

PbB₄O₇ 晶体的太赫兹光谱和软光学声子^{*}

侯碧辉^{1)†} 菅彦珍¹⁾ 王雅丽²⁾ 张尔攀²⁾³⁾ 傅佩珍³⁾ 汪力⁴⁾ 钟任斌⁵⁾

1)(北京工业大学应用数理学院,北京 100124)

2)(中国科学院研究生院材料科学与光电技术学院,北京 100049)

3)(中国科学院理化技术研究所人工晶体研究发展中心,北京 100190)

4)(中国科学院物理所光物理实验室,北京 100190)

5)(电子科技大学物理电子学院太赫兹研究中心,成都 610054)

(2009 年 9 月 16 日收到;2009 年 10 月 29 日收到修改稿)

对实验测量的 PbB₄O₇ 晶体样品的太赫兹(10¹² Hz)光谱、拉曼光谱以及红外—可见—紫外光谱进行了分析. 在 0.25—2.5 THz 波段介电函数随频率变化曲线 $\epsilon(\nu)$ 出现共振型尖峰. 四方面的分析表明 PbB₄O₇ 晶体中存在软光学声子:1)介电函数随频率的变化曲线 $\epsilon(\nu)$ 满足 LST(Lyddane-Sachs-Teller)关系;2)在共振峰的频率附近(3.10 THz)有很强的拉曼散射峰;3)吸收系数随频率的变化曲线 $\alpha(\nu)$ 满足极化激元的特征;4)透过晶体的光子的色散关系 $\nu(k)$ 发生断开的畸变. PbB₄O₇ 晶体中存在软光学声子的意义在于,在满足产生极化激元的条件下,透过晶体的光子的频率会发生劈裂,分为升高和降低的两支,有可能利用这种原理来改变光子的频率.

关键词: 极化激元, 太赫兹光谱, 拉曼光谱, 紫外—可见—红外光谱

PACC: 4225B, 6320D, 7830G

1. 引 言

近十几年来,THz 光谱技术的发展和应^[1-5]为研究在各类材料中光与物质的相互作用的基础研究提供了实验条件. 物质的太赫兹光谱包含着非常丰富的物理和化学信息,所以研究物质在该波段的光谱对物质结构的探索具有重要意义;太赫兹光谱是研究晶格振动的实验方法,与拉曼光谱是相互映衬的^[6].

硼酸盐作为新型光学晶体材料,在近 20 年来已经引起国内外研究人员的极大关注. 研究晶体的太赫兹光谱,并结合紫外—可见—红外光谱全面认识晶体的性能特征^[7],从而为合理开发和利用晶体提供实验依据. 我们曾测量了几个新型硼酸盐晶体样品的太赫兹光谱,发现硼酸铅 PbB₄O₇(PTB)在太赫兹范围随频率增加,介电函数 $\epsilon(\nu)$ 有明显的尖峰出现,其他样品的 $\epsilon(\nu)$ 随频率增加的变化比较平缓^[8].

本文通过对实验测量的 PbB₄O₇ 晶体的太赫兹

光谱和拉曼光谱,以及紫外—可见—红外光谱进行分析,从晶体的光学函数的特征和光子透过晶体的色散曲线断开的畸变,确认存在光子与 PTB 晶体中软光学声子相互作用产生的极化激元.

2. 实 验

PbB₄O₇ 是一种新型的 $\chi^{(2)}$ 型的非线性光学作用晶体,具有正交结构,属于 $C_{2v}^7(P2_1nm)$ 空间群. 这种晶体具有双光轴,是 $mm2$ 点对称操作. 一个单胞中含有两个分子,即 $Z = 2$; 晶胞参数为 $a = 0.4251$ nm, $b = 0.4463$ nm, $c = 1.086$ nm^[9].

实验样品的晶体为(001)晶面取向,双面抛光. 样品厚度为 0.845 mm. 测量 PbB₄O₇ 晶体的紫外—可见—红外的光谱采用的是日本岛津(ShiMaDZu)公司生产的 UV-3101PC 型光谱仪,采用波长为 2000—200 nm 的光波,在室温条件下测得该样品在上述波段的总反射率 R 和总透射率 T 光谱. 远红外透射谱测量采用的是 Bruker 公司生产的 Vertex 80v 型傅里叶变换红外光谱仪.

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB310401)和国家自然科学基金(批准号:50672104)资助的课题.

† E-mail: houbh@bjut.edu.cn

晶体在太赫兹波段范围内的吸收光谱采用的是中国科学院物理研究所光物理实验室的透射型 THz 时域光谱仪^[10]. 实验测量了 0.25—2.5 THz 波段的时域光谱.

PTB 晶体的拉曼散射光谱实验采用美国 Thermo(热电)生产的傅里叶拉曼光谱仪(型号为 Nicolet 6700 + Nxr FT-RAMMA Module), 该设备采用的激发光波长为 1064 nm, 频移范围为 100—3750 cm^{-1} , 处于近红外波段.

3. 结果和分析

3.1. 紫外—可见—红外波段光谱分析

图 1 是 PTB 在紫外—可见—红外波段测量到的透射率 T 和反射率 R , 以及计算得出的吸收率 A 随频率变化的光谱. 从图 1 可以看出在紫外—可见—红外波段晶体透光性能较好, 透射率 T 约为 80%. 在 150—1200 THz 范围内, 透射比较稳定且保持着较强的透射, 而且没有明显的杂质和缺陷特征峰出现. 当频率高于 1.3×10^{15} Hz (透射率约为 50%) 时发生本征吸收, 对应波长为 236 nm, 相当于 1270 THz 或 5.26 eV, 即晶体的电子能带隙的宽度 E_g 为 5.26 eV, 属于绝缘体. 在电子的本征跃迁的吸收边附近从 1200 THz 到 1400 THz, 反射率 R 出现随频率的振荡, 反映出在紫外波段电子对极化率贡献消失前后的共振曲线^[11]. 从透射率、反射率及吸收率随频率的变化可以看出样品在 150—1200 THz 范围内都很稳定, 透射率高而反射率和吸收率都很低.

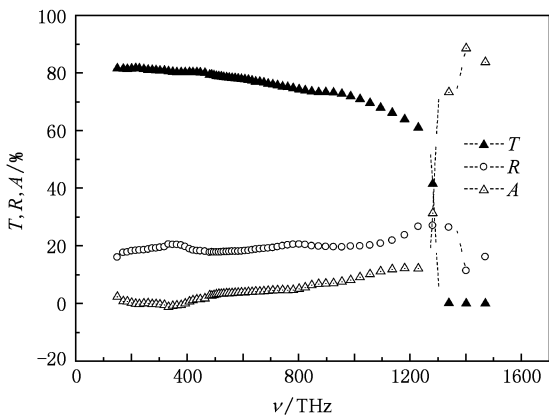


图 1 PbB_4O_7 的紫外—红外波段的透射率、反射率及吸收率随频率的变化

把远红外透射谱和图 1 的紫外—可见—红外波段的透射谱拼合在一起, 如图 2 所示. 这个从太赫兹

到紫外的宽频的透射谱可分为三部分: 声子吸收带 (0.25—71 THz)、光子透射区 (71—1500 THz), 以及上述的电子本征吸收区 (1270 THz 或 5.26 eV 以上). 从 71—1500 THz 范围这个宽频的透射可以清楚地看出: 100—900 THz 很宽的频率范围内透射率高于 80%, PTB 晶体很适合作为这个波段的性能优良的光学窗口材料. 而在 71 THz 以下低频的红外端有多个透射率几乎为零的区域, 属于声子吸收带. 由于 PTB 晶体结构 $Z=2$, 每个单胞有 $12 \times 2 = 24$ 个原子, 晶格振动模有 3 个声学支和 69 个光学支, 其中有 23 支纵光学模和 46 支横光学模. 许多支光学声子模在光波的测量范围内有的重叠在一起, 对光子能量的吸收范围很宽, 所以光的透过率在有的频段几乎为零. 在离子晶体中有的偶极正负离子在 K 空间波矢为零的状态下, 晶格振动的纵光学模的频率 $\nu_{\text{LO}}(q=0)$ 和横光学模的频率 $\nu_{\text{TO}}(q=0)$ 的数值相同, 属于简并情况; 而在非简并情况下晶格振动的纵光学模的频率 $\nu_{\text{LO}}(q=0)$ 比横光学模的频率 $\nu_{\text{TO}}(q=0)$ 的数值大, 这样的横光学模 $\nu_{\text{TO}}(q)$ 容易与光子 $\nu(k)$ 发生耦合生成新的元激发——极化激元 (polariton), 通常把这样的横光学模叫做软光学模. 声子的波数用 q 表示, 光子的波数用 k 表示. 如果晶体存在软光学模, 在其光谱中就能观测到在纵光学模 ν_{LO} 和横光学模 ν_{TO} 之间透射率为零 (或反射率接近 100%) 的现象^[11]. 从图 2 看出样品声子吸收带的频率最高的一个纵光学模 $\nu_{\text{LO}} = 71$ THz. 可以看出在大约 7.2—71 THz 和 3—4.5 THz 之间有两个较明显的透射率接近于零的区域, 反映出这两个区域是声子吸收带. 另外, 在 3 THz 以下还有一些声子吸收的尖峰. 从图 2 能较全面地看出晶体的基本光学性质, 而太赫兹光谱实验的测量范围 0.25—2.50 THz 在图 2 中只是一个很小的范围.

3.2. 太赫兹波段的软光学声子

软光学声子与光子发生强耦合的条件是两者必须有相同的频率 (能量) 和波矢 (动量). 与布里渊区的范围相比, 光子的特点是能量大波矢小, 光子的能谱位于布里渊区中心点附近, 波矢很小. 所以与光子耦合的是长波长的晶格振动模. 它的频率一般在 10^{12} — 10^{14} Hz (1—100 THz) 范围内, 属于太赫兹和远红外波段. 耦合的结果就是具有两条色散曲线: 一个高频支和一个低频支. 下面就从几个方面进行分析, 说明 PTB 晶体在太赫兹波段存在软光学声子, 以及软光学声子晶体可能的应用.

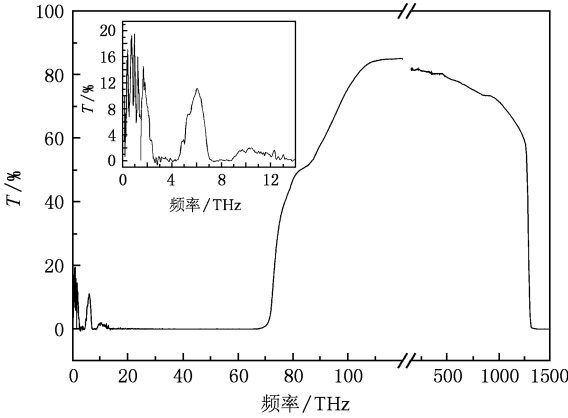


图 2 PTB 晶体的紫外—远红外波段的透射谱 内插图是局部放大

3.2.1. 软光学声子的介电函数

图 3 是 PTB 晶体的介电函数随频率的变化曲线. 通常情况下, 如果晶体样品只有晶格吸收, 介电函数 $\epsilon(\nu)$ 随频率的变化曲线都比较平缓. 但有极化激元产生时, 在频率 ν_{T0} 附近会有 $\epsilon(\nu)$ 突变的共振型尖峰, 而且在对应的 ν_{T0} 和 ν_{L0} 之间出现软光学声子的全反射禁带^[11]. 我们的实验测得的是时域谱, 光源是脉冲信号, 光强不如激光的光源, 因此 $\epsilon(\nu)$ 的共振曲线不典型, 但是 $\epsilon(\nu)$ 的突变尖峰仍然是明显的, 可以认为这是 PTB 晶体中有软光学模的标志. 产生极化激元时介电函数随频率的变化曲线 $\epsilon(\nu)$ 满足 Lyddane-Sachs-Teller (LST) 关系. 对于多元离子晶体, 根据多模的 LST 关系式 $\epsilon(\nu) = \epsilon(\infty) \prod_{i=1}^m \frac{\nu_{Li}^2 - \nu^2}{\nu_{Ti}^2 - \nu^2}$, 其中 m 为极化模数. 图 3 中有一个 $\epsilon(\nu)$ 突变的尖峰, 我们把其他可能有的, 但要在更高的频率才能观察到的尖峰都并入 $\epsilon(\infty)'$ 中, 对

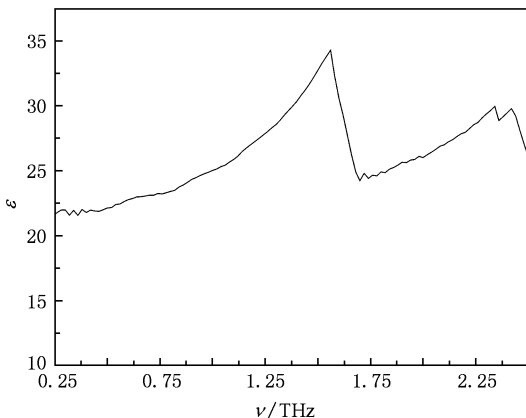


图 3 PTB 晶体的介电函数随频率的变化

公式进行了如下简化^[12]:

$$\epsilon(\nu) = \epsilon(\infty)' \frac{\nu_{L1}^2 - \nu^2}{\nu_{T1}^2 - \nu^2} \cdot \frac{\nu_{L2}^2 - \nu^2}{\nu_{T2}^2 - \nu^2}, \quad (1)$$

其中, $\epsilon(\infty)' = \epsilon(\infty) \prod_{i=3}^m \frac{\nu_{Li}^2 - \nu^2}{\nu_{Ti}^2 - \nu^2}$.

将实验数据及 $\epsilon(\infty) = 3.98$ 的值^[13] 代入(1) 式中进行拟合计算得到如图 4 所示的介电函数的曲线和如表 1 所示的参数. 其中包含实验范围没有测到 ν_{T2} 和 ν_{L2} .

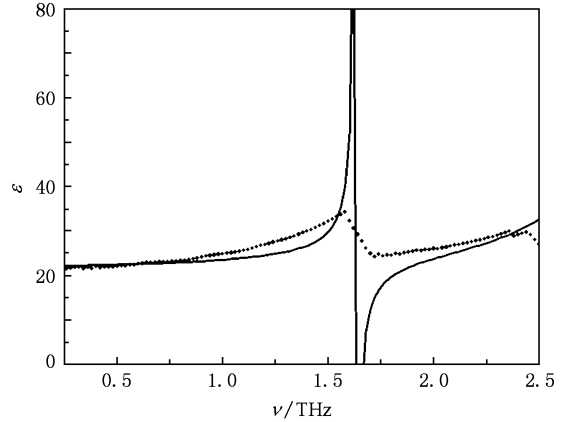


图 4 PTB 晶体的介电函数的拟合曲线

表 1 拟合曲线的参数

参数	数值
ν_{T1}/THz	1.63
ν_{L1}/THz	1.665
ν_{T2}/THz	3.10
ν_{L1}/THz	3.75
$\epsilon(\infty)$	3.98
$\epsilon(\infty)'$	14.50
$\epsilon(0)$	22.14

对于三维离子晶体中任意一个正负离子对排列的晶向, 整个晶体所有的离子都一定在这个晶向的某个一维链上, 整个晶体就是这样的一维链的集合, 而且每个离子只出现一次, 这与拉曼光谱得到的不可约表示是相同的. 因此, 我们可以用一维双原子链的模型对晶格振动进行定性讨论. 从一维双原子链的光学支 $\nu_+(q)$ 的色散关系得到^[11],

$$4\pi^2 \nu_+^2 = \beta \frac{m+M}{mM} \times \left\{ 1 + \left[1 - \frac{4mM}{(m+M)^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}qa\right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (2)$$

当 q 趋近于零时,

$$2\pi\nu_+ \approx \left(\frac{2\beta}{\mu}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

其中, $\mu \equiv \frac{mM}{m+M}$. 从(3)式可以看出有效质量大的声子的振动频率低. Wang 等^[7], Hanuza 等^[14] 以及我们的 Raman 光谱实验都一致表明 104 cm⁻¹ (相当于 3.12 THz) 处的 Raman 峰与 Pb²⁺ 的振动有关. 如图 2 所示 PTB 晶体的声子吸收带的高频端在 71 THz. 与 Pb—O 键相比, B—O 键振动的声子吸收应出现在较高的频率. 出现在图 3 中的峰值 $\nu_{T1} = 1.63$ THz, 应当是与在某一晶向的原子链上的 Pb—O 键振动有关. 铅原子的质量 $M = 207.21/N_A \times 10^{-3}$ kg, 氧原子的质量 $m = 15.999/N_A \times 10^{-3}$ kg, 其中, N_A 是阿伏伽德罗常量. 由(3)式可得出力常数 β 的形式

$$\beta = 2\pi^2\nu^2 \times \frac{Mm}{M+m},$$

由此可求出 Pb—O 键的力常数 $\beta = 1.29 \times 10^2$ N/cm. 而且 $\varepsilon(\nu)$ 出现尖峰是表示横光学声子与光子发生耦合产生了极化激元.

3.2.2. 软光学声子使光子透过晶体的色散曲线发生断开的畸变

实验测得的太赫兹波段的时域谱图通过傅里叶变换可以得到透射谱 $T(\nu)$ ^[8] 和相位谱 $\phi(\nu)$. 根据公式 $\phi = (k(\nu) - 2\pi\nu/c)/d$, 能够获得光子的色散关系 $\nu(k)$, 它与从公式 $c^2k^2/\nu^2 = 4\pi^2\varepsilon(\nu)$ 中推导出的色散曲线是一致的, 如图 5 所示. 从实验 $\varepsilon(\nu)$ 曲线外推出 $\varepsilon(0) = 21.44$. 从图 5 中可以看出得到的极化激元的色散曲线的能量明显比光子色散直线的能量降低, 色散曲线的斜率处处小于未耦合光子的色散曲线斜率, 属于极化激元的低频支. 对应的软光学声子的振动频率在 1.63 THz 附近.

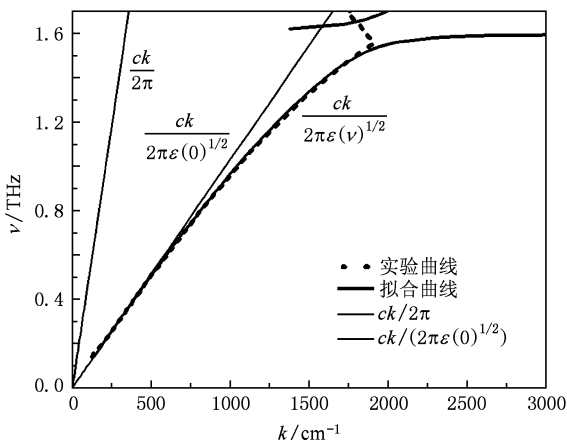


图 5 PTB 晶体的色散曲线

3.2.3. 软光学声子的吸收系数

在吸收系数的实验曲线中有明显的法布里-珀罗干涉效应, 在拟合计算前进行了吸收曲线的平滑处理. 声子和极化激元的吸收曲线满足的幂级数形式是不同的^[15], 声子吸收曲线 $\alpha-\nu$ 满足幂级数公式

$$\alpha(\nu) = \alpha_0 + \sum_n D_n (\nu - \nu_0)^n, \quad (4)$$

而极化激元的吸收曲线 $\alpha-\nu$ 满足幂级数公式

$$\alpha(\nu) = \alpha_1 + \sum_{n=1}^m \frac{F_{1n}}{(\nu_{T0} - \nu)^n} \quad (\nu < \nu_{T0}), \quad (5a)$$

$$\alpha(\nu) = \alpha_2 + \sum_{n=1}^m \frac{F_{2n}}{(\nu - \nu_{L0})^n} \quad (\nu > \nu_{L0}). \quad (5b)$$

经过拟合计算 PTB 晶体的吸收系数随频率的变化曲线 $\alpha(\nu)$, 拟合到 $n=4$ 见图 6. 图 6 中的虚线是用(4)式拟合的结果, 实线是用(5a)式拟合的结果, 显然用(5a)式拟合的结果与实验符合得较好, 其中 $\nu_0 = 1.7$ THz. 这一特点也证明了 PTB 晶体在太赫兹波段确有极化激元产生.

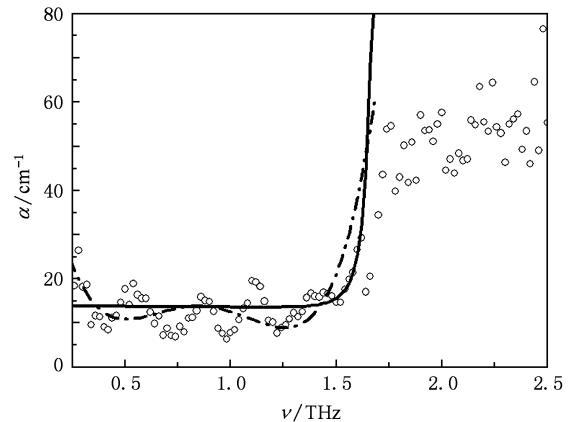


图 6 PTB 的 0.2—2.5 THz 波段范围内的声子的吸收曲线和极化激元吸收拟合曲线. 虚线是用(4)式拟合的结果, 实线是用(5a)式拟合的结果

3.2.4. 软光学声子晶体可能的应用

具有软光学声子振动模的晶体, 在恰当的条件下与光子强烈耦合产生极化激元, 这是固体物理中的经典问题. 利用这个物理现象使透过晶体的光子的频率发生改变, 既可变高又可变低. 借助图 7 所示的极化激元的示意图^[11], 在波矢相同的情况下, 频率的变化大于极化激元的光学禁带宽度 ($\omega_{L0} - \omega_{T0}$). 当然, 要实现这样的变频, 其技术问题的关键是合适的软光学声子工作晶体、恰当的光或微波频

率和功率、合适的探测材料。

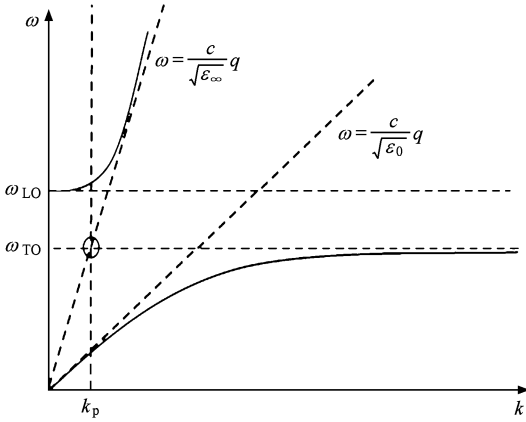


图 7 极化激元色散关系示意图^[11]

3.2.5. 拉曼光谱分析

拉曼散射光谱也是晶体的光学声子的实验研究方法. 拉曼散射实验采用的激光波长为 1064 nm, 频移范围为 50—1500 cm⁻¹ (16—500 THz), PTB 晶体的拉曼光谱如图 8 所示. 由图 3 与图 1 的光谱可知, 在红外 71 THz 以下 PTB 晶体对声子吸收强烈, 振动模相互重叠, 形成声子吸收带, 但不能分辨单个振动模的声子吸收. 而拉曼光谱的优点在于有的情况下可以识别一些离子 (或基团) 的振动模. 例如, 104 cm⁻¹ 的频移峰就与 Pb²⁺ 离子的振动模有关. Hanuza 等^[14] 报道了对 PTB 晶体的拉曼光谱分析, 给出了频移峰与离子的振动模的关系.

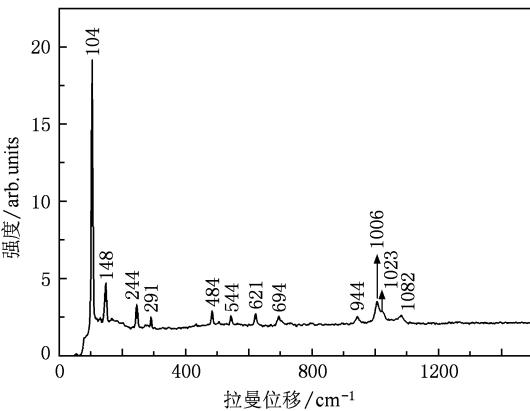


图 8 PTB 晶体的 FT-IR 拉曼光谱

拉曼光谱在这一波段表现出了多声子吸收的性质. 结合我们的傅里叶拉曼光谱测到的晶体的振动模式, 通过计算分析, 拉曼活性的光学模式为 18A₁ + 17A₂ + 16B₁ + 18B₂^[14], 因此应该有 69 条拉曼谱线. 这是由于我们所用拉曼谱仪入射光和散射光只能在一个方向上, 并且不能控制光的偏振方向, 因此得到的振动模式是不全面的. 拉曼频移低于 166 cm⁻¹ 的振动峰位主要来源于 Pb—O 的振动^[14]. 104 cm⁻¹ 存在一个很强的峰, 说明此键对极化率的贡献较大, 这个振动模来源于 Pb²⁺ 的平移. 从表 2 可看出, 重离子振动模的频率低于轻离子振动模的频率, 而且低频的峰为平移模, 随着频率增加, 依次为对称弯曲模、反对称弯曲模、对称伸缩模、反对称伸缩模. 软光学声子的频率附近拉曼散射有很强的峰.

4. 结 论

从上述研究看出, 虽然太赫兹光谱涉及材料的晶格振动, 但其频率范围是很窄的, 要比较全面地研究材料的晶格振动, 特别是声子吸收的概况, 必须测量更宽频率范围的光谱, 包括微波、远红外—红外光谱. 从 PTB 晶体样品的太赫兹以及红外—可见—紫外实验光谱得出在 71—1200 THz 范围内, 透射比较稳定且保持着较强的透射, 而且没有明显的特征峰出现, 且透射率高达 80%. 晶体的电子能带隙为 5.26 eV.

分析了实验测量的 PTB 晶体样品的太赫兹光谱、拉曼光谱以及红外—可见—紫外光谱. 在 0.25—2.5 THz 波段介电函数随频率变化曲线 ε(ν) 出现共振型尖峰, 满足 LST 关系, 而且在共振峰的频率附近有很强的拉曼散射峰; 吸收系数随频率的变化曲线 α(ν) 满足极化激元的特征, 光子透过晶体的色散曲线 ν(k) 发生断开的畸变. 这些分析表明 PTB 晶体中的软光学声子能够与光子发生相互作用. 存在软光学声子的意义在于, 在满足产生的极化激元的条件下透过晶体的光子的频率会发生劈裂, 分为高频和低频的两支, 这种现象有可能成为一种改变光子频率的新方法.

[1] Verghese S, McIntosh K A, Brown E R 1997 *IEEE Trans. Microw. Theo. Techn.* **45** 1301
 [2] Hangyo M, Tani N, Nagashima T 2005 *Inter. J. Infrared and*

Millimeter Waves **26** 1661
 [3] Nishizawa S, Sakai K, Hangyo M, Nagashima T, Takeda M W, Tominaga K, Oka A, Tanaka K, Morikawa O 2005 *Terahertz*

- Optoelectronics (Topics in Applied Physics)* (Berlin: Springer Berlin/Heidelberg) **97** p203
- [4] Hou B H, Shao M, Xu X L, Wang L, Wang J Y, Fan Z D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1730 (in Chinese) [侯碧辉、邵萌、徐新龙、汪力、王吉有、范志达 2007 物理学报 **56** 1370]
- [5] Yang Y P, Shi Y L, Yan W, Xu X L, Ma S H, Wang L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4079 (in Chinese) [杨玉平、施宇蕾、严伟、徐新龙、马士华、汪力 2005 物理学报 **54** 4079]
- [6] Chang J H, Dong Q G 2001 *Theory and Resolution of Spectroscopy* (Beijing: Science Press) pp61—63 (in Chinese) [常建华、董绮功 2001 波谱原理及解析(北京:科学出版社) 第 61—63 页]
- [7] Wang Y F, Feng M, Wang H, Fu P Z, Wang J X, Cao X W, Lan G X 2007 *J. Phys. Condens. Matter* **19** 436207
- [8] Hou B H, Wang Y L, Wu Y C, Chen H, Wang L, Fu P Z, Liu F Y 2008 *Chin. Sci. Bull.* **53** 155
- [9] Corker D L, Glazer A M 1996 *Acta Cryst. B* **52** 260
- [10] Xu X L, Wang X M, Li F L, Zhang X C, Wang L 2004 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **24** 1153 (in Chinese) [徐新龙、王秀敏、李福利、张希成、汪力 2004 光谱学与光谱分析 **24** 1153]
- [11] Kittel C 1986 *Introduction to Solid State Physics* (6th ed) (New York: John Wiley & Sons) pp370, 272, 90
- [12] Claus R, Merten L, Brandmüller J 1975 *Light Scattering by Phonon-Polaritons* (Berlin: Springer-Verlag) pp57—59
- [13] Kaminskii A A, Bohaty L, Becker P, Liebertz J, Bayarjargal L, Hanuza J, Eichler H J, Rhee H, Dong J 2007 *Laser Phys. Lett.* **4** 660
- [14] Hanuza J, Maczka M, Lorenc J, Kaminskii A A, Becker P, Bohaty L 2008 *J. Raman Spectrosc.* **39** 409
- [15] Yang B X, Mao Z L, Hou B H 2007 *IRMMW-THz IEEE City Hall, Cardiff, UK* September 2—9, 2007 p544

Terahertz spectra and soft optical phonons of PbB_4O_7 crystal*

Hou Bi-Hui^{1)†} Jian Yan-Zhen¹⁾ Wang Ya-Li²⁾ Zhang Er-Pan²⁾³⁾

Fu Pei-Zhen³⁾ Wang Li⁴⁾ Zhong Ren-Bin⁵⁾

1) (College of Applied Science, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China)

2) (College of Materials Science and Optoelectronic Technology, Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Center for Crystal Research and Development, Technical Institute of Physics and Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

4) (Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

5) (Terahertz Science and Technology Research Center, School of Physical Electronics, University of Electronic Science & Technology, Chengdu 610054, China)

(Received 16 September 2009; revised manuscript received 29 October 2009)

Abstract

The terahertz (10^{12} Hz) spectra, Raman spectra and infrared – visible – UV spectra are analyzed for PbB_4O_7 crystal sample. A resonance peak appears in the curve of the dielectric function $\varepsilon(\nu)$ in the frequency range of 0.25—2.5 THz. The analysis supports that soft optical phonons exist in PbB_4O_7 crystal from four aspects: 1) the change curve $\varepsilon(\nu)$ of the dielectric function satisfies the Lyddane-Sachs-Teller relation; 2) a strong Raman scattering peak appears in the vicinity of resonance frequency (3.10 THz); 3) absorption coefficient curve $\alpha(\nu)$ meets the characteristics of polaritons; 4) the dispersion relation curve $\nu(k)$ of the photon transmitting from the crystal reveals a frequency gap. The soft optical phonon exists in PbB_4O_7 crystal, which means that the frequency curve of the photon transmitting from the crystal will suffer splitting when the condition of producing polariton is satisfied. And the dispersion curve splits a higher branch and a lower one. This may help us find a new method of changing the frequency of the photon.

Keywords: polariton, terahertz spectroscopy, Raman spectra, infrared – visible – UV spectra

PACC: 4225B, 6320D, 7830G

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB310401) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50672104).

† E-mail: houbh@bjut.edu.cn