

某些幔源矿物晶体中异常消光现象 的显微喇曼谱研究*

王阿莲

郁鉴源

(中国地质科学院矿床地质研究所, 北京 100037)

(清华大学化学系, 北京 100084)

许志琴

郭立鹤

(中国地质科学院地质研究所, 北京 100037) (中国地质科学院矿床地质研究所, 北京 100037)

主题词: 显微喇曼谱 幔源晶体的异常消光

提 要: 异常消光是一种在幔源晶体中常可观察到的物性改变现象, 然而它与晶体的真实结构之间的内在联系却至今仍未被认识清楚。本项工作试图用一种灵敏的微区结构探测新技术——显微激光喇曼谱方法研究幔源晶体中由构造作用导致的异常消光现象的结构本质。实验结果说明: 上地幔高温蠕变作用对橄榄石及辉石主要感应了晶体内微区晶轴取向的变化, 还未能产生明显的结构相变; 不同的异常消光现象反映晶轴扭转的单位大小不同, 并主要依赖于矿物晶体本身的结构特性。

幔源矿物在地幔环境中或在被捕虏至地表面的过程中, 如果受到了某种应力或温度场的作用, 那么伴随着矿物晶体内结构相变或微结构、微构造变异的发生, 它的某些物理性质也可能会发生相应的改变。异常消光就是一种在幔源晶体中常可观察到的物性改变现象。但是迄今为止, 该现象与晶体结构之间的内在联系还仍未被认识清楚。本工作就是试图用一种灵敏的微区结构探测新技术——显微激光喇曼谱方法研究幔源矿物晶体中异常消光现象的结构含义。

1 样品与仪器

对取自河北省汉诺坝碱性玄武岩中的幔源二辉橄榄岩捕虏体的岩石薄片的偏光显微镜观察显示了其中某些矿物晶粒具有特殊的消光性质。橄榄石晶粒多表现有明显边界(亚晶粒界)的非均匀消光(照片1(1)), 辉石晶粒则多表现出波状消光性质(照片1(2))。笔者用显微激光喇曼谱技术(也称喇曼微探针技术)“原位”实测了上述异常橄榄石和辉石晶粒上不同部位的偏振喇曼谱。

本实验使用了美国 SPEX 公司的 1403 型显微喇曼光谱仪, 并以 SPECTRA-PHYSICS 公司的 2000 型氩离子激光器的 5145 Å 蓝绿线为激发源。在激光器的输出端装有旋转起偏器, 可视需要调节激光的偏振方向。测得的喇曼谱在谱仪的数据系统 DMIB 上作过

* 本文是地质行业科学技术发展基金资助项目 No. 88090 的成果之一。

初步处理，谱带拟合是在 IBM-PC 机上采用自编的最小二乘拟合程序完成的，程序中使用的谱带线型函数是用单道喇曼谱仪的狭缝函数修正过的洛伦兹函数^①。

2 结果讨论

2.1 橄榄石晶粒中有明显边界的非均匀消光

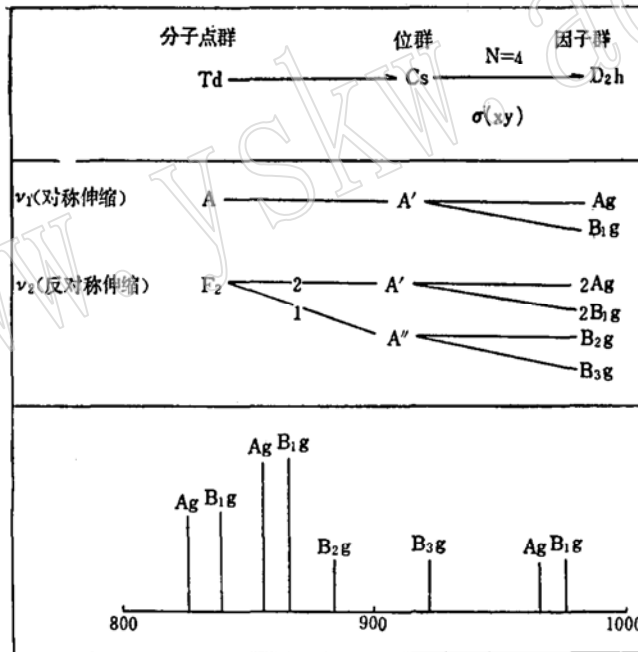
根据前人对镁橄榄石晶体结构的确定^[1]和偏振喇曼谱测量的结果^[2,3]，群论分析指出该晶体有 81 种本征振动模式，分属 8 个对称类，其中属喇曼活性的模式有 36 个：

$$\Gamma_{vib} = 11 A_g(R) + 11 B_{1g}(R) + 7 B_{2g}(R) + 7 B_{3g}(R) + 10 A_u(IR) + 9 B_{1u}(IR) + 13 B_{2u}(IR) + 13 B_{3u}(IR) \quad (1)$$

本实验将只观测位于高频区的 8 个喇曼活性模式（表 1）。它们分属于硅氧四面体的 ν_1 对称伸缩振动和 ν_3 反对称伸缩振动。表中 C_s 位群与 D_{2h} 因子群之间的 $\sigma(xy)$ 相关关系以及高频谱带的分布和强度示意图主要依偏振喇曼谱测量结果^[4]而确定。

表 1 橄榄石的喇曼活性高频振动模式

Table 1. Raman-active vibrational mode of olivine in the high-frequency Raman-active region



由于呈异常消光特性的橄榄石晶粒具有与标准镁橄榄石相似的喇曼谱，因此可断定这类橄榄石内部尚未发生结构相变。但若固定岩石薄片在谱仪坐标系内的位置，以使近 860 cm^{-1} 的 A_g 峰强度最大为标准调节激发光的偏振方向，将会发现在同一晶粒上不同消光域内测量点上为获得最大峰强所要求的激光偏振角是不同的，相反，在同一消光域内不同测点上所要求的角度是相同的。由于晶体喇曼谱带的强度是与其晶轴相对于激发光偏振（电场矢量）的取向直接相关的，因而上述事实正好说明了该晶粒不同消光域的晶轴取向不再一致。如果固定激光偏振方向，不同消光域晶轴的变化将会反演为喇曼谱中具不同对

① 王阿莲，达姆兰古尔，郁鉴源，振动谱学研究中的光谱线型函数，光谱学及光谱分析。待发表。

称性的谱带 ($A_g, B_{1g}, B_{2g}, B_{3g}$) 相对强度的变化。

基于以上设想, 笔者在岩石薄片上选择了一颗含 9 个消光域的橄榄石晶粒 (图 1)。首先在第一个消光域相对 860 cm^{-1} 附近的 A_g 峰调好激光的偏振角 (288°), 然后保持此角度不变顺序测量所有 9 个消光域在 $700\text{--}1000\text{ cm}^{-1}$ 区间的喇曼谱。正如图 2 所示, 在测自不同消光域的谱图中, 除了两个 A_g 强峰的相对强度有较大变化之外, 对称性极不相同的 B_{1g} 、 B_{2g} 、 B_{3g} 谱带也依次出现了。因这三类振动模式的极化率张量矩阵都不是对角阵^[4], 所以它们的出现必然标志着所测消光域的晶轴与激光偏振之夹角发生了变化。

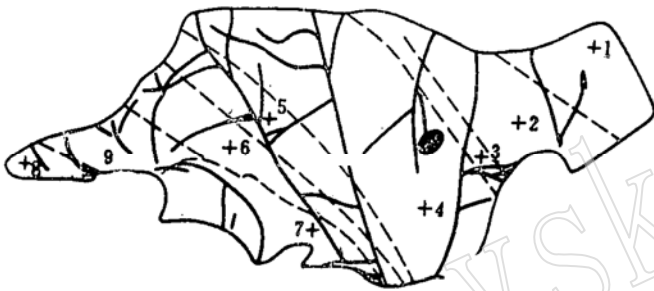


图 1 所测橄榄石晶粒及它的 9 个消光域
Fig. 1. Scheme of a measured olivine grain and its 9 extinction zones

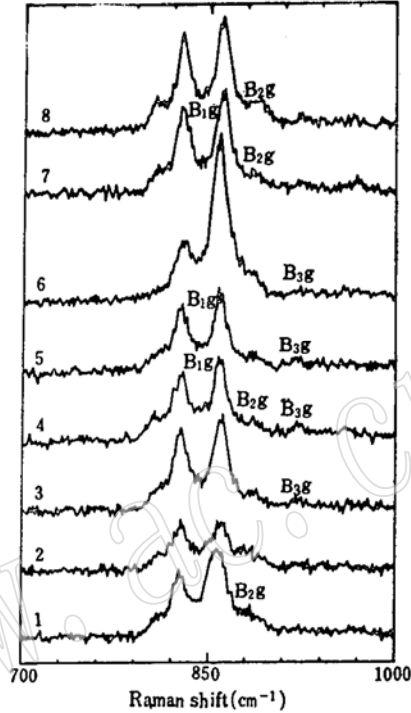


图 2 橄榄石晶粒上 9 个消光域的喇曼谱
Fig. 2. Raman spectra of 9 extinction zones in an olivine grain

为获得对图 2 的定量解释, 笔者将结合旋转台测量, 利用下式做一谱带强度变化的计算:

$$I^R \propto (\vec{E}e \cdot \alpha_{xyz}^R \cdot \vec{E}s)^2 \quad (2)$$

式中, I^R 是晶体第 R 种振动模式的喇曼谱带强度^[5], $\vec{E}e$ 为入射的激发电场矢量, $\vec{E}s$ 为收集的散射光电场矢量, α_{xyz}^R 是 R 模式的本征极化率张量 α_{xyz}^R 在谱仪坐标系 XYZ 中的表象, 它应当等于:

$$\alpha_{xyz}^R = \tilde{\Phi} \cdot \alpha_{xyz}^R \cdot \Phi \quad (3)$$

其中的变换矩阵 Φ 等于:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \cos\zeta \cos\eta \cos\xi - \sin\eta \sin\xi & \cos\zeta \sin\eta \cos\xi + \cos\eta \sin\xi & -\sin\zeta \cos\xi \\ -\cos\zeta \cos\eta \sin\xi - \sin\eta \cos\xi & -\cos\zeta \sin\eta \sin\xi + \cos\eta \cos\xi & \sin\zeta \sin\xi \\ -\sin\zeta \cos\eta & \sin\zeta \sin\eta & \cos\zeta \end{pmatrix}; \quad (4)$$

矩阵元由晶体晶轴在谱仪坐标系中的欧拉角 ζ , η , ξ 确定。所以, 橄榄石的 A_g 模式极化率在谱仪坐标系中的表象为:

$$\alpha_{xyz}^{A_g} = \tilde{\Phi} \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & c \end{pmatrix} \Phi$$

$$= \begin{pmatrix} a\Phi_{11}^2 + b\Phi_{21}^2 + c\Phi_{31}^2 & \text{sym.} & \text{sym.} \\ a\Phi_{11}\Phi_{12} + b\Phi_{22}\Phi_{21} + c\Phi_{32}\Phi_{31} & a\Phi_{12}^2 + b\Phi_{22}^2 + c\Phi_{32}^2 & \text{sym.} \\ a\Phi_{13}\Phi_{11} + b\Phi_{23}\Phi_{21} + c\Phi_{33}\Phi_{31} & a\Phi_{13}\Phi_{12} + b\Phi_{23}\Phi_{22} + c\Phi_{33}\Phi_{32} & a\Phi_{13}^2 + b\Phi_{23}^2 + c\Phi_{33}^2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

B_{1g} 模式的表象为:

$$\alpha_{xyz}^{B_{1g}} = \tilde{\Phi} \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Phi = d \begin{pmatrix} 2\Phi_{11}\Phi_{21} & \text{sym.} & \text{sym.} \\ \Phi_{11}\Phi_{22} + \Phi_{12}\Phi_{21} & 2\Phi_{12}\Phi_{22} & \text{sym.} \\ \Phi_{11}\Phi_{23} + \Phi_{13}\Phi_{21} & \Phi_{12}\Phi_{23} + \Phi_{22}2\Phi_{13} & 2\Phi_{13}\Phi_{23} \end{pmatrix} \quad (6)$$

B_{2g} 模式的表象为:

$$\alpha_{xyz}^{B_{2g}} = \tilde{\Phi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & e \\ 0 & 0 & 0 \\ e & 0 & 0 \end{pmatrix} \Phi = e \begin{pmatrix} 2\Phi_{31}\Phi_{11} & \text{sym.} & \text{sym.} \\ \Phi_{32}\Phi_{11} + \Phi_{12}\Phi_{31} & 2\Phi_{32}\Phi_{12} & \text{sym.} \\ \Phi_{33}\Phi_{11} + \Phi_{13}\Phi_{31} & \Phi_{33}\Phi_{12} + \Phi_{13}\Phi_{32} & 2\Phi_{33}\Phi_{13} \end{pmatrix} \quad (7)$$

B_{3g} 模式的表象为:

$$\alpha_{xyz}^{B_{3g}} = \tilde{\Phi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & f \\ 0 & f & 0 \end{pmatrix} \Phi = f \begin{pmatrix} 2\Phi_{31}\Phi_{21} & \text{sym.} & \text{sym.} \\ \Phi_{32}\Phi_{21} + \Phi_{22}\Phi_{31} & 2\Phi_{22}\Phi_{32} & \text{sym.} \\ \Phi_{33}\Phi_{21} + \Phi_{23}\Phi_{31} & \Phi_{33}\Phi_{22} + \Phi_{23}\Phi_{32} & 2\Phi_{33}\Phi_{23} \end{pmatrix} \quad (8)$$

因此,若能求得相应于实验条件的 $\vec{E}e$ 、 $\vec{E}s$ 和变换矩阵元 Φ_{ij} , 就可利用以上各式计算出各类谱带在不同消光域内可能的强度变化。

经实测发现,当入射激光的偏振角为 269° 时,喇曼谱仪显微物台上激光的电场矢量 $\vec{E}e$ 平行于 Y 轴;而当该角等于 179° 时, $\vec{E}e$ 平行于 X 轴。所以相应于图 2 实验中所使用的固定偏振角 288°, 入射激光的电场矢量应表达为:

$$\vec{E}e = Ee \begin{pmatrix} \sin 19^\circ \\ \cos 19^\circ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

此外,虽然在上述实验中未使用析偏片以限制进入光谱仪的散射光的偏振方向,但考虑到分束板的偏振效应^[6], 散射光的电场矢量应当近似表达为:

$$\vec{E}s = Es \begin{pmatrix} 1.38 \\ 1.00 \\ 0.00 \end{pmatrix} \quad (10)$$

为获得 Φ_{ij} , 笔者用旋转台测量了该橄榄石晶粒中各消光域的光轴角并计算求出变换矩阵 Φ 中的欧拉角(表 2)。 Φ_{ij} 因而可用式(4)直接计算求得,并进一步根据式(5)、(6)、

(7)、(8)获得 $\alpha_{xyz}^{A_{1g}}$, $\alpha_{xyz}^{B_{1g}}$, $\alpha_{xyz}^{B_{2g}}$ 和 $\alpha_{xyz}^{B_{3g}}$ 的部分分量。表 3 是利用式(2)计算的各项振动模式在不同消光域的相对散射强度的方根值 $(I^R)^{1/2}$ 。请注意表中数据是根据实际的实验条件用理论方法计算的相对强度结果,因此若它与实测结果(图 2)相符,即可证实前述关于橄榄石中不均匀消光特性来自晶轴扭转的假设。由于目前对此晶体的喇曼极化率张量中 a 、 b 、 c 、 d 、 e 、 f 系数的具体数值并不清楚,所以对称类不同的谱带(如 A_g 与 B_{1g})之相对强度是不可比的,而测自不同消光域的同类谱带(如 No. 1 的 B_{1g} 与 No. 7 的 B_{1g})之相对强度是可比的。表中的 * 号指出了在测自所有 9 个消光域的谱图中, B_{1g} 谱带

表 2 晶轴的方位角与变换矩阵的欧拉角
Table 2. Axial angles of different extinction zones and relative Euler angles in transformation matrix

消光域 No.	晶 轴 方 位 角				∅ 矩阵中欧拉角		
	γ_z	γ'_x	α_z	α'_x	ζ	η	ξ
1	52.5	34.2	126.3	89.2	52.5	124.2	47.8
2	58.5	25.6	128.2	86.0	58.5	115.6	43.1
3	59.0	23.5	126.0	87.7	59.0	113.5	41.0
4	63.5	18.0	127.0	85.2	63.5	108.0	38.7
5	60.0	22.0	126.0	87.2	60.0	112.0	40.2
6	57.5	25.5	122.0	92.0	57.5	115.5	41.2
7	46.5	39.2	122.2	92.0	46.5	129.2	50.5
8	54.4	31.5	124.0	92.8	54.4	121.5	40.8
9	55.2	26.5	120.0	92.3	55.2	116.5	40.6

应在 No. 4、No. 5 和 No. 7 中较明显； B_{3g} 谱带则可能在 No. 3、No. 4、No. 5、No. 6 中较明显，此两项结果与图 2 所示的实验结果基本相符。另外，表 3 指出 B_{2g} 谱带应在 No. 1、No. 4、No. 7 和 No. 8 中较明显，在图 2 中虽因该谱带位于 $(A_g + B_{1g})$ 强峰之峰翼上而使相对大小之比较受到一定影响，但基本仍与计算结果相符。 A_g 谱带的 a 、 b 、 c 系数相对大小不明，且有偶合作用之影响，故在此不做讨论。总之，这组测量和计算证实了正是由于在具有异常消光性质的橄榄石晶体中不同消光域之边界上发生了晶轴方向的突变，才导致对称性相异的喇曼谱带强度发生有规律的变化。

表 3 $(I^R)^{1/2}$ 的计算值
Table 3. Calculated values of band intensities $(I^R)^{1/2}$

消光域 No.	A_g			B_{1g}	B_{2g}	B_{3g}
	a	b	c	d	e	f
1	0.009	0.003	1.252	0.026	0.723*	0.310
2	0.128	0.001	1.096	0.005	0.116	0.505
3	0.137	0.004	1.173	0.019	0.034	0.526*
4	0.125	0.016	1.161	0.044*	0.342*	0.633*
5	0.138	0.007	1.103	0.029*	0.136	0.568*
6	0.131	0.003	1.102	0.005	0.039	0.527*
7	0.149	0.022	0.817	0.067*	0.886*	0.266
8	0.055	0.001	1.018	0.002	0.486*	0.350
9	0.128	0.003	0.994	0.018	0.073	0.474

* 代表该谱带强度较高，应在对相应消光域的喇曼谱测量中可见。

橄榄石晶体中亚晶粒的发育及透射电子显微镜观察的高温位错滑移系特征^[8]表明，它在上地幔高温 (>1000℃) 环境下曾发生位错蠕变。本项“原位”显微喇曼谱研究进一步揭示了这种特异橄榄石晶体还未能因上地幔的温度和应力场作用而发生明显的结构相变。

高温蠕变作用只诱发了晶格中大块晶格点阵的整体扭折,且后期的低温应变对晶体的异常消光性质并无影响。

2.2 辉石晶粒中的波状消光

对单斜透辉石的群论分析表明它有 57 种本征振动:

$$\Gamma_{\text{vib}} = 14 A_g(R) + 16 B_g(R) + 13 A_u(IR) + 14 B_u(IR) \quad (11)$$

其中的 30 种喇曼活动振动分属两大对称类 A_g 和 B_g , 它们的极化率张量的形式很不相同:

$$\alpha_{xyz}^{A_g} = \begin{pmatrix} a & 0 & d \\ 0 & b & 0 \\ d & 0 & c \end{pmatrix}; \quad \alpha_{xyz}^{B_g} = \begin{pmatrix} 0 & e & 0 \\ e & 0 & f \\ 0 & f & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

因此,通过简单的偏振测量就可将实验观测到的近 1020 cm^{-1} 、 670 cm^{-1} 和 356 cm^{-1} 处的谱带归属于 A_g 模式。将近 1120 cm^{-1} 、 1042 cm^{-1} 、 810 cm^{-1} 和 406 cm^{-1} 处的谱带归属于 B_g 模式。

具有波状消光性质的辉石晶粒的显微喇曼谱(图 3 a)表明它仍保持了辉石的基本结构,未发生相变^[7]。但它的光谱已与同一岩石薄片正常辉石晶粒的光谱(图 3 b)有了较大的不同,尤其是位于 1020 cm^{-1} 和 670 cm^{-1} 附近两个谱带表现出较明显的相对强度下降和半宽度增加。由于 1020 cm^{-1} 附近的谱带通常被指派为辉石中硅氧四面体所联接的单链上规则四面体内 $\text{Si}-\text{O}_{\text{nd}}$ 键的伸缩振动,而 670 cm^{-1} 附近的带则为链接硅氧四面体的 $\text{Si}-\text{O}_{\text{br}}-\text{Si}$ 键的伸缩振动^[9],因此,这两谱带性状的改变正说明了该辉石结构内链单元及其链接方式可能发生了变化。

为研究这种变化,笔者在固定的偏振条件下测量了某辉石晶粒上沿波状消光方向顺序选取的三个点(照片 1 b 中 a、b、c 点)上的显微喇曼谱,观察到了在 $950-1200 \text{ cm}^{-1}$ 和 $300-500 \text{ cm}^{-1}$ 区间内两组相邻的 A_g 、 B_g 谱带相对强度的规律性变化(图 4(1)、(2))。与对橄榄石的分析相类似,这种对称性不同的谱带的相对强度随测点改变的现象只能说明该辉石晶粒上不同位置的晶轴取向也不再一致了。但与之不同的是,辉石中晶轴方位的改变是连续性的,并只朝着一个方向,不存在突变点,因而也就没有明显的消光边界,仅呈“波状消光”性质。

根据对图 3、4 的以上分析可以做出进一步推断,是上地幔温压场的作用使辉石晶格中原先由规则的硅氧四面体构成的单链上发生了一系列在四面体链接点处的“方向一致而

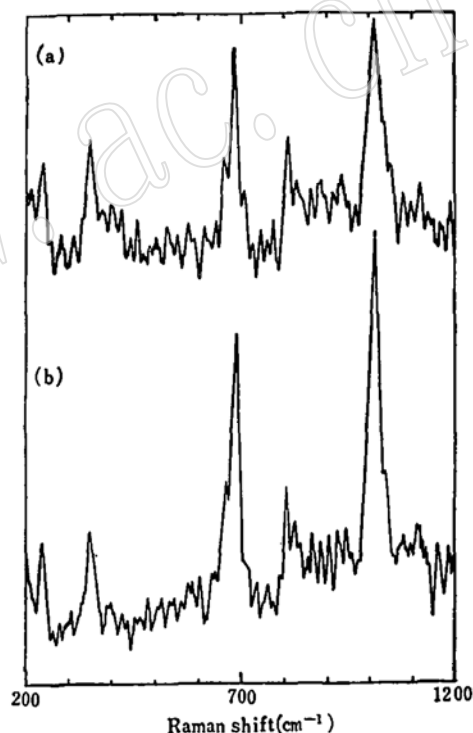


图 3 辉石晶粒的喇曼谱

a. 呈波状消光晶粒的谱; b. 正常晶粒的谱

Fig. 3. Raman spectra of pyroxene grains

a). spectrum of a grain exhibiting undulatory extinction; b). spectrum of a normal grain

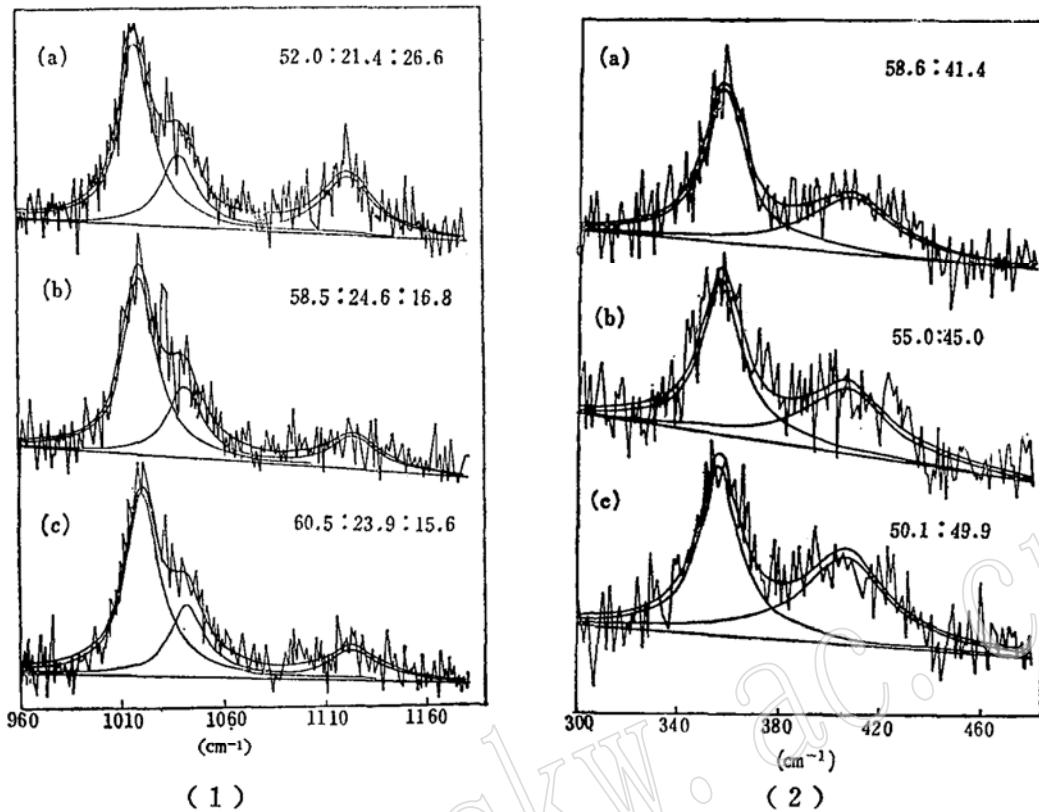


图4 辉石喇曼谱带的拟合结果

(1) 在 $950-1200\text{ cm}^{-1}$ 光谱区间; (2) 在 $300-500\text{ cm}^{-1}$ 光谱区间

Fig. 4. Fitting results of Raman bands of pyroxene

(1) in $300-500\text{ cm}^{-1}$ spectral region; (2) in $950-1200\text{ cm}^{-1}$ spectral region.

角度不等”的扭转。正因为晶格中所有单链上的扭转的方向都是一致的，才产生了使该晶粒的晶轴方向单向而连续改变的总体效应；而由在每个扭转点上四面体之间相对扭转角（也即 $\text{Si}-\text{O}_{\text{br}}-\text{Si}$ 键之键角）的差异所导致的该键伸缩振动频率之差异，又会使它的谱带（位于 670 cm^{-1} 附近）出现宽度增加和强度下降的性状；此外，由这些程度不同的扭转和周围阳离子场的综合还可能轻微地改变硅氧四面体本身的构型，因而影响了它的 $\text{Si}-\text{O}_{\text{nb}}$ 谱带（位于 1020 cm^{-1} 附近）。

必须指出的是，虽然图3a中近 1020 cm^{-1} 和近 670 cm^{-1} 的谱带性状有所改变，但仍是相当明显的强带，由此可断定其结构中单链的主要构成单元仍是规则相接的规则硅氧四面体。也就是说单链上扭折点的出现频率小于辉石单胞的重复频率。所以笔者认为，这种辉石晶粒中的晶轴方位的改变，是在准晶胞水平上的渐变。

3 结论

对取自河北汉诺坝的二辉橄榄岩捕虏体中的幔源矿物晶体异常消光现象的显微喇曼谱研究揭示了：

(1) 捕虏体所经历的上地幔高温蠕变作用 ($>1000^\circ\text{C}$) 对于橄榄石及辉石主要感应了晶体内微区晶轴取向的变化，还未能产生明显的结构相变。

(2) 常见的有明显边界的不均匀消光及波状消光现象，本质上都是上述晶轴扭转的

反映,只是变化单位的大小不同,前者是以近微米大小的亚晶粒为单位的突变,后者是在准晶胞水平上的渐变。

(3) 相同的地幔温压场在晶体中所能感生的晶轴扭转的类型主要依赖于晶体本身的结构特性。例如:橄榄石的晶格是以氧原子的六方紧密堆积为基础构成的,硅、镁、铁等金属阳离子占据其中部分四面体和八面体空隙(图 5 a),而辉石的晶格是由沿 c 轴延伸的硅氧四面体单链及与之相连的阳离子八面体链为基础构成的(图 5 b),在四面体链上某些氧原子的轻微位移即会造成不同程度的链扭转^[10]。因此,从晶体结构的角度来看,橄榄石晶格的强度要比辉石的更大些。所以,在相同的上地幔高温蠕变作用下,辉石晶体的应变转为强烈,容易产生准晶胞水平的晶轴连续变化——具波状消光特征;而在橄榄石晶格内,积蓄的应力只能转化为大块晶格点阵(含上千个单胞)的整体扭折,因而出现明显的以位错排^[8]为边界的非均匀消光现象。

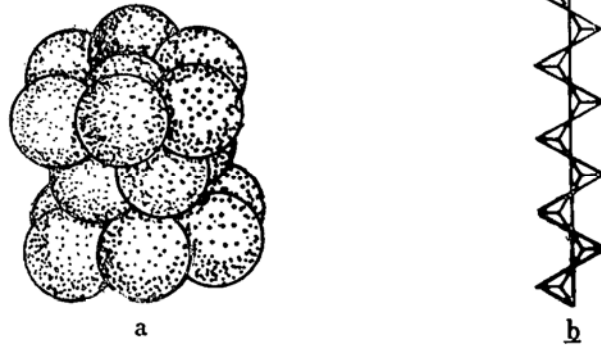


图 5 橄榄石与辉石的基本结构元

a. 橄榄石中的氧原子六方紧密堆积; b. 辉石中的硅氧四面体链

Fig. 5. Structural units of olivine and pyroxene

a) hexagonal close packing of oxygen in olivine; b) silicon-oxygen tetrahedral chain in pyroxene

陈方远, 曲保和同志曾对本项研究提出过许多有价值的建议, 并承担了部分实验工作, 特在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Smyth J R, & Bish D. L. Crystal Structures and Cation Sites of the Rock-forming Minerals. Allen & Unwin, Inc. 1988.
- 2 Paques-Ledent M. T. & Tarte P. Vibrational studies of Olivine-type Compounds—1. the IR and Raman Spectra of the Isotopic Species of Mg_2SiO_4 . Spectrochimica Acta, 1973, 29A: 1007—1016.
- 3 Iishi K. Lattice Dynamics of Forsterite. American Mineralogists, 1978, 63: 1198—1208.
- 4 Turrell G., Infrared and Raman Spectra of Crystals. Academic Press. London and New York. 1972.
- 5 Turrell G., Analysis of Polarization measurements in Raman Microspectroscopy. J. Raman Spectroscopy, 1984, 15: 103—108.
- 6 Bremard C, Dhamelincourt P, Laureyns J. and Turrell G. The Effect of High-numerical-aperture Objectives on Polarization Measurements in Micro-Raman Spectrometry. Applied Spectroscopy, 1985, 39: 1036—1039.
- 7 Lin-Gen Liu & Bassett W. A., «Elements, Oxides, Silicates, High-pressure phase with Implications for the Earth's Interior» Oxford University Press, Inc. 1986.
- 8 周梅馨, 许志琴, 陈方远. 大陆裂谷区幔源矿物橄榄石在不同应变阶段的位错构造及位错滑移系的研究. 岩石矿物学杂志, 1990, 9(1): 47—53.
- 9 徐培苍, 张晓云, 李恩林. 不同岩体中四种辉石结构相的矿物物理特征及其地质意义. 中国地质科学院西安地质矿产研究所所刊, 1988, 24(1): 1—28.

10 王 濮, 潘兆楷, 翁玲宝. 系统矿物学 (中册). 北京: 地质出版社, 1984.

Micro-Raman Spectroscopic Study of the Heterogeneous Extinction Phenomena in Some Mantle-Derived Crystals

Wang Alian

(Institute of Mineral Deposits, Chinese Academy of Geological Sciences, Beijing 100037)

Yu Jianyuan

(Department of Chemistry, Qinghua University, Beijing 100084)

Xu Zhiqin

(Institute of Geology, Chinese Academy of Geological Sciences, Beijing 100037)

Guo Lihe

(Institute of Mineral Deposits, Chinese Academy of Geological Sciences, Beijing 100037)

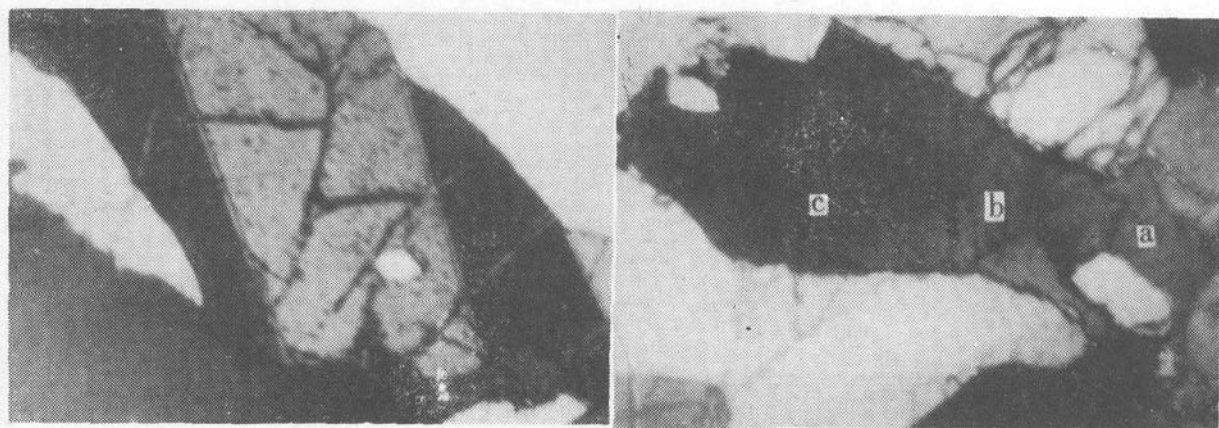
Key words: Micro-Raman spectrum; heterogeneous extinction in mantle-derived crystal

Abstract

Two types of heterogeneous extinction phenomena are observed in the olivine and pyroxene crystals of a mantle-derived lherzolite xenolith from Hannuoba, Hebei Province. The laser Raman microprobe analysis indicates that, in olivine exhibiting a heterogeneous extinction character with obvious boundary, the Raman bands belonging to different symmetric species appear regularly in the spectra in different extinction zones. It is proved that there exists a sudden torsion of crystal axes along the boundary between the extinction zones. In pyroxene displaying an undulatory extinction character, the relative intensities of the Raman bands measured from neighboring points show a gradual change. It is demonstrated that the torsion of crystal axes in pyroxene lattice takes place progressively.

Three deductions could be drawn from the experiments:

1. High-temperature ($>1000^{\circ}\text{C}$) creep strain in the upper mantle could not result in phase transition in these olivine and pyroxene crystals.
2. The two heterogeneous extinction phenomena are all torsions of crystal axes in essence, but the torsion units are different in size. In olivine, the size is in micrometer with thousands of unit cells included. In pyroxene, it is in sub-unit cell level.
3. Under the same pressure-temperature conditions, the type of the torsion of crystal axes occurring in a crystal lattice mainly depends on the structural character of the crystal itself.



(1) (2)
照片 1 二辉橄榄岩幔源捕虏体中某些晶体内的非均匀消光现象
(1) 橄榄石晶粒中呈明显边界的非均匀消光；
(2) 辉石晶粒的波状消光

www.yskw.ac.cn