

MgO 单晶衬底 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜 的远红外透射光谱

A. Hadni, X. Gerbaux, M. Tazawa*, J. C. Villégier**,
H. Marin Cudraz

(Laboratoire Infrarouge Lointain, Laboratoire de Minéralogie, Cristallographie et Physique Infrarouge, URA CNRS 809, Université de Nancy 1 B. P. 239 F-54506 Vandœuvre-les-Nancy cedex France. * G. I. R. Irate-cho, Kita-ku, Nagoya, 462 Japan. ** LETI, CENG, F-38041 Grenoble cedex France.

证实只要测得直流电导率,即可由测量正常相的远红外(波数 $\nu < 120 \text{ cm}^{-1}$)透射率直接求得等离子体频率 ν_p ,发现在实验误差范围内正常相的 ν_p 为常数,由于直流电阻率与温度成线性关系,所以碰撞频率 ν_c 也是温度的线性函数.在波数大于 120 cm^{-1} 的高频范围,透射率减小,而在简单的 Drude 模式中透射应该是增加的.为了解释这种透射率减小,以及在近红外区观察到的小的透射率值,假定中红外区存在非常强的阻尼振子.最简单的模型是一个中心为 $\nu_0 = 360 \text{ cm}^{-1}$ 的过阻尼振子,对于温度为 7K 的超导相,只要保持正常态的等离子体频率,并设 $\nu_c = 0$,便可以得到远红外透射率值的数量级.

关键词: YBaCuO, 超导薄膜, 远红外, 透射光谱.

1 引言

近3年来,已经可以得到高温超导 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (以下简称 YBaCuO) 薄膜,这种超导材料能淀积在对远红外辐射相当透明的 MgO 单晶基片上,并已有很多实验室报道了这种材料在不同温度下的远红外透射光谱^[1~6]. 这些光谱的精度不但优于超导单晶体材料的反射光谱,也优于淀积在 SrTiO_3 (对远红外辐射不透明)基片上的超导厚膜的反射光谱. 迄今报道的 YBaCuO 透射光谱大多是对应于厚度约为 40 nm 的样品,在 300~7K 温度范围下得到的 20 cm^{-1} 透射率为 11%~1%,而在相同的温度范围内测得的单晶的反射率限制在 97%~99% 的范围内^[6,9].

2 实验

实验样品按通常的方法用射频溅射法^[4]或激光烧蚀技术^[6]将 YBaCuO 淀积在 MgO 衬

底上制成,通过 X 射线衍射控制超导膜与 ab 面平行. 直流电阻率随温度下降而线性减小,当温度降到 T_c 时,直流电阻率急剧下跌到零. 随着温度的降低,样品的抗磁极化强度缓慢增加^[4,21].

远红外光谱按常规用迈克尔逊干涉仪^[11]或色散傅里叶变换光谱仪(DFTS)^[15]测量,最近在 $50\sim 400\text{ cm}^{-1}$ 频率范围还使用了同步加速器辐射^[7]. 测得的透射信号是弱的,这主要是由于采用了很薄的样品(厚度 $t\geq 40\text{ nm}$),其反射率 R 很高,不仅在超导相(碰撞频率 ν_c 为零,参看下文第 5 节)是这样,而且在正常相也是这样,特别是低温下碰撞频率 ν_c 很小(参看下文第 6 节). 使用一些短干涉图可以提高信噪比,因为它的光谱分辨率很低. 由于我们不想从 MgO 基片的干涉条纹来观察小的位移,从而获得 MgO 基片上超导膜的复折射率^[10],因而光谱分辨率低在这里不能算是缺点.

3 远红外透射谱测量

图 1 给出测得的淀积在 0.3 mm MgO 基片上的 40 nm YBaCuO 膜在 $300, 80, 60$ 和 7 K 的透射光谱,图中曲线没有对 MgO 基片的吸收进行修正. 由图可知,在波数高于 100 cm^{-1} 范围,各种温度的透射率值都很低,这是由于众所周知的 MgO 在 400 cm^{-1} 的晶格振动所致,它的红外强度在各种温度下均保持不变,另外一个较弱的效应是,在室温情况下,在 110 cm^{-1} 有一个双声子差频吸收带,由于这一吸收带的影响,室温光谱在 100 cm^{-1} 以上范围不明显,而温度低于 80 K 时,直到 220 cm^{-1} 仍可以被利用.

温度为 300 K 时,透射率 τ 随 ν 的增加而减小; 80 K 温度下的 τ 明显小于 300 K 时在 ν 增加时基本保持不变;而在 60 K 和 7 K 温度下, τ 随 ν 的增加而增大. 我们从两种不同来源(美国 Reowell^[11] 和法国 LETI^[23]) 的样品中均测得这一特性, Quincey 等人^[5]在他们制作的一块很大的样品上也得到相同结果,因此,可以将这种结果看作为典型特性进行研究.

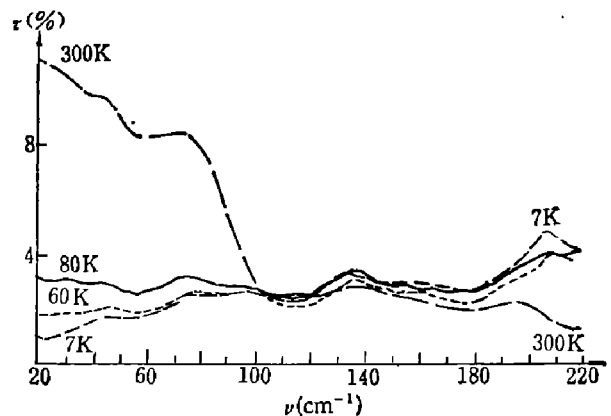


图 1 测得基片厚 0.3 mm , YBaCuO 膜厚 40 nm 的样品在 $300, 80, 60$ 和 7 K 温度下的透射光谱
Fig. 1 Observed transmission spectra of a MgO single crystal with a thickness $t_0 = 0.3\text{ mm}$, covered with an YBaCuO film of $t = 40\text{ nm}$ at $300, 80, 60$ and 7 K

4 解释正常相数据的模型

4.1 远红外 Drude 模式

4.1.1 由远红外透射率计算等离子频率(与温度无关)

由于室温下直流电导率 $\sigma_0 = 1/\rho_0$ 值较高(300 K 时 $\rho_0 = 300 \times 10^{-8}\ \Omega \cdot \text{cm}$ ^[3], 并且随温度降低而线性减小), 只要样品是均匀的(单相), 我们就可以使用简单的 Drude 模型, 写为

$$\sigma_0 = \frac{2\pi c \epsilon_0 \epsilon_\infty \nu_p^2}{\nu_c} \quad (1)$$

其中

$$\nu_p^2 = \frac{N_0 e^2}{m \epsilon_0 \epsilon_\infty (2\pi c)^2} \quad (2)$$

式中 ν_p 是等离子频率(以波数为单位); ν_c 是碰撞频率.

由于 σ_0 已知, 我们可以计算出比值 ν_p^2/ν_c , 这就意味着, 只要假定一个 ν_p 值, 即可得到相应的 ν_c 值. 我们在拟合远红外(例如 $\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$) 的实验数据时, 在一级近似下(参看图 8) 可以忽略中红外波段的贡献, 对于单色波

$$E = E_0 e^{-j\omega t} \quad (3)$$

的介电响应为

$$\epsilon(\nu) = \Delta\epsilon_{FC}(\nu) + \Delta\epsilon_{IR}(\nu) + \epsilon_\infty \quad (4)$$

$$\Delta\epsilon_{FC}(\nu) = \Delta\epsilon'(\nu) + j\Delta\epsilon''(\nu) \quad (5)$$

$$\Delta\epsilon'(\nu) = -\frac{\epsilon_\infty \nu_p^2}{\nu_c^2 + \nu^2} \quad (6)$$

$$\Delta\epsilon''(\nu) = \frac{\epsilon_\infty \nu_p^2 \nu_c}{\nu(\nu_c^2 + \nu^2)} \quad (7)$$

这样, 可将 YBaCuO 薄片的透射率 $\tau(\epsilon, t)$ (这里 t 为薄片厚度) 写为 $\tau(\nu_p, t)$, 通过调整一个参数 ν_p 就可以最佳地拟合正常相在各种温度下的实验数据. 由此可知文献[2, 3]的结果在实验误差范围内, ν_p 不随温度变化, 例如, 法国 LETI 提供的样品的 $\nu_p = 4300 \text{ cm}^{-1}$.

4.1.2 碰撞频率随温度线性增大

由式(1)可知 ν_p^2 和 ν_c 均与 σ_0 有比例关系, ν_p 保持不变时, $1/\sigma_0$ 随温度升高而线性增大, 即

$$\nu_c = \alpha T + \nu_{c0} \quad (8)$$

以文献[2, 3]中报道的 LETI 提供的样品为例: $\alpha = 1.07$, $\nu_{c0} = 27 \text{ cm}^{-1}$.

4.1.3 自由载流子密度

由远红外光谱不能给出载流子质量 m , 暂时假定 $m = m_0$ (m_0 为自由电子质量) 及 $\epsilon_\infty = \epsilon_0^2 = (3.8)^2$, 可得到 $N_0 = 0.78 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 即每个原始晶胞中含 0.14 个自由载流子. Fiory 等人^[4]通过静电测量得到 $m = 5m_0$, 我们根据这一结果得到的 $N_0 = 3.9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 也就是每个晶胞约含 0.7 个自由载流子, Fiory 等人对具有相同 σ_0 值的类似样品也得到了同样的结果.

4.2 中红外振子

由图 2 可知, 对于单纯的 Drude 模型, 透射率 τ 应随频率的增加而增大, 但实际上, 我们在图 1 中观察到的透射率是随频率增加而减小的, 而且, 如果不引入一个非常强的阻尼声子是不可能拟合实验曲线的, 我们取其频率为 $\nu_0 = 360 \text{ cm}^{-1}$, 因为这是 Crawford 等人^[8]观察到的不导电 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ 晶体(这种晶体中的红外激活声子不会被自由电子所屏蔽)在强度 $\Delta\epsilon' \approx 1.8$ 时的 ab 面内最强的红外激活振动频率. Renker 等人^[5]也在这一频率范围内通过中子散射观察到声子态密度有一个宽的极大值. 对于简单的 Lorentz 振子, 图 2 表明,

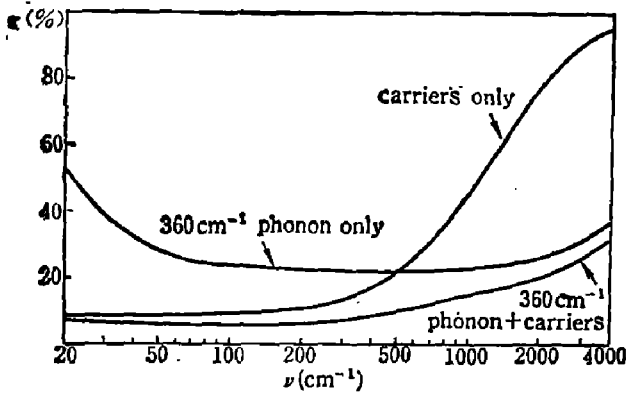


图2 计算得到的透射率之比 $\tau = T_1/T_0$ 与频率的关系 ($T=300\text{K}$), T_1 是淀积在 0.3mm 厚度 MgO 基片上的厚度为 40nm 的 YBaCuO 膜的透射率, T_0 是 MgO 基片的透射率

Fig. 2 Calculated ratio τ of the transmission T_1 of a MgO crystal plate coated with 40nm of YBaCuO , divided by the transmission T_0 of a MgO crystal plate of the same thickness (0.3mm), vs frequency, at $T=300\text{K}$

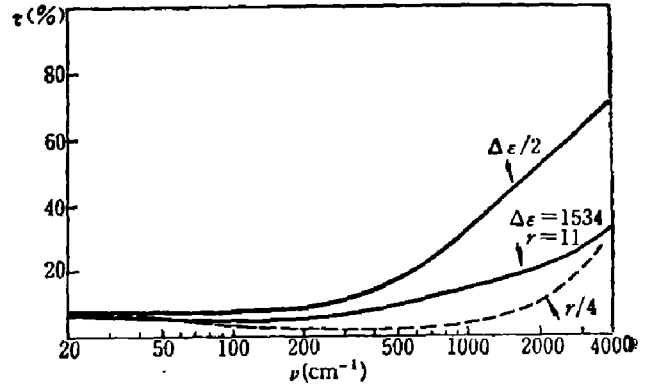


图3 将 $\Delta\epsilon'$ 除以 2 不可能拟合 300K 时得到的 4000cm^{-1} 的数据, 将 τ 除以 4 不能拟合 $1000\sim 2000\text{cm}^{-1}$ 光谱范围的数据

Fig. 3 To fit the 300K data at 4000cm^{-1} it is not possible to divide $\Delta\epsilon'$ by two; and to fit the spectral range between 1000 and 2000cm^{-1} , τ cannot be divided by four

我们必须给予声子相当大的强度和阻尼 ($\Delta\epsilon' = 1534$, $\gamma = 11$, $T = 300\text{K}$) 以使 4000cm^{-1} 处的透射率从 95% 降到 27% , 但仍略高于观察值^[3].

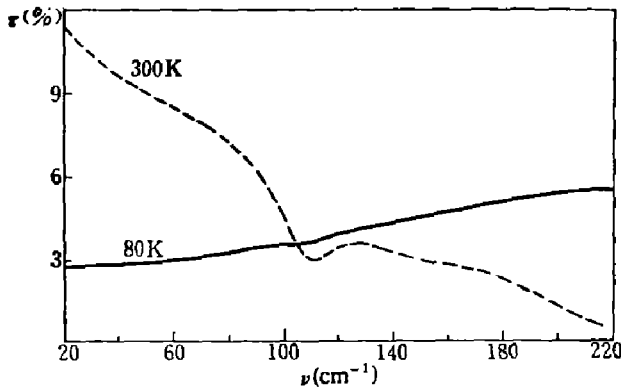


图4 计算得到的淀积在 MgO 基片上的 YBaCuO 膜在 80K 和 300K 时的透射率

Fig. 4 Calculated transmission spectra of an MgO single crystal covered with an YBaCuO film at 300K and 80K

由图3可知, 将中红外振子强度除以2基本上没有改变 20cm^{-1} 处的远红外透射率, 但 4000cm^{-1} 处的透射率则增大到远远超出实验精度范围. 图3还表明减小 τ 值会使 $4000\sim 1000\text{cm}^{-1}$ 频率范围内的透射率迅速减小, 这与实验观察结果相反. 我们只能接受具有异常强度 (例如 $\Delta\epsilon' = 1534$) 和阻尼系数 ($T=80\text{K}$ 时阻尼系数 $\tau=5.5$) 的这种特殊的 Lorentz 振子. Renk 等人^[6]和 Timusk 等人^[13]也遇到类似问题, 一般认为这是由于电子连续态的

类 Fano 干涉^[13]而引起的. 已经在 T_c ($\Delta\nu = 5\text{cm}^{-1}$) 温度下具有软膜特性^[16,17]的超导 YBaCuO 样品的喇曼光谱中观察到这一中红外声子 (340cm^{-1}), 注意到这一点是很有意义的.

4.3 透射率随温度降低而减小

假定等离子体频率不变, 根据温度降低时碰撞频率 ν_c 随之降低的事实, 足以解释为什么 80K 时的透射率低于 300K 时的透射率, 图4表明计算得到的 80K 时的透射率随波数 ν 的增加而略有增加.

5 解释 $T = 7\text{K} \ll T_c$ 超导相的模型

假定在 7K 时全部自由电子都处于凝聚状态, 并且取自由电子质量 $m = m_0$, 我们尝试将正常相的等离子体频率作为超低温 ($T = 7\text{K}$) 下超导态的等离子体频率 ($\nu_p = 4300\text{cm}^{-1}$), 对这种超导状态下的超导电子设碰撞频率 $\nu_c = 0$, 可得

$$\begin{cases} \sigma'(\nu) = 0, & (9) \\ \sigma''(\nu) = \frac{2\pi c \epsilon_0 \epsilon_\infty \nu_p^2}{\nu}. & (10) \end{cases}$$

图 5 给出了 $\sigma'(\nu)$ 和 $\sigma''(\nu)$, 图 6 给出了 $\epsilon'(\nu)$ 和 $\epsilon''(\nu)$. $\epsilon_R(\nu) = \epsilon' + J\epsilon''$ 即 YBaCuO 薄膜对平面电磁波 $E = E_0 e^{-j\omega t}$ 的响应.

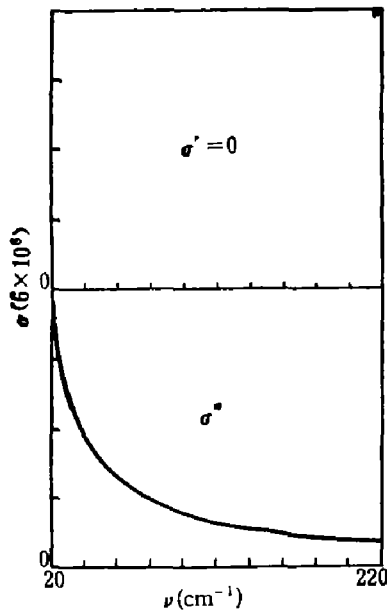


图 5 7K 时自由载流子引起的电导率 $\sigma = \sigma' + J\sigma''$ 与频率 ν 的关系

Fig. 5 Conductivity $\sigma = \sigma' + J\sigma''$ due to free-carriers vs frequency at $>7\text{K}$

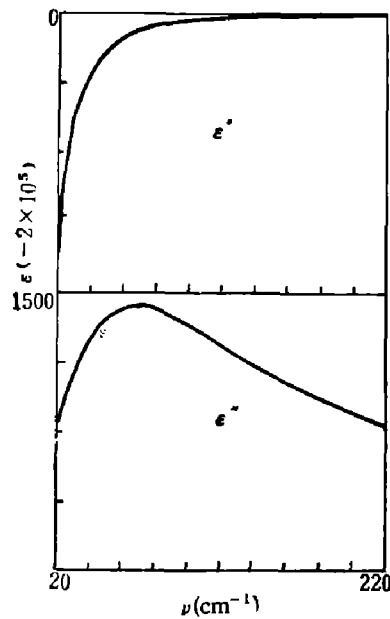


图 6 7K 时计入中红外声子的介电常数 $\epsilon = \epsilon' + J\epsilon''$ 与频率 ν 的关系

Fig. 6 Dielectric constant $\epsilon = \epsilon' + J\epsilon''$ vs frequency (in cm^{-1}), for $T = 7\text{K}$, with Mid-IR phonon included

图 7 给出了 $n(\nu)$ 和 $k(\nu)$, 图 8 给出计算得到的淀积在 0.3mm MgO 基片上的 40nm YBaCuO 膜在 7K 时的透射光谱. 图 8 中虚线只计入了红外辐射与超导体电子的相互作用, 而实线则反映出过阻尼红外激活声子的影响, 两者符合得较好. 要拟合 7K 时测得的透射率, 似乎仍需要 360cm^{-1} 的 YBaCuO 声子. 然而在 $\nu = 20\text{cm}^{-1}$ 时观察到的透射率 τ 比计算值大 5 倍. 如果经过检验找不出其它原因, 例如取向错误 (当 $E \parallel C$ 时会引起透射率增高) 或者材料本身有裂隙和孔洞; 我们应将 7K 时的等离子体频率减小 10%, 也就是说, 对于超导相和正常相均取 $\nu_p = 3800\text{cm}^{-1}$. 使用这一 ν_p 值, 算得 7K 时正常相的 τ 为 0.01, 仅为 7K 时超导膜的 1/3. 这两种情况下均假定超导膜淀积在 0.3mm 厚的 MgO 基片上, 用数字很容易说明基片的作用, 即通过降低反射率可使透射率增加了一倍.

我们也可以在计算总电导率 $\sigma_a = \sigma'_a + \sigma''_a$ 时既计入自由载流子又计入 360cm^{-1} 声子,

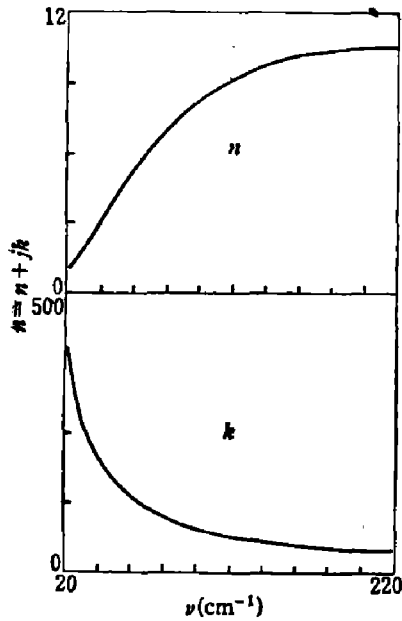


图 7 7K 时计入中红外声子的折射率 $n=n+jk$ 与频率 ν 的关系
Fig. 7 Refractive index $n=n+jk$ vs frequency ν at $T=7K$, with Mid-IR phonon included

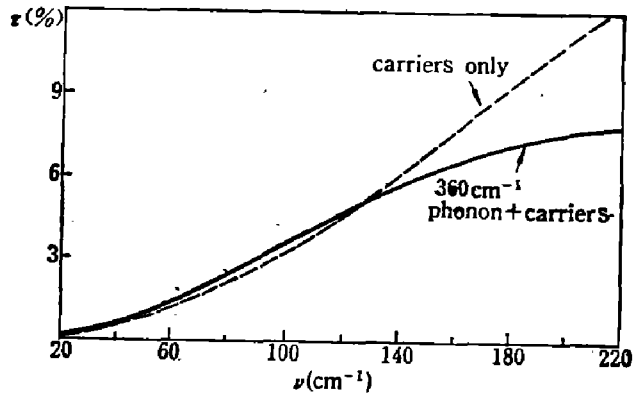


图 8 计算得到的 0.3 mm MgO 基片上淀积 40 nm YBaCuO 膜样品在 7K 时的透射率
Fig. 8 Calculated transmission of a MgO single crystal plate with $t=0.3$ mm, coated with an YBaCuO film with $t=40$ nm at $T=7K$

在低频范围, 得到的 σ_G 值与 H_0 等人^[4]的结果在数量级上相同, 但高于 Ouinoty 等人^[5]对很大样品的测量结果, 这可能是由于这种大样品的质量较差所致。

6 散逸损耗和辐射损耗

值得注意的是, 即使不引入 360 cm^{-1} 红外激活 YBaCuO 声子, 也可得到

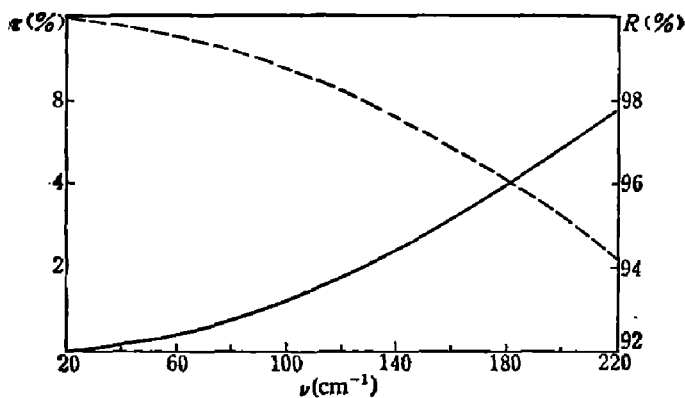


图 9 忽略中红外声子时计算得到的 40 nm YBaCuO 膜在 7K 时的透射率 τ 和反射率 R
Fig. 9 Calculated transmission τ and reflection R of a 40nm thick film of YBaCuO at 7K, the mid-IR phonon is neglected

$$k = \left(\frac{\sigma''}{2\pi c \epsilon_0 \nu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

也就是说, 由于 σ'' 不为零(参看图 5, 图中忽略了红外激活声子), 所以 $k \neq 0$, 这时有 $K = 2\omega k/c \neq 0$. 即通过 YBaCuO 膜传播的电磁波受到阻尼. 然而, 由于 $\omega_c = 0$ 且没有考虑 360 cm^{-1} 声子, 因而这种情况下没有散逸损耗(即无声子发射), 这时 k 不是作为吸收系数而是作为一个衰减系数. 这可以通过计算用数值来证明: 计算不带基片的 YBaCuO 膜的透射率 τ 和反射率 R , 膜中只有自由载流子被激发, 电导率受惰性限制, 不存在碰撞, 图 9

给出了 40 nm YBaCuO 膜的 τ 和 R 曲线,可以看出在整个光谱范围内均有 $\tau + R = 1$.

显然,阻尼波在样品中传播并不对应于光子的湮灭,而是对应于反射波的发射.对于十分厚的样品或单晶体材料,应该可以观察到 $R^* = 100\%$,前进波进入晶体,每过一段距离 $d = 2/k$,振幅就将除以 $e = 2.72$,并且,在 YBaCuO 材料中不产生热量.

实际上,Renk 等人^[6]对于体材料没有观察到反射率 $R^* = 100\%$,即吸收功率 $A^* = 1 - R^*$ 不为零,他们发现 A^* 与 V^2 成正比,这样他们就寻找 $T < T_c$ 时的散逸过程. Renk 等人还在双流体模型的结构中引入了载流子浓度为 $3 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$,有效量质为 $m = m_0$ 的正常载流子.在我们的论文中^[2],用 360 cm^{-1} 声子已足以解释 7K 时所有损耗.

7 较高温度下的超导相

对于 $T > 7\text{K}$ 时的情况没有简单模型可供使用.实验测得 40 nm YBaCuO 膜的透射信

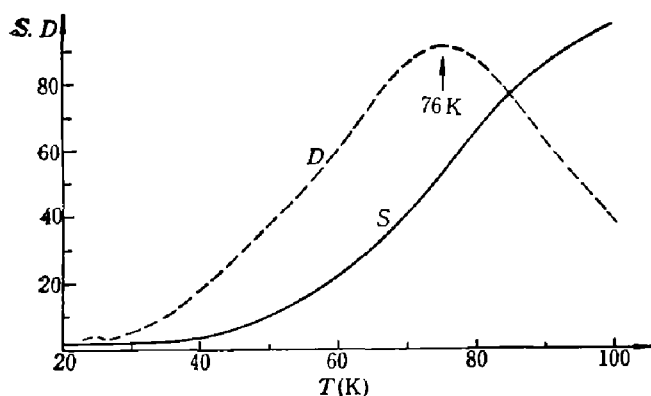


图 10 透过 40 nm YBaCuO 膜的信号 S 与温度的关系,使用 1000K 黑体,辐射范围为 $10 \sim 50 \text{ cm}^{-1}$, $D = dS/dT$ 的最大值在 76K (相变温度)

Fig. 10 Variation of the signal S transmitted through a 40 nm thick film of YBaCuO vs temperature for the $10 \sim 50 \text{ cm}^{-1}$ radiations of a blackbody source at 1000K, the $D = dS/dT$ is maximal at the transition temperature $T = 76\text{K}$,

号 S 与温度的关系如图 10 所示,实验中使用 1000K 黑体源发出的 $10 \sim 50 \text{ cm}^{-1}$ 辐射.为达到高的信噪比,我们只能使用宽的频带.当迈克尔逊干涉仪的动镜与固定反射镜成象保持一定距离时,即给出远红外信号 S ,我们在测量时直接使用了这一信号.聚酯膜分束片的厚度为 $50 \mu\text{m}$,在入射角为 45° 时,反射功率与透射率之积达到最大值,峰值位于 35 cm^{-1} 其带宽(半强度)约为 25 cm^{-1} .曲线 dS/dT (虚线)在 $T = 76\text{K}$ 时呈最大值,这一温度值正是样品的相变温度,可通过测量电阻率或磁场得到^[2].无疑,通过远红外测量不但为确定超导膜的相变温度提供了一种简单方法,而且由 dS/dT 曲线的锐度可以判断超导膜的质量,而不必在超导膜上联接任何电极.

几年以后,一些实验室得到的 YBaCuO 膜的远红外数据可能会集中到一起,而透射数据是具有特殊重要性的.已有报道表明,将正常相在不同温度下的远红外透射数据与直流电阻率结合起来,可以导出正常相的恒定的等离子体频率^[2,3],以及碰撞频率 ν_c 与温度 T 的线性变化关系.还表明,可用几乎相同的等离子体频率解释 7K 时 $20 \sim 200 \text{ cm}^{-1}$ 的远红外透射光谱^[2,3].另外值得注意的是,Fiory 等人^[4]近来使用截然不同的静电测量方法得到了与我们相似的结论.他们得到有效质量 $m = 5m_0$, $N_0 = 4.1 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$,由此算得等离子体频率 $\nu_p = 4356 \text{ cm}^{-1}$,与我们用远红外透射测量得到的 $\nu_p = 4300 \text{ cm}^{-1}$ 几乎相等.

出于更实用的观点,这些光谱,尤其是宽带远红外辐射的透射测量结果与温度的关系,可用于快速表征这类超导膜的特征.

参 考 文 献

- 1 Gerbrux X, Hadni A, Tazawa M et al. *Phase Trans.*, 1991; **30**: 173
- 2 Gerbaux X, Tazawa M, Hadni A et al. *SPIE*, 1990; **1341**: 239~243
- 3 Gerbaux X, Tazawa M, Hadni A et al. *Infrared Phys.*, 1991; (accepted)
- 4 Ho W, Wood P J, Hall W F et al. *Phys. Rev.*, 1989; **B38**: 7029
- 5 Quincey P G, Whibberley P B, Birch J R. *Solid State Comm.*, 1990; **76**: 1281
- 6 Renk K F, Eschrie H, Hofmann U et al. *Physica C.*, 1990; **165**: 1
- 7 Williams G P, Budhani R C, Hirschmugl O J et al. *Phys. Rev.*, 1990; **B41**: 4752
- 8 Crawford M K, Burns G, Holtzberg F. *Solid state Comm.*, 1989; **70**: 557
- 9 Tilley D R, Tilley J. *Superfluidity and superconductivity*, Adam Hilger, 1990, 3rd Ed
- 10 Genzel L, Wittlin A, Bauer M et al. *Phys. Rev.*, 1989; **B40**: 2170
- 11 Hadni IA, Grebaux X. *Infrared Phys.*, 1990; **30**: 465
- 12 Tinkham M. *Far Infrared Properties of Solids*, Ed S S Mitra and S Nadelman, New York: Plenum Press, 1970: 223
- 13 Timusk T. *Phys. Rev. Lett.*, 1991; **66**: 663~666
- 14 Fiory A T, Hebard A F, Eick R H et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1990; **65**: 3441~3444
- 15 Renker B, Gompf F, Gering E et al. *Z Phys.*, 1988; **B73**: 309
- 16 Feile R, Semitt U, Leiderer P et al. *Physica C.*, 1988; **152**: 494
- 17 Feile R. *Physica C.*, 1989; **159**: 32
- 18 Frank D J, Tinkham M. *Phys. Rev. Lett.*, 1983; **50**: 1611

ON THE FAR IR TRANSMISSION SPECTRA OF YBa₂Cu₃O_{7-δ} THIN FILMS DEPOSITED ON MgO SINGLE CRYSTAL PLATES

A. HADNI, X. GERBAUX, M. TAZAWA*, J. C. VILLÉ GIER**,
H. MARIN OUDRAZ

*(Laboratoire Infrarouge Lointain, Laboratoire de Minéralogie, Cristallographie et Physique Infrarouge,
URA CNRS 809, Université de Nancy 1 B. P. 239 F-54506 Vandoeuvre-les-Nancy cedex France. *G. I.
R. I. Irate-cho, Kita-ku, Nagoya, 462 Japan. ** LETI, CENG, F-38041 Grenoble cedex France.)*

It is shown that transmission measurements of the normal phase in the very far IR (FIR) i. e. $\nu < 120 \text{ cm}^{-1}$ lead directly to plasma frequency ν_p , if dc conductivities measurements are available. It is found that $\nu_p = \text{const.}$ in the normal phase within experimental errors, and since dc resistivity appears as a linear function of temperature, collision frequency ν_c is also a linear function. At higher frequencies, i. e. beyond 120 cm^{-1} , transmission decreases, while it should increase in the assumption of a simple Drude model. To explain that decrease, and also the small value observed for the transmission in the near IR, a strong highly damped oscillator has to be assumed in the mid IR. The most simple model is made of one overdamped oscillator centered at $\nu_0 = 360 \text{ cm}^{-1}$.