

40—60 GPa 冲击加载下蓝宝石发光机理研究*

张宁超 刘福生[†] 彭小娟 陈源福 王军国 张明建 薛学东

(西南交通大学高压科学与技术实验室, 成都 610031)

(2012 年 4 月 1 日收到; 2012 年 6 月 12 日收到修改稿)

利用轻气炮平面波加载技术结合多通道辐射高温计技术以及瞬态光谱技术, 在 40—60 GPa 压力区间同时获得了蓝宝石冲击发光的时间分辨光谱和连续波长分布光谱. 结果表明, 在该压缩区间蓝宝石发光光谱的波长分布具有普朗克灰体分布特征, 是一种典型的热辐射现象. 辐射色温与该压力区间蓝宝石熔化温度接近, 支持剪切带发光观点, 认为剪切带的形成可能与蓝宝石单晶的位错和缺陷有关. 对冲击压缩蓝宝石的剪切带发光温度接近熔化温度的观点, 用一维塑性流的热方程给出了合理的解释.

关键词: 蓝宝石, 冲击发光, 剪切带, 温度

PACS: 65.20.-p, 78.40.D-, 65.40.-b

1 引言

由于蓝宝石具有独特的力学和光学性质, 它在科学研究尤其是高压科学研究领域具有重要意义. 在静高压实验中, 经掺杂后的蓝宝石 (0.1% Cr, 又称红宝石) 是一种重要的荧光压标计, 而且 *c* 切的蓝宝石单晶可以用作透明压砧材料^[1,2]; 在冲击动高压实验中, 它是动态光谱测量以及冲击温度测量时选用的重要光学窗口材料之一^[3-5]. 因此蓝宝石在高压下的光学透明性研究一直受到广泛关注.

蓝宝石作为高压下重要的测温窗口材料之一, 它在冲击诱导下的发光特性研究显的尤为重要. 自从 Barker 等^[6] 发现蓝宝石窗口在高于 Hugoniot elastic limit (HEL) 时其 VISAR 信号出现异常以来, 人们对蓝宝石作为冲击高压测温窗口所必须具备的光学透明性提出了质疑. Fat'yanov 等^[7] 用蓝宝石飞片与样品发生对称碰撞, 利用光透射的实验技术观测到蓝宝石透射率在 19 GPa 冲击压力下有明显下降. 在早期, Yoo 等^[8] 在研究镀铝膜蓝宝石冲击辐射分辨光谱时, 将后期辐射强度上升区段归结为蓝宝石的发光效应. Kondo 等^[9] 通过实验观测在 10—85 GPa 压力范围内获得蓝宝石的冲击辐

射特性, 由冲击蓝宝石粉末与块体实验结果的可比拟性认为在该压缩区间蓝宝石的发光是一种摩擦发光, 冲击诱导发光的平均色温在 5000 K 左右, 该温度远高于相应压力下蓝宝石熔化温度值. 但是从他们实验所获得瞬态光谱分布特征分析, 不论是冲击蓝宝石粉末还是块体都有明显的普朗克灰体的热辐射特征, 所以对 Kondo 提出冲击压缩下蓝宝石非热平衡辐射的摩擦发光机理有待进一步研究. Sebban 等^[10] 利用高温计测量技术在蓝宝石样品和窗口之间填充一种具有流动性胶水, 实验观测到随着冲击波在蓝宝石中传播距离的增加其发光辐射强度随时间呈线性增强. 由于这种增强不能解释为界面温度的热弛豫, 所以他们把这种现象归结为蓝宝石窗口本身的发光效应. 在 30 GPa 冲击压力下对光谱辐亮度进行灰体拟合, 他们给出的辐射等效温度为 4000 K, 接近于该压力下蓝宝石的熔化温度. Hare 等^[11] 在 12—45 GPa 区间研究发现蓝宝石冲击发光特性有明显的晶向效应: *r* 取向发光最弱, *a* 取向发光最强. 他们支持蓝宝石冲击作用下剪切带热辐射发光机理并且利用物理模型描述了冲击加载过程中剪切带形成过程, 指出剪切带温度应该解释为蓝宝石熔化温度, 但对实验中获得辐射温度明显高于熔化线没有给出解释. 最近, Kanel

* 国家自然科学基金 (批准号:10874141, 10974160) 和中央高校基金 (批准号: SWJTU112T23) 资助的课题.

[†] E-mail: fusheng.J@sohu.com

等^[12]进一步系统地研究了冲击压缩下不同晶向蓝宝石的动态效应,认为由于单晶中不同取向位错形成局部剪切失效是蓝宝石塑性变形的微观机理. Kwiatkowski 和 Gupta^[13]在 450—650 nm 范围内通过对蓝宝石冲击连续光谱的研究发现短波处明显低而偏离灰体模型特征谱,认为蓝宝石在冲击压缩下产生损伤缺陷,并在非弹性变形区提出了冲击消光的光散射本质,但这种损伤是形成局域热点还是剪切带也没有明确指出.

尽管人们对蓝宝石在高压下光学透明性方面已开展过大量的实验和理论研究,但在数十万大气压力区有关蓝宝石的冲击发光性质的认识仍然存在分歧,同时冲击发光色温的测量数据存在相当大的分散性. 通过实验我们注意到,导致光学测量数据分散的关键因素是杂散光干扰和界面接触控制. 同时,无论是涉及发光机理的讨论还是解决辐射温度的测量问题都依赖于人们对蓝宝石的冲击发光光谱的规律性认识. 在早期工作中,人们所借助的主要实验手段是气炮平面波加载技术和多通道辐射高温计技术. 辐射高温计的优点是在多个分立的通道波长处获得辐亮度随时间变化信息,但它的波长分辨能力差,因此有关蓝宝石冲击发光光谱是否具有辐射测温理论所要求的普朗克函数分布形态一直是人们争论的焦点之一.

针对以上问题,本文在改进样靶装配方式的基础上利用二级轻气炮加载技术,结合多通道辐射高温计技术,并建立起冲击发光瞬态光谱的测量技术,在 40—60 GPa 冲击压力区比较系统地研究了蓝宝石冲击发光光谱的波长分布和时间分布特性.

2 实验原理与方法

针对蓝宝石这类透明窗口材料,冲击发光信号可以透过冲击波阵面前方未被压缩的透明层,并用光纤收集导入辐射高温计和瞬态光谱测量系统,同时获得冲击发光光谱的时间分辨信息和辐亮度随波长分布信息. 如果我们控制好基板/窗口界面接触情况并消除杂散光的影响,再借助 Boslough 模型^[14]合理扣除界面发光贡献,最终可以获得蓝宝石窗口的真实发光光谱特性. 为此我们在样靶装配方面作了以下几点改进: 1) 选用冲击辐射相对较弱的无氧铜作为基板材料; 2) 对铜基板与蓝宝石窗口接触的表面进行过精密抛光处理,对表面的平整度和光洁度提出更高要求,再借助螺杆顶压与均匀气压技术相结合尽量消除接触界面处空气间隙以接近“理想接触”条件; 3) 在杂散光的屏蔽方面,我们限制了光纤接收范围并对蓝宝石侧面以及周围的靶腔壁进行涂黑处理.

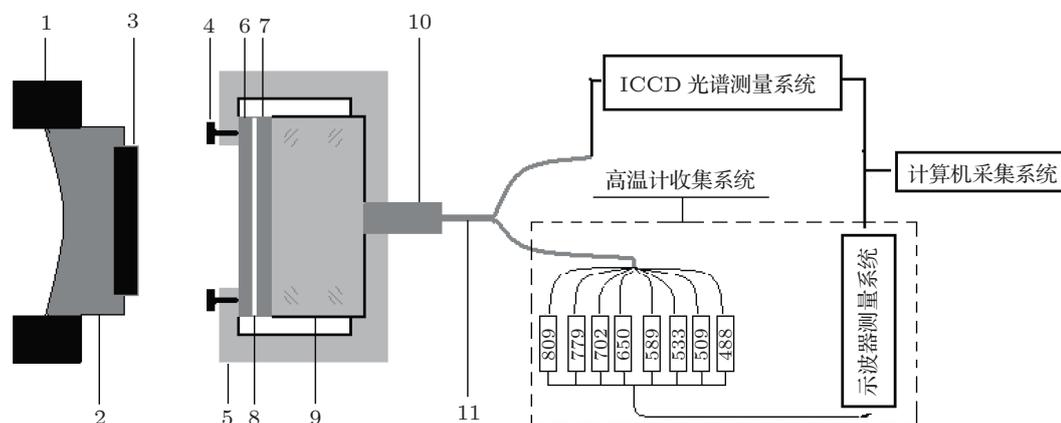


图 1 冲击加载和蓝宝石冲击发光光谱测量系统示意图 (1. 发射炮管; 2. 弹托; 3. 铜飞片; 4. 顶压螺杆; 5. 铝腔体; 6. 铜组合基板; 8. 充气间隙; 9. 蓝宝石样品; 10. 光纤头; 11. 光纤束)

如图 1 所示为冲击加载和冲击发光光谱测量方法示意图. 载有无氧铜飞片的弹丸由二级轻气炮发射,速度由一种电磁感应技术测量^[15]. 利用飞片与无氧铜基板发生对称碰撞,在基板中产生的冲击波将依次透过基板进入蓝宝石样品. 冲击波的加载压力由飞片速度测量值再结合阻抗匹配法^[16]计算给出,材料相关 Hugoniot 参数如表 1 所示. 来自蓝

宝石窗口的发光信号被光纤束接收,随后分别导入多通道辐射高温计和 ICCD 瞬态光谱仪. 测量数据由计算机自动采集记录. 在每次实验前要用 WBr 灯作为标准光源分别对高温计和瞬态光谱仪进行现场标定,根据标定结果用最小二乘法^[17]对不同波长上观察到的光谱辐亮度拟合成 Plank 灰体谱,就可以得到窗口的辐射温度.

表 1 相关材料 Hugoniot 参数

材料	$\rho_0/\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	$C_0/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	λ	γ_0
Cu ^[18]	8.930	3.933	1.5	1.96
Al ₂ O ₃ ^[19]	3.989	8.729	1.0	1.30

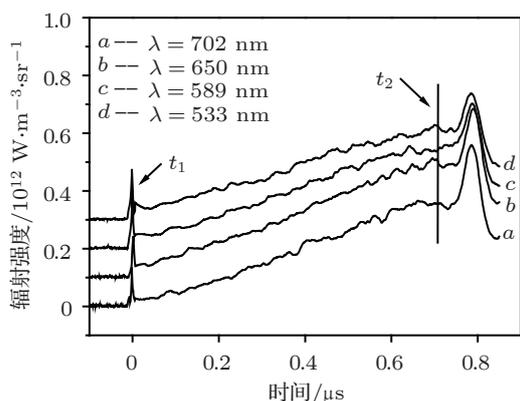


图 2 在 41 GPa 冲击压力下蓝宝石发光历史曲线 (注: 为了区分每个通道发光特征, 图中对通道 650 nm, 589 nm, 533 nm 依次上移了 0.1, 0.2, 0.3 个单位)

3 实验结果与讨论

图 2 和图 3 分别给出了冲击压力为 41 GPa 时蓝宝石发光光谱的高温计以及瞬态光谱系统所记录的实验信号. 图 2 为高温计记录波长分别为 702 nm, 650 nm, 589 nm 和 533 nm 四个通道光谱辐亮度随时间的变化历史典型信号, 图中 t_1 和 t_2 分别表示冲击波进出蓝宝石时刻. 在图 2 中, 当冲击波进入窗口时, 辐射信号出现一个较低幅度的起跳尖峰, 其脉冲宽度小于 10 ns. 根据“界面高温层”的模型^[20], 如此窄的辐射尖峰是由残留在铜/蓝宝石界面间隙处的稀薄空气冲击闪光所致. 在所有高温计测量结果中蓝宝石辐亮度历史曲线具有随时间线性增强特征, 甚至在某些波长处辐亮度曲线后期上翘而呈微凹型, 这与 Kondo 小组^[9]的结果相似. 我们认为后期凹型曲线应该是由蓝宝石窗口边侧杂散光进入光纤接受范围所造成的干扰. 当冲击波到达基板/窗口界面处时, 整个界面处微小间隙立即闭合, 在光谱辐亮度信号上出现一个起跳尖峰正是该间隙闭合的标志. 随后不同波长的辐亮度随时间变化而上升, 而且都呈现线性特征. 这种没有出现明显拐折的线性增长曲线更进一步澄清了人们对界面温度是否弛豫的争论. 由于铜基板在该压力下冲击温度低且表面发射率小^[21], 因此铜表面冲

击辐射不足以影响后期蓝宝石的冲击发光测量结果. 由此我们做出结论, 在冲击加载过程中蓝宝石发光强度随时间变化而线性增强特征是其被压缩体积或厚度线性增大的结果, 反映出辐射贡献来自蓝宝石的体积累积效应. 这种辐射强度变化趋势能用 Boslough 模型^[14]给出合理解释. 由于常压下蓝宝石在 0.25—4 μm 的波长范围内其光学透明性接近 100%^[22], 本实验中所观察到的线性特征对应该模型中被压缩层吸收系数较小而未压缩层全透明情形. 同时也证明该压力下蓝宝石的光透明性已发生变化, 出现了弱发光效应.

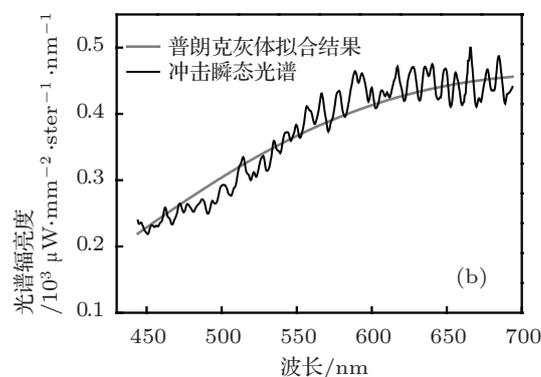
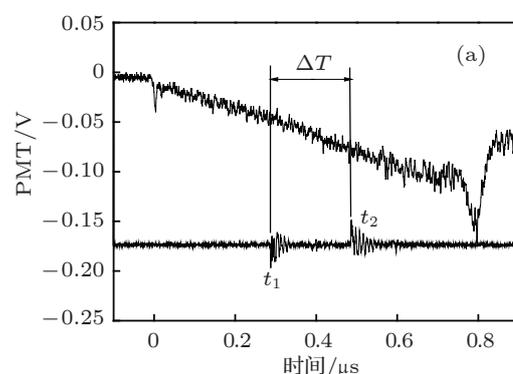


图 3 在 41 GPa 冲击压力下蓝宝石瞬态光谱 (a) 蓝宝石瞬态光谱采样时间监测信号 (上方曲线是高温计记录发光历史, 下方曲线代表发光历史 ICCD 采样时间监测记录, ΔT 为 ICCD 曝光时间); (b) 为在 ΔT 曝光时间内俘获蓝宝石冲击发光瞬态光谱

图 3 为瞬态光谱仪给出的光谱测量结果. 曝光时间设定在冲击波进入窗口后 300—500 ns 期间, ICCD 快门宽度为 200 ns. 该时间由瞬态光谱系统的延时控制, 由示波器所监测的时序控制信号如图 3(a) 所示: 在 t_1 — t_2 期间光谱仪系统俘获蓝宝石的瞬态发光光谱. 在 450—700 nm 波长范围内, 光谱辐亮度随波长分布与普朗克灰体辐射模型非常接近. 在短波处略低于普朗克分布的现象归结为冲击压缩下蓝宝石内部微弱的散射效应^[13], 但该现

象并不影响蓝宝石冲击发光瞬态光谱特征. 光谱仪的测量结果表明蓝宝石发光是一种典型的热辐射, 其辐射区域尺度可以跟可见光波长相比拟.

图 4 是对冲击波进入蓝宝石样品后第 400 ns 处多通道高温计记录的光谱辐亮度的灰体拟合结果. 从图中可以看出辐亮度分布非常接近普朗克灰体分布. 根据实验前标定的标准 WBr 灯对瞬态光谱和高温计进行灰体拟合. 瞬态光谱拟合结果如图 3(b), 误差在 3% 以内, 拟合温度为 3971 K. 高温计记录信号的拟合结果如图 4, 辐射色温和等效发射率分别为 4095 K 和 0.07. 瞬态光谱仪以及多通道辐射高温计对蓝宝石发光的测量结果都支持了蓝宝石的发光是一种典型的灰体辐射, 进一步支持了蓝宝石发光为热辐射的观点. 在 41 GPa 冲击压力下二者拟合误差都在 5% 以内, 而且拟合的温度基本一致, 这说明测试系统具有较高的精密性和稳定性. 利用该实验系统和改进的测量技术, 我们在 40—60 GPa 之间获得了其他几个压力下蓝宝石的辐射光谱以及普朗克灰体分布的拟合结果, 并且得到不同压力下蓝宝石的平均辐射色温如表 2 所示.

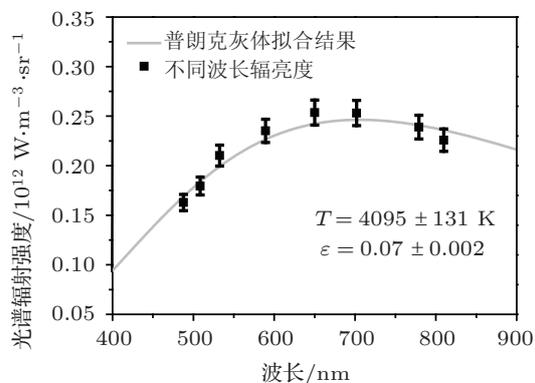


图 4 在 41 GPa 冲击压力蓝宝石发光灰体拟合 ($t = 400$ ns 时刻)

在 41 GPa 压力下实验测得蓝宝石平均辐射色温为 3971 K, 与蓝宝石在该压力下熔化温度基本一致. 图 5 中, 我们同时列出了本文工作在 40—

60 GPa 压缩区间获得的蓝宝石冲击发光温度值、根据 Wang 等^[23] 计算的蓝宝石高压熔化线的拟合的结果、Shen 等^[24] 报道的静高压熔化温度数据、Hare 等^[11] 报道不同晶向蓝宝石冲击温度以及 Kondo 小组^[9] 报道的蓝宝石冲击温度数据. 通过比较我们发现, 在低于 100 GPa 压力区间, Kondo 小组以及 Hare 等获得蓝宝石冲击辐射温度数据比较分散, 而且有些明显高于熔化线. 其中 Kondo 小组在 20 GPa 冲击蓝宝石粉末的温度达到将近 6000 K, 比他们在较高压力下冲击蓝宝石块体的温度高出许多. 所以他们把蓝宝石发光都归为由冲击粉末而获得摩擦发光的机理有待澄清. Hare 等在 20 GPa 左右温度结果明显低于 Kondo 小组的结果, 而且澄清了蓝宝石发光来自于绝热剪切带的热辐射, 其表观辐射温度应该对应蓝宝石的熔化温度. 但是在 40—50 GPa 压力范围他们获温度值没有随压力升高明显上升, 而且温度都高于蓝宝石熔化线的计算结果. 与上述结果比较, 我们实验获得蓝宝石在该压缩区间的辐射温度基本分布在熔化线上, 这也进一步支持了蓝宝石冲击发光来自于绝热剪切带的观点, 剪切带的温度就是其熔化温度. 根据蓝宝石单晶目前的制备工艺, 晶体生长过程中位错和缺陷的产生是难免的, 它们主要存在于相互结合键较弱的分子或原子间, 而且处于能量较高的不稳定的非平衡状态^[25]. 在蓝宝石冲击回收实验中, Wang 和 Mikkola^[26] 发现冲击压缩下蓝宝石单晶的塑性变形主要发生于位错和缺陷区域. 蓝宝石单晶中位错和缺陷非均匀地存在于蓝宝石内部, 虽然在常温常压下它们并不会影响蓝宝石的透光性, 但在冲击压缩过程中位错和缺陷在微观或细观尺度会形成一系列剧烈形变区. 随着这些形变的不断形成与移动, 在宏观上就会表现为沿着剪应力方向出现大大小小的滑移面. 滑移面的形成会使附近的剪应力得到释放引起局部温度急剧上升从而形成了绝热剪切带. 蓝宝石中随着冲击压缩厚度的增加, 剪切带也不断的增多甚至扩大.

表 2 实验冲击压力和温度拟合结果

实验编号	飞片速度 $W/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	样品冲击压力 P/GPa	高温计拟合温度 T_p/K	光谱仪拟合温度 T_l/K
Shot 1	1.95	41	4095±131	3971±54
Shot 2	2.20	48	4290±150	4223±42
Shot 3	2.50	59	4910±147	4907±58

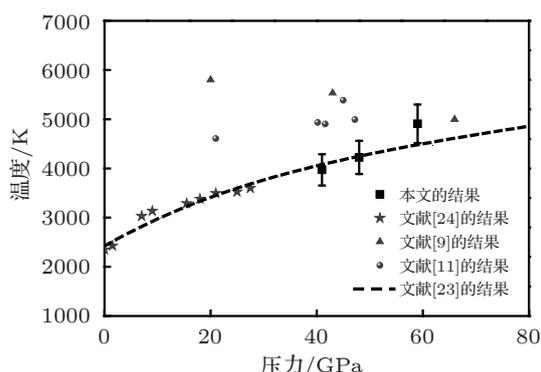


图5 在40—60 GPa压缩区间蓝宝石冲击发光色温与高压熔化线比较

对于蓝宝石在冲击压缩过程中形成绝热剪切带的表观温度, 本文将用一维塑性流的热方程给予解释. 冲击波产生的剪应变是纳秒量级时间内完成. 在剧烈形变区(即绝热剪切带)内, 塑性功大部分转化为热能引起局部温度急剧上升. 为了理解剪应变期间剪切带的形成, 一维方程可以描述其升温特征. 假定蓝宝石在位错处随温度线性软化, 且所有塑性功全部转化为热, 塑性流的热方程可以简单写为 [27]

$$\rho c \frac{dT}{dt} = k \frac{d^2T}{dx^2} + s\dot{\gamma}, \quad (1)$$

$$s = K(\gamma, \dot{\gamma})(1 - \alpha T). \quad (2)$$

方程(1)是能量平衡方程, 其中 $T, s, \dot{\gamma}, \gamma$ 分别代表温度、流体应力、剪应变率和剪应变, ρ, c, k 代表密度、比热、热传导系数. 方程(2)描述流体的热黏塑性. 其中, $K(\gamma, \dot{\gamma})$ 代表流体应力的做功硬化和应变率硬化效应, α 表示热软化效应, 如果假设熔化发生时蓝宝石失去抗剪性, 它的取值是 $1/T_m$. 如果只关心剪切带中心部位的温度变化情况, 方程(1)和(2)的形式解为

$$T(t) = T_H e^{-\frac{1}{\rho c T_m} \int_0^t K(\gamma, \dot{\gamma}) \dot{\gamma} d\tau}$$

$$+ T_m \left(1 - e^{-\frac{1}{\rho c T_m} \int_0^t K(\gamma, \dot{\gamma}) \dot{\gamma} d\tau} \right) + \frac{k}{\rho c} \int_0^t \left(\frac{d^2T}{dx^2} \right) e^{-\frac{1}{\rho c T_m} \int_\tau^t K(\gamma, \dot{\gamma}) \dot{\gamma} d\varsigma} d\tau. \quad (3)$$

如果不考虑剪切带形成期间热传导, 而流体中应力用 Hugoniot 强度极限值 σ_H 近似替代, 则(3)式可进一步简化

$$T(\tau) = T_H e^{-\frac{\sigma_H \gamma}{\rho c T_m}} + T_m \left(1 - e^{-\frac{\sigma_H \gamma}{\rho c T_m}} \right). \quad (4)$$

从(4)式看出, 剪切带温度与塑性功 ($\sigma_H \gamma$) 比较敏感. 在冲击压缩时, 如果局部发生应变, 则该大形变区域温度必然比周边小形变区高很多, 且它的最大值是熔化温度. 对于蓝宝石这样 Hugoniot 强度极限值很高的材料, 剪切带温度非常容易达到其极大值.

4 结论

在消除杂散光, 改进样靶装配方式的基础上利用二级轻气炮加载技术、结合多通道辐射高温计技术和瞬态光谱的测量技术, 研究了蓝宝石在数十 GPa 冲击压力下的辐射特性. 获得了几乎没有金属和界面贡献的蓝宝石发光历史, 发光强度表现出随时间变化的体积积累效应. 连续瞬态光谱的波长分布特征表明蓝宝石的发光是一种典型的热辐射, 而且辐射温度接近相应压力下的熔化温度从而进一步支持了绝热剪切带热辐射的观点. 对于冲击压缩过程中形成绝热剪切带的表观温度, 用一维塑性流的热方程给出了合理的解释. 本文的结论对其他透明窗口材料发光特性和机理有一定的指导意义, 同时也提供了一套稳定性和精密性较高的实验方法.

[1] Kobayashi T, Sekine T, Li X, Yamashita Y 2004 *Phys. Rev. B* **69** 541081
 [2] Gaudry E, Kiratisin A, Saintcivit P H, Brouder C H, Mauri F 2003 *Phys. Rev. B* **67** 094108
 [3] Hao G Y, Liu F S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 2619142
 [4] Jones S C, Vaughan B A M, Gupta Y M 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 4990
 [5] Jones S C, Robinson M C, Gupta Y M 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 1023
 [6] Barker L M, Hollenbach R E 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 4208

[7] Fat'yanov O V, Webb R L, Gupta Y M 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 123529
 [8] Holmes N.C, Yoo C S, See E 1992 *Elsevier Science*, New York, p733
 [9] Kondo K 1994 *Shock Compression of Condensed Matter* (1993). Colorado: Springs Co 1994 p1555
 [10] Partouche-Senbban D, Pélissier J L, Anderson W W, Hixson R S 2005 *Phys. B* **364** 1
 [11] Hare D E, Holmes N.C. 2002 *Phys. Rev. B* **66** 014108
 [12] Kanel G I, Nellis W J, Savinykh A S 2009 *J. Appl. Phys.* **106**

- 043524
- [13] Kwiatkowski C S, Gupta Y M 2000 *Shock Compression of Condensed Matter* (1999) (New York: Elsevier Science Publishers) p641
- [14] Boslough Mark B 1985 *Appl. Phys. Lett.* **58** 3394
- [15] Shi S C, Chen P S, Huang Y 1991 *Chin.J.High Press.Phys.* **5** 205 (In Chinese) [施尚春, 陈攀森, 黄跃 1991 高压物理学报 **5** 205]
- [16] Jing F Q 1999 *Introduction to Experimental Equation of State* (Beijing: Science Press) p204 (in Chinese) [经福谦 1999 (北京科学出版社) 第 204 页]
- [17] Tan H 1994 *Chin. J. High Press. Phys.* **4** 254 (In Chinese) [谭华 1994 高压物理学报 **4** 254]
- [18] Tan H 2000 *Chin. J. High Press. Phys.* **2** 81 (In Chinese) [谭华 2000 高压物理学报 **2** 81]
- [19] Nellis W J, Mitchell A C 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 3363
- [20] Tan H, Ahrens T J 1990 *High Pres. Res.* **2** 159
- [21] Window B, Harding G 1981 *J. Opt. Soc. Am.* **71** 354
- [22] Billings B H 1972 *American Institute of Physics Handbook* 3rd. (New York) p6
- [23] Wang Z W, Mao H H 2000 *J. Alloys. Compd.* **299** 287
- [24] Shen G, Lazor P 1995 *J. Geophys. Res.* **100** 17699
- [25] Kurluv V N, Epelbaum B M 1998 *J. Crystal. Growth.* **187** 107
- [26] Wang Y, Mikkola D E 1991 *Mater. Sci. Eng.* **148** 25
- [27] Liu L F, Dai L H, Bai Y L, Ke F J 2008 *Sci. Chin.* **5** 500 (In Chinese) [刘龙飞, 戴兰宏, 白以龙, 柯孚久 2008 中国科学 **5** 500]

Light emission mechanism of sapphire under shock loading from 40 to 60 GPa*

Zhang Ning-Chao Liu Fu-Sheng[†] Peng Xiao-Juan Chen Yuan-Fu
Wang Jun-Guo Zhang Ming-Jian Xue Xue-Dong

(Laboratory of High Pressure Physics, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

(Received 1 April 2012; revised manuscript received 12 June 2012)

Abstract

The spontaneous spectroscopic and radiation pyrometer techniques are combined together to study the light emission of shocked sapphire and its time dependence under a compression of 41—87 GPa. The results are confirmed that the shock induced light emission from sapphire can be attributed to the thermal radiation from the shear bands because of partial dislocation damage. The spectral distribution matches well with the equilibrium thermal radiation of Planck grey-body feature. The fact that of the radiation color temperature is close to the corresponding melting temperature can be explained reasonably by the thermal equations of the plastic flow.

Keywords: sapphire, shock-induced light emission, shear band, temperature

PACS: 65.20.-p, 78.40.D-, 65.40.-b

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos.10874141, 10974160), and the Foundation of Center Universities (Grant No. SWJTU112T23).

[†] E-mail: fusheng.l@sohu.com