

## 在强激光辐射作用下红宝石和白兰宝石晶体的破坏

提要: 本文研究了在 Q 调制红宝石激光器辐射的作用下, 红宝石和白兰宝石的破坏。确定了红宝石晶体对于强激光作用的坚固性和存在于它们光谱中的补充吸收带的关系。也证明了离子  $\text{Cr}^{3+}$  的多光子电离及塔姆-布里渊受激散射对破坏不起作用。

不久前发表的一系列文章<sup>[1~5]</sup>都谈到了透明介质在强激光辐射作用下的破坏情况。这种破坏产生于工作在调 Q 状态下的激光激活介质(如红宝石、钕玻璃)中。文献 1, 3 中研究了玻璃的破坏机理, 文献 4 研究了红宝石晶体的破坏机理, 但到目前为止, 关于宝石晶体破坏的机理问题还远远没有解译清楚。

本文谈的是在调 Q 聚焦激光辐射作用下红宝石和白兰宝石的破坏问题。在输出能量为 1 焦耳时振荡功率为 30 兆瓦。在透镜( $f=5$  厘米)的焦点处观察到白兰宝石的破坏, 破坏点的形状是尺寸为 1 毫米的球孔。如果采用焦距为 15 厘米的透镜, 破坏就只发生在晶体的后表面上, 破坏点的形状是一个不大的弧坑。

红宝石晶体, 按其破坏的特点可以分为两个不同的组: 第一组晶体破坏是类似于白兰宝石的, 第二组晶体的破坏形状似乎有些“自行车竞赛场”的性质, 由一系列垂直于入射辐射的小破坏点组成(见图 1)。这些“自行车竞赛场”的横断面有 2~3 毫米, 长几厘米, 这些破坏在采用  $f=5$  厘米的透镜时观察到了, 在应用  $f=15$  厘米的透镜时也观察到了。白兰宝石及第一组红宝石之间的破坏阈值是接近的, 在焦距为 5 厘米的透镜的焦点处激光射束为  $\sim 10^{10}$  瓦/厘米<sup>2</sup>(在估价射束时假设振荡场是均匀分布的)。第二组红宝石的破坏阈值为  $\sim 10^8$  瓦/厘米<sup>2</sup>。无论红宝石也好, 白兰宝石也好, 在它们破坏时都会在破坏区域观察到显著的白的发光, 这时, 穿过破坏区激光辐射的能量为落到样品上的能量的 10~20%。

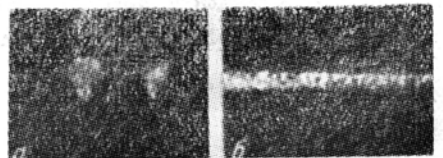


图 1 晶体的内破坏: a——第一组红宝石; b——第二组红宝石。  
(透镜的焦距为 5 厘米, 振荡功率为 30 兆瓦)

为了解释两组红宝石对于强激光的不同坚固性的原因, 曾对它们的吸收光谱作了比较。得到的结果是, 第二组红宝石(不太坚固的)具有最大值约为  $31,400$  厘米<sup>-1</sup> 的很强的补充吸收带(见图 2)。这种吸收带在我们研究过的样品中都存在。用  $\lambda < 3000$  埃的脉冲氙灯照射晶体时, 这种补充吸收带消失, 但破坏性质却依然如故。用汞灯长时间照射晶体, 不能使这种补充吸收有明显的减少。

根据所得的这些结果，可以这样假定：第二组红宝石的较小的坚固性是与一定色心在这些晶体中的存在有关系的，色心的着色形成了吸收带的补充带。强的紫外照射会引起这些色心的电离（可能这种电离是阶状的）。这些色心能用多阶形式或多光子形式吸收激光辐射，从而导致了晶体的破坏。

按照文献4的推断，较坚固的第一组红宝石的破坏，是由  $\text{Cr}^{3+}$  离子的多光子电离引起的，或者是由受激塔姆-布里渊散射引起的。后者还可能是引起白兰宝石破坏的原因。

我们先来看看第一种机理。众所周知，要使红宝石中的  $\text{Cr}^{3+}$  电离，必须要求同时吸收四个  $^4\text{A}_2$  能级和三个  $^2\text{E}$  能级的振荡光子。这时，按本金和普鲁霍洛夫<sup>[7]</sup>对功率为  $5 \times 10^{10}$  瓦/厘米<sup>2</sup> 的模拟计算，三光子和四光子电离的几率是， $W^{(3)} \sim 2 \times 10^3$  秒<sup>-1</sup>， $W^{(4)} \sim 4 \times 10^{-2}$  秒<sup>-1</sup>，就是说有5个数量级的区别。所以，宝石破坏的阈值必须依赖于能级  $^2\text{E}$  上的密度。将晶体冷却到液氮温度时，与室温相比较，能级  $^2\text{E}$  就要发生  $19$  厘米<sup>-1</sup> 的位移，振荡辐射并不导致这一能级的实际集居。

通过室温和液氮温度（将晶体置于真空恒冷器的冷导管上）下晶体中破坏图象的实验比较，证明了晶体的破坏与温度没有任何关系。此外，第二组红宝石晶体与白兰宝石的破坏阈值是很接近的，也就是说，由于掺入铬而引起了红宝石的破坏这一依赖关系是不存在的。这里列举的结果证明，红宝石的破坏是由铬离子的多光子电离所导致的这一论断是站不住脚的。

再来看看第二种机理。这种机理认为红宝石的破坏是由塔姆-布里渊受激散射引起的，这种受激散射能将振荡的部分能量泵给晶格振荡的超声波。这时超声波的强度就能达到足以破坏晶体的程度，我们试图寻找与落到红宝石或白兰宝石上的激光辐射方向成  $180^\circ$  角的塔姆-布里渊散射，但我们在实验中所采用的最大功率——50兆瓦——还是不足以引起这一散射\*。

这样，如果说第二组红宝石晶体的破坏是由于色心染色引起的话，那末第一组红宝石和白兰宝石的破坏原因在目前说来还是不能肯定的。也许，小角度的塔姆-布里渊受激散射在这些晶体中起了很重要的作用，这种小角度散射比起向后散射<sup>[8]</sup>来，它的阈值要低得多。此

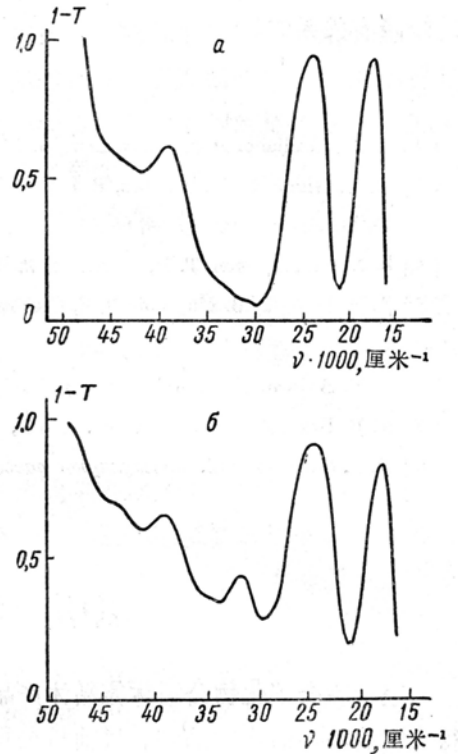


图2 红宝石晶体吸收光谱的特性曲线。  
a——第一组晶体；b——第二组晶体  
(T—透射系数)

\* 在振荡功率大约为30兆瓦时，在石英中观察到了塔姆-布里渊受激散射，但在这种晶体中，功率很低时已经出现了破坏现象。

外，第一组红宝石及白兰宝石，包括第二组红宝石在内，这些晶体的破坏可能是与它的晶格的缺陷有关系的。

### 参 考 文 献

- [1] G. R. Giuliano. *Appl. Phys. Lett.*, 5, 137, 1964.
- [2] R. Y. Ghiao, C. H. Townes, B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. Lett.*, 12, 592, 1964.
- [3] D. H. Harper. *Brit. J. Appl. Phys.*, 16, 751, 1965.
- [4] Э. А. Свириденков, Т. П. Беликова. *ЖЭТФ, Письма*, 2, 37, 1965.
- [5] Д. И. Маш, В. В. Морозов, В. С. Старунов, Е. В. Тиганор, И. Л. Фабелинский. *ЖЭТФ, Письма*, 2, 246, 1965.
- [6] P. V. Avizonis, T. Farrington. *Appl. Phys. Lett.*, 7, 205, 1965.
- [7] Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров. *ЖЭТФ*, 48, 1084, 1965.
- [8] И. Л. Фабелинский. *Молекулярное рассеяние света*. Изд. Наука, 1965.

译自 *ЖЭТФ*, 1966, 51, No. 3, 777-779.

## 以引上法生长优质红宝石

美帝联合碳化物公司林德晶体产品部以哈克拉斯基法(引上法)生长激光红宝石，可能获得 100% 均匀的优质晶体。目前该公司已放弃以前的焰熔法，而采用引上法。

该部已用此法长出直径 3/4 吋、长 12 吋的红宝石。实验室已长出直径 5/8 吋、长 22 吋的红宝石。

引上法所长的晶体不但质量较焰熔法的好，而且，当此法完善后，还可以进行自动化生产，以降低成本与增加产量。其温度梯度最小，可加强过程的控制，生长过程中有较大的灵活性。

引上法生长的晶体，主要优点如下：

1. 被动光束发散：每吋中有 80% 的输出能量集中在 0.2 毫弧度内；
2. 干涉条纹数：以双光路吐曼·格林干涉仪测定，每吋少于两个条纹；
3. 高角散射：以积分球测量，每厘米小于 0.1%。
4. 位错数：每平方厘米从  $10^7$  降至  $10^3$ ，改进了约四个数量级；
5. 取向差，大大小于 30 秒。双晶折射计分析表明已获得较好的单晶完整性。
6. 系属结构：在焰熔材料中极为明显，引上法

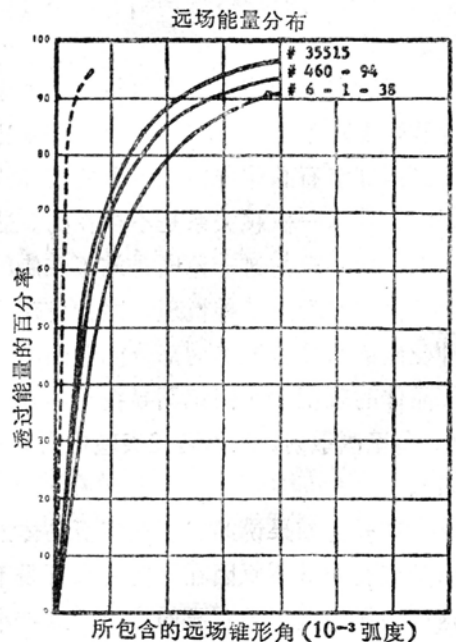


图 1 引上法红宝石的典型光束发散度测量表明大约接近理论极限。虚线(达 84%)代表远场锥角，此角与极限孔径成反比。