

外磁场与温度对低温超导光子晶体低频禁带特性的影响*

李春早¹⁾ 刘少斌^{1)2)†} 孔祥鲲¹⁾³⁾ 卞博锐¹⁾ 张学勇¹⁾

1) (南京航空航天大学电子信息工程学院, 南京 210016)

2) (东南大学毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

3) (镇江船艇学院, 镇江 212003)

(2011年6月30日收到; 2011年8月17日收到修改稿)

文中用传输矩阵法(TMM)分析了TM波垂直入射时, 超导光子晶体的低频禁带特性, 并讨论了外磁场与温度对禁带的影响. 分析结果表明: 超导光子晶体存在频率从0开始的低频禁带; 当没有外磁场作用时, 由于超导中正常态电子的影响, 低频禁带的截止频率与温度无关; 有外磁场作用时, 温度才对截止频率具有可调性. 外加恒定磁场时, 低频禁带的截止频率随温度升高而减小; 而在正常态电子的作用下, 温度对处在超导态超导光子晶体禁带截止频率的调节范围相对忽略正常态电子情况下减小. 恒温下, 通过调节外磁场来控制带隙时, 正常态电子的贡献很小可忽略不计; 外磁场强度增大禁带截止频率减小. 当超导体完全处于正常态时, 低频禁带消失.

关键词: 低温超导, 光子晶体, 传输矩阵法, 禁带

PACS: 52.25.Mq, 52.30.Ex, 52.40.Hf, 74.20.-z

1 引言

Yablonovitch^[1], John^[2]在20世纪80年代末, 提出了光子晶体的概念, 近年来引起人们很大关注. 光子晶体由多种介质材料构成, 具有不同介质材料在空间中周期性分布的结构特点. 它具有一定的光子能带结构, 一定频率的光波不能在晶体中传播, 从而产生光子禁带. 光子晶体的这种性质在很多的领域都有广阔的应用前景, 如用光子晶体制作光开关、光波导、天线、微腔、反射镜等方面. 普通介质、金属、半导体、等离子体等材料构成的光子晶体正在被广泛研究^[3-11]. 此外超导光子晶体也越来越引起广泛关注. 相比于金属介质光子晶体而言, 超导具有低损耗、低色散、更大带宽等优点^[12-21]. 二流体模型被用以描述超导内部电子的状态^[22]. 由于温度、外磁场对等离子体频率有影响, 使得超导光子禁带可调. Aly等人^[12]和Wang等人^[15]研究了没有外磁场条件下, 一维超导光子晶体的低频禁带和温度、介质厚度、超导厚度的

关系. Lee等人^[13]证明了增加超导光子晶体周期数, 可以使光子禁带的截止频率有很陡峭的上升沿. 然而, 以上研究都是在没有考虑外磁场与正常态电子情况下进行的.

本文研究了有外磁场作用时一维超导光子晶体的电磁带隙. 分忽略和考虑正常态电子作用的两种情况分别讨论, 总结了温度与磁场对低频光子禁带的影响, 并比较分析了在温度与外磁场相同的条件下, 正常态电子对禁带截止频率影响.

2 理论模型和方法

超导材料的介电函数, 不仅依赖于入射电磁波频率, 还与温度有关. 根据二流体模型超导体有效相对介电函数可以被表示为^[22-24]

$$\epsilon_b(\omega) = \epsilon_c \left[1 - \frac{\omega_{sp}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{np}^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \right], \quad (1)$$

$$\omega_{sp} = \left(\frac{n_s e^2}{m \epsilon_0 \epsilon_c} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 60971122) 毫米波国家重点实验室开放基金(批准号: K201103) 航空科学基金(批准号: 2009ZA52008) 资助的课题.

† E-mail: LSB@nuaa.edu.cn

$$\omega_{\text{np}} = \left(\frac{n_{\text{n}} e^2}{m \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{c}}} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

其中, ω_{sp} 和 ω_{np} 分别是超导态电子与正常态电子的等离子体频率. ε_{c} 是超导的介电常数. γ 是正常态电子的阻尼系数. n_{n} 与 n_{s} 分别是正常态和超导态的电子密度. e, m 是电子的电荷与质量. 引入伦敦深度^[25] (2) 式能被改写为

$$\omega_{\text{sp}} = \frac{c}{\lambda_{\text{L}}(T) \sqrt{\varepsilon_{\text{c}}}} = \frac{c}{\lambda_{\text{L}}(0) \sqrt{\varepsilon_{\text{c}}}} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

其中 c 是真空中的光速, $\lambda_{\text{L}}(T)$ 就是伦敦深度, T_{c} 是超导的临界温度. 由 (2) 式和 (3) 式能得到

$$\omega_{\text{np}} = \omega_{\text{sp}} \sqrt{n_{\text{n}}/n_{\text{s}}}. \quad (5)$$

运用 Gorter-Casimir^[25] 结果: $n_{\text{s}}/n_{\text{n}} = (T_{\text{c}}/T)^4 - 1$, (3) 式又能被改写为

$$\omega_{\text{np}} = \frac{c}{\lambda_{\text{L}}(0) \sqrt{\varepsilon_{\text{c}}}} \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^2. \quad (6)$$

把 (4) 式和 (6) 式代入 (1) 式中, 与温度、频率相关的超导介电常数又可以表示为

$$\varepsilon_{\text{b}}(\omega) = \varepsilon_{\text{c}} - \frac{c^2}{\omega^2 \lambda_{\text{L}}(0)^2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4 \right] - \frac{c^2}{\omega(\omega + i\gamma) \lambda_{\text{L}}(0)^2} \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4. \quad (7)$$

当加入外磁场且外磁场方向平行波矢时, 则 (7) 式可改写为^[26]

$$\varepsilon_{\text{b}}(\omega) = \varepsilon_{\text{c}} - \left(1 - \frac{B}{H_{\text{c}2}} \right) \frac{c^2}{\omega^2 \lambda_{\text{L}}(0)^2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4 \right] - \left(\frac{B}{H_{\text{c}2}} \right) \frac{c^2}{\omega(\omega + i\gamma) \lambda_{\text{L}}(0)^2} \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4, \quad (8)$$

其中 B 是外磁场磁感应强度, $H_{\text{c}2}$ 是临界磁场强度.

本文中用的低温超导材料是铌, 它的临界磁场是关于温度的函数^[27] 即

$$H_{\text{c}2} = H_{\text{c}2}(0) \left[1 - (T/T_{\text{c}})^2 \right]. \quad (9)$$

把 (9) 式代入 (8) 式得

$$\varepsilon_{\text{b}}(\omega) = \varepsilon_{\text{c}} - \left(1 - \frac{B}{H_{\text{c}2}(0) [1 - (T/T_{\text{c}})^2]} \right) \frac{c^2}{\omega^2 \lambda_{\text{L}}(0)^2} \times \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4 \right] - \left(\frac{B}{H_{\text{c}2}(0) [1 - (T/T_{\text{c}})^2]} \right) \times \frac{c^2}{\omega(\omega + i\gamma) \lambda_{\text{L}}(0)^2} \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4. \quad (10)$$

在以往的文献中^[12,13,15,23], 正常态电子对超导体介电函数的贡献 (即 (8) 和 (10) 式右边第三项) 通常

被忽略处理. 因为他们所研究的超导的阻尼系数 γ 远远大于微波或远红外频率. 基于此 (10) 式变为

$$\varepsilon_{\text{b}}(\omega) = \varepsilon_{\text{c}} - \left(1 - \frac{B}{H_{\text{c}2}(0) [1 - (T/T_{\text{c}})^2]} \right) \times \frac{c^2}{\omega^2 \lambda_{\text{L}}(0)^2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\text{c}}} \right)^4 \right]. \quad (11)$$

我们研究的一维超导光子晶体具有 $(AB)^N$ 结构如图 1 所示. A 和 B 分别代表两种不同材料的介质层. N 是周期数. 介质层在 $x-y$ 平面无限延展. A 层和 B 层的介电常数为 ε_{a} 与 ε_{b} , 厚度为 a 和 b . A 层是无损耗的普通介质, B 层是低温超导体铌.

对多层周期结构体的反射和透射的计算, 我们采用 TMM^[28-30] 方法. 对于 TM 波与 TE 波的反射系数 r 与透射系数 t 的可表示式为

$$r = \frac{x_{11}\eta_0 + x_{12}\eta_0\eta_{n+1} - x_{21} - x_{22}\eta_0}{x_{11}\eta_0 + x_{12}\eta_0\eta_{n+1} + x_{21} + x_{22}\eta_0}, \quad (12)$$

$$t = \frac{2\eta_0}{x_{11}\eta_0 + x_{12}\eta_0\eta_{n+1} + x_{21} + x_{22}\eta_0}, \quad (13)$$

其中矩阵元素 x_{11}, x_{12}, x_{21} 和 x_{22} 的详细表达式参考文献^[28-30].

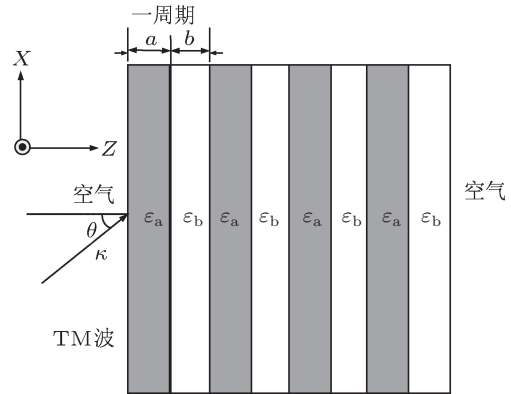


图 1 一维超导光子晶体示意图

3 计算结果与分析

对于超导体中正常态电子的作用忽略与否, 使得超导的温度, 入射波的频率以及外磁场对一维超导光子晶体的禁带特性有着不同的影响. 这里我们仅讨论 TM 波垂直入射 40 个周期 ($N = 40$) 的一维超导光子晶体.

3.1 有外磁场时温度的影响

3.1.1 不考虑超导中正常态电子影响

图 2 和图 3 给出了在磁感应强度 $B = 0.1 \text{ T}$ 情况下, 光子晶体在不同温度下透射系数的变化

曲线. 其参数为: 普通介质厚度 $a = 190 \text{ nm}$, 介电常数 $\epsilon_a = 10$; 对于低温超导体厚度 $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, 临界温度^[31] $T_c = 9.2 \text{ K}$, 温度为 0 时候的临界磁场^[27] $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$. 由于超导的临界磁场是与温度相关, 因此温度的变化会导致临界磁场的变化. 由 (9) 式可知温度升高, 临界磁场变小. 当温度 $T = 6.41 \text{ K}$ 时对应的临界磁场 $H_{c2} = 0.1 \text{ T}$, 即温度为 6.41 K 时超导体开始由超导态向正常态变化. 由图 2 可知, 超导光子晶体出现了低频带隙. 但由于伦敦深度与临界磁场都与温度相关, 使得低频禁带的截止频率随温度而改变. 两者呈反比趋势, 特别超导体处在临界状态时, 禁带几乎消失, 这由图 3 能更明显的表示出来. 图 4 是外磁场为零的情况下, 频率和温度对透射率影响的三维俯视图. 对比图 3 与图 4 可知因为外磁场的作用, 使得禁带的截止频率可调的范围减小了, 也减弱了临界温度附近截止频率对温度的敏感度.

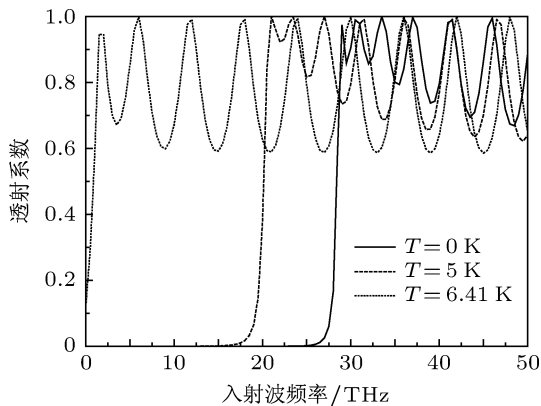


图 2 $B = 0.1 \text{ T}$ 时一维超导光子晶体在不同温度下的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$, $N = 40$)

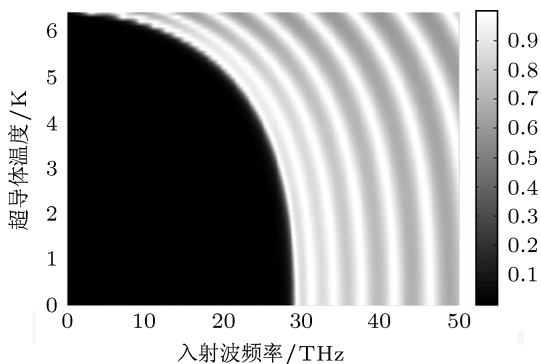


图 3 $(AB)^{40}$ 结构得到的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$, $B = 0.1 \text{ T}$, $N = 40$)

3.1.2 考虑超导中正常态电子影响

当阻尼系数小时, 我们就要考虑超导介电常数第三项的影响, 即不能忽略正常态电子的贡献.

这里我们假定 $\gamma = 10^5 \text{ Hz}$. 为了能说明问题, 不改变普通介质和超导介质的结构参数, 仅改变超导的介电函数. 图 5 给出了没有外磁场作用下, 频率、温度和透射率的三维变化曲线. 从图中可以明显的看出低频带隙出现, 但是由于正常态电子的影响使得其低频带隙的截止频率不随温度发生变化. 详细情况已另文讨论^[32]. 从图 6 与图 7 可知, 超导光子晶体外加外磁场时, 就会使得温度对低频带隙又有了可调性. 禁带带宽随温度升高而减小, 同时截止频率也在变小, 变化范围为 $21\text{--}29.4 \text{ THz}$. 这里外磁场大小仍为 0.1 T , 即当超导温度超过 6.41 K 时导体开始由超导态提前进入正常态. 图 8 是 $B = 0.1 \text{ T}$ 时, 在考虑和忽略正常态电子影响的两种情况下, 带隙截止频率与温度的变化曲线. 由图 8 可知, 对比忽略正常态电子影响时的情况, 当超导温度 $0 \leq T \leq 1.8 \text{ K}$ 时, 两种情况下低频禁带截止频率变化曲线符合. 这是由于温度在此区间变化时 $(T/T_c)^4 \rightarrow 0$, 使得 (10) 式右边的第三项可以忽略, 即正常态电子的贡献可以不考虑. 温度升高后, $(T/T_c)^4$ 的影响不能被忽略, 正常态电子对带隙影响得以体现, 即减小了超导处在超导态时温度对带隙宽度的调节范围.

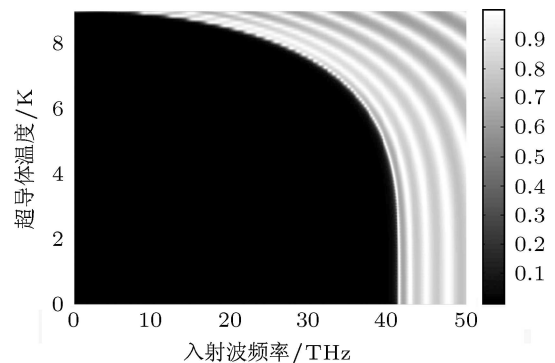


图 4 $(AB)^{40}$ 结构得到的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $\epsilon_c = 1$, $b = 10 \text{ nm}$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $N = 40$)

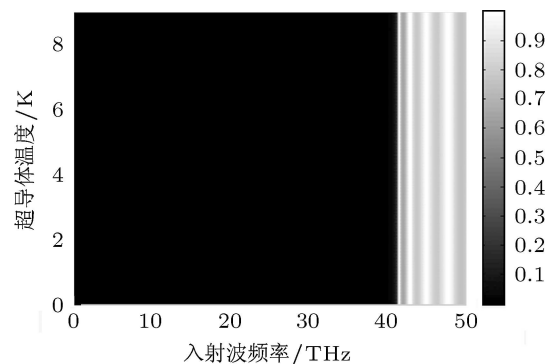


图 5 $(AB)^{40}$ 结构得到的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $\epsilon_c = 1$, $b = 10 \text{ nm}$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $N = 40$)

3.2 外磁场的影响

3.2.1 不考虑超导中正常态电子影响

温度保持不变,在不同的外磁场强度下,一维超导光子晶体透射曲线如图 9 所示. 超导铌厚度 $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, 临界温度 $T_c = 9.2 \text{ K}$, 温度 $T = 0 \text{ K}$ 时的临界磁场 $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$, 超导温度 $T = 1 \text{ K}$, 普通介质层的厚度 $a = 190 \text{ nm}$, 介电常数 $\epsilon_a = 10$. 在这里温度为定值, 大小为 1 K , 对应的临界磁场 $H_{c2} = 0.194 \text{ T}$. 由图 9 可知, 导体处在超导态时有低频带隙出现, 带隙的截止频率随着外磁场强度的增大而减小, 使得低频带隙截止频率的可调范围为 $5\text{--}41.4 \text{ THz}$.

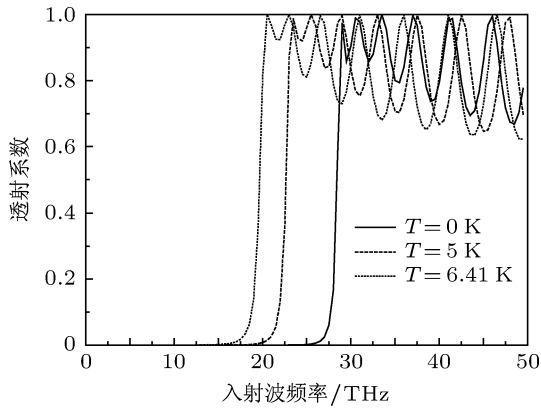


图 6 $B = 0.1 \text{ T}$ 时一维超导光子晶体在不同温度下的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$, $N = 40$)

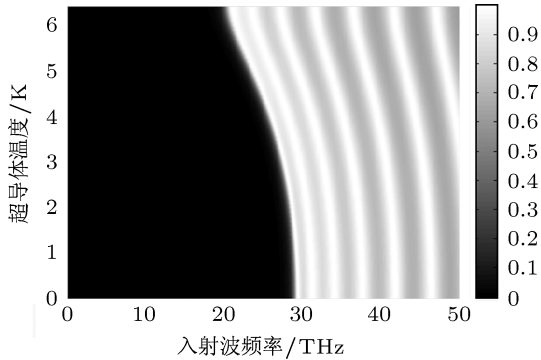


图 7 $(AB)^{40}$ 结构得到的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$, $B = 0.1 \text{ T}$, $N = 40$)

3.2.2 考虑超导中正常态电子影响

图 10 给出了在不同的外磁场强度下, 超导光子晶体在不同频率下的三维透射谱图. 这里超导的阻尼系数取 $\gamma = 10^5 \text{ Hz}$. 临界磁场与温度相关, 所以温度为 1 K 时, 超导对应的临界磁场 $H_{c2} = 0.194 \text{ T}$. 由图 10 可知, 导体一直在超导态变化, 此时低频带隙的截止频率随外磁场值的增

大而减小, 且外磁场对截止频率的调节范围为 $5\text{--}41.4 \text{ THz}$. 图 11 给出了在考虑和忽略正常态电子影响的两种情况下, 低频禁带的截止频率与外磁场的变化曲线. 由图中可知, 两曲线符合. 所以调节外磁场时, 正常态电子对带隙截止频率几乎没有什么影响. 这是由于外磁场强度 B 很小, 使得 (10) 式右边第三项趋近于 0, 使得正常态的电子对超导介电常数没有贡献.

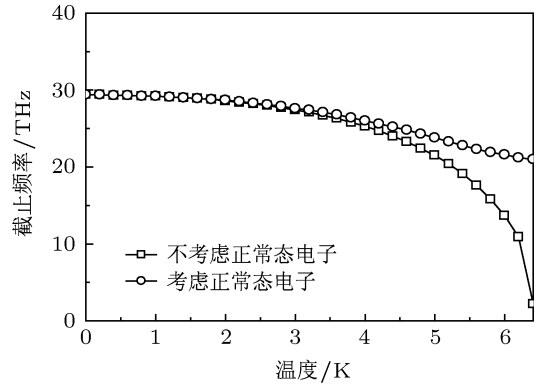


图 8 低频带隙截止频率随温度变化

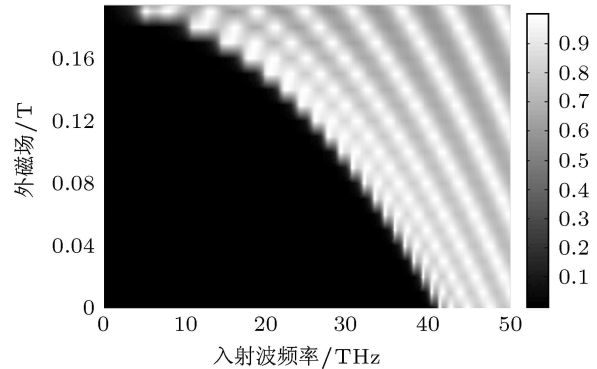


图 9 $(AB)^{40}$ 结构得到的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$, $T = 1 \text{ K}$, $N = 40$)

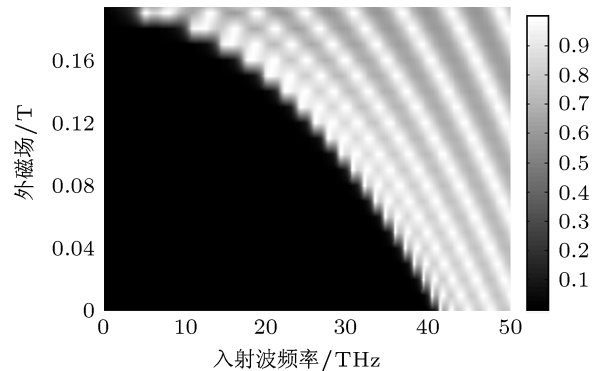


图 10 $(AB)^{40}$ 结构得到的透射谱 ($a = 190 \text{ nm}$, $\epsilon_a = 10$, $b = 10 \text{ nm}$, $\epsilon_c = 1$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\lambda_L(0) = 83.4 \text{ nm}$, $H_{c2}(0) = 0.195 \text{ T}$, $T = 1 \text{ K}$, $N = 40$)

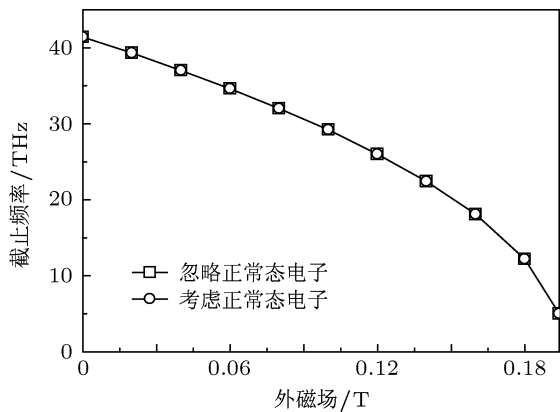


图 11 低频带隙截止频率随外磁场变化

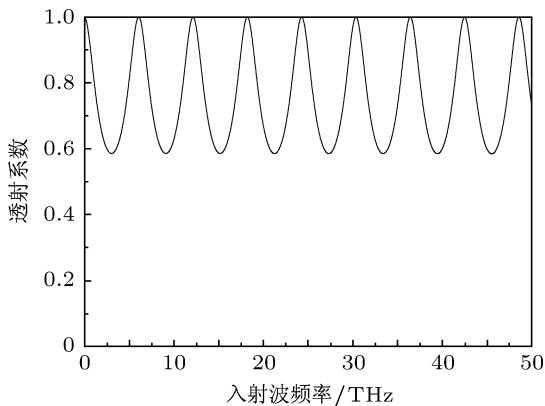


图 12 一维超导光子晶体的透射谱

3.3 正常态超导光子晶体

前面几节的讨论都是基于超导处于超导态时的情况. 当超导的温度或外磁场达到临界值时, 超导体就会从超导态变为正常态, 在正常态的超导中, 超导电子密度为 0, 即此时超导中只有正常态电子,

所以超导的相对介电函数就退化成了一般的 Drude 模型

$$\epsilon_b(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}. \quad (14)$$

正常态的超导体就不再受温度和外加磁场的影响. 相比以前, 此时也会有一些新的特性. 图 12 给出了正常态超导光子晶体带隙特性, 此时低频禁带消失了. 因此超导体在正常态和超导态之间的变化带隙特性会有很大的变化, 这种特性对光学器件的研究应用意义是很大的.

4 结论

通过 TM 波垂直入射由低温超导与普通无损耗介质组成的一维超导光子晶体, 利用 TMM 研究了考虑与忽略正常态电子两种情况下, 温度、外加磁场对低频光子禁带的影响. 当没有外加磁场的作用时, 由于正常态电子的影响, 使得温度对禁带截止频率不具可调性, 通过外加磁场才可以恢复温度的调节功能. 有外加磁场作用时, 由于正常态电子的影响, 使得温度对处在超导态超导光子晶体禁带截止频率的调节范围相对忽略正常态电子情况下减小. 恒温下, 外加磁场对禁带截止频率的调节范围也很大, 禁带截止频率随外加磁场值的增大而减小, 但导体变为正常态时, 低频禁带消失. 通过调节外加磁场来控制带隙时, 正常态电子的贡献的很小可忽略不计. 导体变为正常态时, 禁带低频消失. 上述分析表明合理的调节温度与外加磁场, 可以获得特定的禁带特性, 为我们设计微波和远红外波段的微波器件提供理论依据

[1] Yablonoitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 [3] Bauer J, John S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 261111
 [4] Plihal M, Maradudin A A 1991 *Phys. Rev. B* **44** 8565
 [5] Xu C, Hu X, Li Y Z, Liu X H, Fu R T, Zi J 2003 *Phys. Rev. B* **68** 193201
 [6] Moreno E, Ermi D, Hafner C 2002 *Phys. Rev. B* **65** 155120
 [7] Yoshino K, Shimoda Y, Kawagishi Y, Nakayama K, Ozaki M 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 932
 [8] Guo B 2009 *Phys. Plasmas*. **16** 04350
 [9] Liu S B, Zhu C X, Yuan N C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2804 (in Chinese) [刘少斌, 朱传喜, 袁乃昌 2005 物理学报 **54** 2804]
 [10] Ma L, Zhang H F, Liu S B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5089 (in Chinese) [马力, 章海锋, 刘少斌 2008 物理学报 **57** 5089]
 [11] Zhang H F, Ma L, Liu S B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1071 (in Chinese) [章海锋, 马力, 刘少斌 2009 物理学报 **58** 1071]
 [12] Aly A H, Ryu S W, Hsu H T, Wu C J 2009 *Mater. Chem. Phys.* **113** 382
 [13] Lee H M, Wu J C 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 09E149
 [14] Ooi C H R, Kam C H 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 458
 [15] Wang S Y, Liu S B, Li L W 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084101
 [16] Thapa K, Srivastava S, Tiwari S 2010 *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **23** 517
 [17] Hsu H T, Kuo F Y, Wu C J 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 053912
 [18] Wu C J, Chen M S, Yang T J 2005 *Physica C: Superconductivity* **432** 133
 [19] Qin L M, Yang Z Q, Lan F, Li D Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 034210
 [20] Wang J, Yuan C W, Tang F Q 2005 *Chin. Phys.* **14** 1581
 [21] Quan X L, Yang X B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5313
 [22] Tinkham M 1996 *Introduction to Superconductivity* 2nd edn (New

- York: McGraw-Hill)
- [23] Takeda H, Yoshino K 2003 *Phys. Rev. B* **67** 245109
- [24] Matsuda Y, Gaifullin M B, Kumagai K, Kadowaki K, Mochiku T 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4512
- [25] Raymond Ooi C H, Au Yeung T C, Kam C H, Lim T K 2000 *Phys. Rev. B* **61** 5920
- [26] Tachiki M, Koyama T, Takahashi S 1994 *Phys. Rev. B* **50** 7065
- [27] Zhang H Y 2009 *Superconductor Physics* 3rd edn (Heifei: University of Science and Technology of China Press) p9, 21 (in Chinese) [张裕恒 2009 超导物理 (第三版) (合肥: 中国科技大学出版社) 第 9, 21 页]
- [28] Kong X K, Liu S B, Zhang H F, Li C Z 2010 *Phys. Plasmas*. **17** 103506
- [29] Fang Y T, Ouyang Z B 2009 *J. Opt. A: Pure, Appl. Opt.* **11** 045103
- [30] Wang H, Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2173 (in Chinese) [王辉, 李永平 2001 物理学报 **50** 2173]
- [31] Kautz R L 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 308
- [32] Li C Z, Liu S B, Kong X K, Bian B R, Zhang X Y 2011 *Applied Optics* **50** 2370

Effects of external magnetic field and temperature on low frequency photonic band width in cryogenic superconducting photonic crystals*

Li Chun-Zao¹⁾ Liu Shao-Bin^{1)2)†} Kong Xiang-Kun¹⁾³⁾
Bian Bo-Rui¹⁾ Zhang Xue-Yong¹⁾

1) (College of Information Science & Technology, Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, Nanjing 210016, China)

2) (State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China)

3) (Zhenjiang Watercraft College, Zhenjiang 212003, China)

(Received 30 June 2011; revised manuscript received 22 August 2011)

Abstract

Superconducting photonic crystals are artificial periodic structures composed of superconductors and dielectric structures. In this paper, the transfer matrix method(TMM) is used to study the transmittance of one-dimensional photonic crystals consisting of cryogenic superconductor and lossless dielectric for TM wave. It is shown that a stop band starting from zero frequency can be apparently observed, whose cutoff frequency is adjusted by varying the temperature and the magnetic field. However, because of the contribution of the normal conducting electrons (NCEs), taking no account of external magnetic field, the width of the low frequency photonic band gap (PBG) is no longer influenced by the temperature of the superconductor. The cutoff frequency of PBG adjusted by the temperature and the external magnetic field with the contribution of NCEs are compared with those obtained by neglecting them. However, when superconductors are in a normal state, the low frequency PBG of photonic crystals disappears.

Keywords: cryogenic superconductor, photonic crystals, transfer matrix method, prohibit band gap

PACS: 52.25.Mq, 52.30.Ex, 52.40.Hf, 74.20.-z

* Project supported by the National Natural Science and Foundation of China (Grant No. 60971122), the Aviation Science Foundation (Grant No. 2009ZA52008), and the Open Research Program in China's State Key Laboratory of Millimeter Waves (Grant No. K201103).

† E-mail: LSB@nuaa.edu.cn