22] 对 Josephson 结的研究结果, 可以得到磁通涡旋运动中由于超导序参量相位滑移而引起的电阻与钉扎势的关系,

$$\rho = \rho_n [I_0(\gamma_0/2)]^{-2}, \quad (11)$$

其中 ρ_n 为超导体正常态电阻率, $I_0(x)$ 为第一类变型贝塞尔函数, 其中宗量 $\gamma_0 = U_0/k_B T$. 对于上述的假设, 从以下的分析是不难理解一磁通涡旋线在越过势垒时产生 2π 的相位变化过程.

考虑由于热激发而引起的磁通涡旋运动, 根据法拉第电磁感应定律知道, 磁通涡旋运动将激发感应电场. 相应的感应电压为 $V = -d\Phi/dt$, 根据 Josephson 基本方程 $4\pi eV/\hbar = d\phi/dt$, 对比上述两式可得

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta\Phi}{\phi_0}, \quad (12)$$

上式表明, 在超导体内由于磁通变化而引起的超导序参量相位变化总是 2π 的整数倍. 尤其当 $\Delta\Phi = \phi_0$ 时, 相位将发生 2π 的改变.

由以上分析可知, 在一定温度下磁通涡旋的运动与钉扎势 U_0 的大小有直接关系. 设想如果由于某种原因使得 U_0 相对减小, 则在热激发下磁通涡旋的运动将加剧, 从而导致超导体内的损耗增加. 考虑到在光辐射的作用下由于准粒子的激发, 超导体的自由能密度将增加. 如果以 ΔG 表示此时超导体的自由能密度增量, 我们引入

$$\Delta G = \frac{\mu_0}{2} H_c^2(T) \frac{n_q}{n_s(T)}, \quad (13)$$

其中 $n_s(T)$ 为双流体模型中的超导电子数密度, $n_s(T)$ 与温度的关系满足戈德-卡西米尔关系, $n_s = n[1 - (T/T_c)^4]$. 于是每一根磁通涡旋线在光照下自由能密度的增量可表示为

$$\Delta U_0 = \frac{\mu_0 \phi_0 n_q \xi(T)}{2 n_s(T) B} H_c^2(T). \quad (14)$$

利用(11), (14)式, 可以得到由于光辐射而引起超导体的电阻改变

$$\Delta\rho = \frac{\rho_n}{k_B T} \frac{I_1(\gamma_0/2)}{I_0^3(\gamma_0/2)} \Delta U_0. \quad (15)$$

考虑到 B - I 的关系, 以及 $H_c(T) = H_c(0)(1 - t^2)$, $\xi(T) = \xi(0)/(1 - t)^{1/2}$, $t = T/T_c$, 而样品的光响应信号电压应等于总电阻增量 ΔR 与电流的乘积. 这样可以得到一定光强下光响应电压随温度 T 以及电流 I 的关系式

$$\Delta V(t, I) = k_1 f(t) \frac{I_1\left(\frac{k_2 g(t)}{I}\right)}{I_0^3\left(\frac{k_2 g(t)}{I}\right)}, \quad (16)$$

其中

$$k_1 = \frac{\mu_0 \phi_0 \xi(0) R_n n_q H_c^2(0)}{2 k_B T_c \eta}, \quad k_2 = \frac{\mu_0 \phi_0 \xi(0) H_c^2(0)}{4 k_B T_c \eta}, \quad (17a)$$

$$f(t) = \frac{(1+t)\sqrt{1-t}}{(1+t^2)}, \quad g(t) = (1-t)^{3/2}(1+t). \tag{17b}$$

从(16)式,我们可以得到如下结论:
1)光响应信号随电流呈非线性变化关系,且随着温度的降低幅值增大.这些特征不仅与我们的实验结果相一致,与 Frenkel 等^[4]的实验测量结果也是基本符合的.

图 3 给出了根据(16)式得出的计算结果与实验值的比较,由此看出两者符合得较好.计算过程中 k_1 和 k_2 表达式中的各个物理量的取值见表 1.

2)在(16)式中,若令

$$M(t, I) = \frac{I_1 \left(\frac{k_2 g(t)}{I} \right)}{I_0^3 \left(\frac{k_2 g(t)}{I} \right)}, \tag{18}$$

则光响应 $\Delta V(t, I)$ 正比于 $f(t) M(t, I)$. 光响应的非线性特征主要由 $M(t, I)$ 体现,而响应幅度则受温度因子 $f(t)$ 调制.这里需指出的是 $f(t)$ 的温度行为与双流体模型中超导电子数密度 $n_s(T)$ 随温度变化关系 $(1-t^4)$ 的行为很相近(图 4(a)).这意味着光响应信号幅度与超导电子数密度成正比.按照双流体模型,在超导体内部超导电子数密度与正常电子数密度之和为一常数,即有 $n_s + n_n = n$.由此可知,随着温度降低而超导电子密度 n_s 增大时,正常电子密度 n_n 就减少.如果设一定光强下光激发准粒子数密度 n_q 为一定值,则比值 n_q/n_n 将随着温度下降而增大.这个结论说明超导体的非平衡光响应正比于载流子浓度的相对变化,因此,在相同光照条件下,低载流子浓度体系超导体的非平衡光响应当更为显著.事实上,在对传统低温超导体 Pb^[17] 和低载流子浓度体系的氧化物超导体 BaPbBiO^[20] 的光响应行为研究中,也得到了类似的结果.

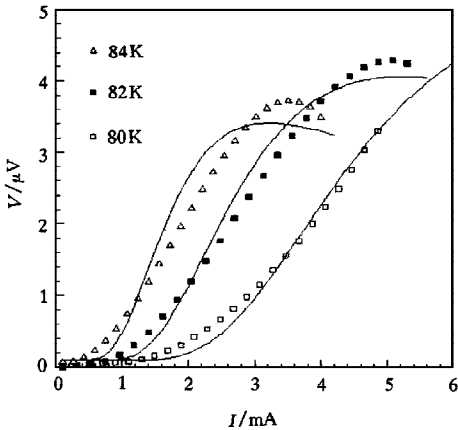


图 3 理论值(实线)与实验值(点线)的比较 其中理论值对应的简约温度为 $t=0.9, 0.92, 0.94$, 实验测得超导转变温度 T_c 约为 89 K

表 1 k_1 和 k_2 表达式中的物理量取值

$\phi_0/V \cdot s$	$\lambda(0)/m$	$\xi(0)/m$	$k_B T_c/J$	$\mu_0/N \cdot A^{-2}$	η
2.07×10^{-15}	500×10^{-9}	$\sim 10^{-9}$	1.24×10^{-21}	$4\pi \times 10^{-7}$	~ 1

注:关于热力学临界场 $H_c(0)$ 可以通过金兹堡-朗道关系 $\mu_0 H_c(0) = \frac{\phi_0}{2 \sqrt{2} \pi \lambda(0) \xi(0)}$ 求得.

3)对于不同的温度 T , $M(t, I)$ 是一个等幅函数,其中函数 $g(t) \approx (1-t)^{3/2}$ 而对于任意的 $M(t, I)$ 近似有

$$(1 - T/T_c) \propto I^{2/3} \propto H^{2/3}. \tag{19}$$

我们知道,上式所给出的温度与磁场的关系与高温超导体在磁场中不可逆线的实验规律很相似.不仅如此,在有关高温超导体在磁场中的电阻转变展宽现象的研究中也得到了类似的关系^[23].这就暗示我们, T_c 附近非线性光响应机制很可能与不可逆线机制或电

阻转变展宽机制有关联,而且可能更为复杂.因为从上面的分析来看,在非平衡光响应过程中准粒子激发与磁通涡旋运动是同时发生的,并且具有相互作用.因此,进一步研究有外磁场共同参与下的高温超导体非平衡光响应行为,对加深理解相关机制是很有必要的.在图 4(a), (b)中分别给出了 $f(t)$ 和 $M(t, I)$ 的曲线.

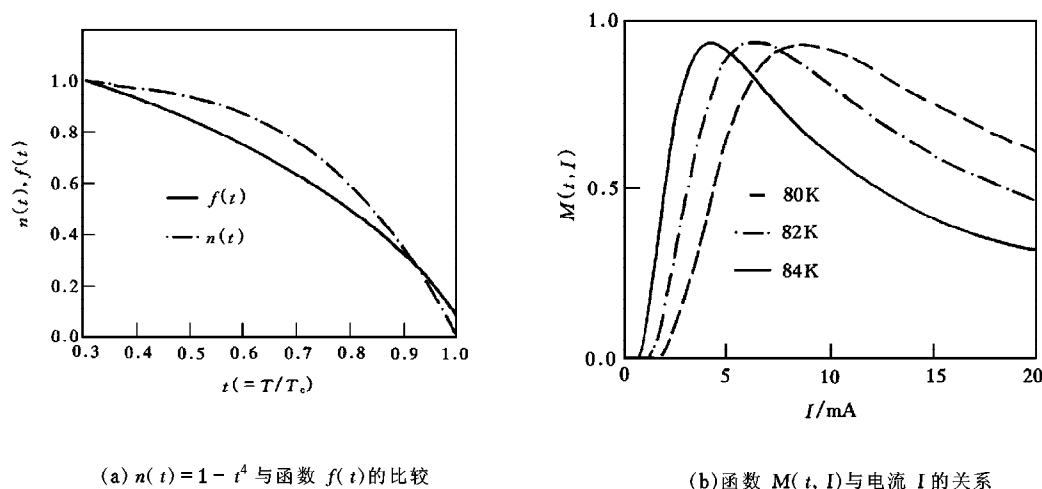


图 4 $f(t)$ 和 $M(t, I)$ 曲线

4 结 论

本文报道了在连续波 He-Ne 激光 ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) 照射下, YBCO 外延膜中的非线性光响应行为的实验测量结果. 在超导转变温度 T_c 以下附近温区非线性光响应幅值随温度降低而增大, 类似于电流偏置下颗粒边界弱连接结的光响应行为. 在光致准粒子激发假设下, 引入了光辐射作用下高温超导体的自由能密度增量, 提出了高温超导体中的光激发损耗可能主要源于磁通涡旋运动诱发超导序参量相位变化的概念. 在此基础上导出了 T_c 附近高温超导体非平衡光响应的分析结果, 并与实验进行了比较, 理论分析结果与实验基本符合. 根据分析结果得出, 高温超导体中的非线性光响应行为, 是光致准粒子激发和磁通涡旋运动相互作用的结果, 其响应机制与不可逆线或电阻转变展宽等现象的机制可能有关联. 这一结论, 可能对高温超导体非平衡状态下的输运行为的认识有一定的参考价值, 对进一步研制和开发光控高温超导电子器件也会有一定的帮助.

- [1] N. Bluzer, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **3**(1993), 2869.
- [2] A. Finkel, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 9717.
- [3] M. K. Kelly, S. W. Chan, K. Jenkin, P. Barbous, J. M. Trascons, *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988), 2333.
- [4] A. Frenkel, M. A. Saiff, T. Venkatesan, P. England, X. D. Wu, A. Inam, *J. Appl. Phys.*, **67**(1990), 3054.
- [5] Z. M. Zhang, A. Frenkel, *Journal of Superconductivity*, **7**(1994), 871.
- [6] K. X. Xu, S. Zhou, J. S. Bao, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **6**(1996), 87.
- [7] K. X. Xu, S. Zhou, J. S. Bao, *Journal of Superconductivity*, **9**(1996), 193.

- [8] P.W.Anderson, *Phys. Rev., Lett.*, **9**(1962),309;P.W.Anderson, Y.B.Kim, *Rev. Mod. Phys.*, **36**(1964), 39.
- [9] J.M.Kosterlitz, D.J.Thouless, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **6**(1973),1181.
- [10] T.Tsuneto, *J. Phys. Soc. Japan*, **57**(1988),3499.
- [11] P.H.Kes, J.Aarts, V.M.Vinokur, C.J.Van der Beek, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990),1063.
- [12] C.G.Olson *et al.*, *Science*, **245**(1989),731; *Phys. Rev.*, **B42**(1990),381; J.C.Campuzano *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1991),2308.
- [13] 徐克西、周世平、鲍家善,低温物理学报,**6**(1995),477.
- [14] E.Zeldov, N.M.Amer. G.Koreras *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**(1989),9712.
- [15] S.Bhattacharya, M.Rajeswari, I.Takeuchi, Z.Trajanovic, Qi, X.X.Xi, T.Venkatesan, *J. Appl. Phys.*, **76**(1994),5829.
- [16] J.C.Culbertson, U.Strom, S.A.Wolf, P.Skeath, E.J.West, W.K.Burns, *Phys. Rev.*, **B39**(1989),12359.
- [17] L.R.Testardi, *Phys. Rev.*, **B4**(1971),2189.
- [18] C.S.Owens, D.J.Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972),1559.
- [19] W.H.Parker, W.D.Willims, *Phys. Rev. Lett.*, **29**(1972),924.
- [20] Y.Enomoto, T.Murakami, *J. Appl. Phys.*, **59**(1986),3807.
- [21] M.Tinkham, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988),1658.
- [22] V.Ambegaokar, B.I.Halperin, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(1969),1364.
- [23] K.Kitazawa, Y.Tomioka, T.Hasegawa, K.Kishio, M.Naito, *Supercond. Sci. Technol.*, **4**(1991),535.

NONLINEAR OPTICAL RESPONSE OF EPITAXIAL $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ FILMS

XU KE-XI ZHOU SHI-PING BAO JIA-SHAN

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800)

(Received 20 January 1997; revised manuscript received 25 March 1997)

ABSTRACT

Experiments showed that the non-equilibrium optical response of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films below T_c existed with the illumination of He-Ne laser ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$). We have also found that near the transition region, where dR/dT is vanishing, the optical response becomes a strong nonlinear functions of current. A model was presented to explain the mechanism of the nonlinear behavior based on the interactions between photoexcited quasiparticles and the vortex in high T_c superconductor. We believe that the mechanism of the dissipation induced by light illumination in transition region may be correlated with the mechanism of "irreversibility line" or that of "broaden resistive transition" in magnetic fields.

PACC: 7430G; 7420