

问题讨论

谈谈关于光参量振荡器和光参量发生器某些容易弄错的问题

朱 振 和

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

有一类非线性光学过程是人们熟知的,那就是:频率为 ω_p 的光波(泵浦)入射到适当的非线性晶体中,产生频率为 ω_s 和 ω_i 的两个光波,而 ω_p 波的能量减少,三个频率满足如下关系:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1)$$

也就是说,每湮灭一个 $\hbar\omega_p$ 光子就同时产生一个 $\hbar\omega_s$ 光子和一个 $\hbar\omega_i$ 光子,这是一种参量过程,它可以分为四种不同的情况,对四种情况的命名在有些文章中有点混乱,我们认为作如下的命名比较通用也比较合理:

(1) 参量放大. 在输入 ω_p 泵波的同时还输入 ω_s 频率的信号波,这时泵波被消耗,信号波被放大,同时还产生一个 ω_i 频率的空闲波,这叫做参量放大,相应的器件叫参量放大器(OPA),此外还有差频、下转换和利用差频效应的上转换过程,它们的物理过程实质上是和参量放大一样的.

(2) 参量荧光. 在非线性介质中只有 ω_p 频率的泵波入射,产生的 ω_s 和 ω_i 光波是属于自发发射性质的,产生的是非相干性的荧光,这样的过程叫参量荧光.

(3) 参量振荡. 在参量振荡过程中只有 ω_p 泵波输入, ω_s 和 ω_i 光波是通过振荡而产生的,这样的器件叫参量振荡器(OPO),为了实现振荡,必须提供一定形式的反馈;一般是把非线性晶体放在一个光学共振腔内来做做到这一点的.

(4) 参量发生. 在这个过程中也只有 ω_p 泵波输入,它也是一种受激发射过程,它与参量振荡的不同之处是:对于 ω_s 和 ω_i 光波均无反馈,这样产生的光波实际上是一种超辐射. 这个过程叫参量发生,相应的器件叫参量发生器(OPG).

自1965年制成世界上第一台光参量振荡器^[1]以来,关于参量振荡器和参量发生器的实验和理论研究有了很大的进展. 在我国也开展了这项工作,1976年我们研制成功红宝石激光泵浦的 LiIO₃ 参量振荡器,1977年有人研制成功 Nd:YAG 激光的二次谐波泵浦的 LiIO₃ 参量振荡器^[2],也有人做了 Nd:YAG 激光

的四次谐波泵浦的 ADP 光参量发生器^[3],今后还会有新的进展.

OPO 的理论已经比较成熟,没有必要在此详述了,感兴趣的读者可以去看有关的文章(比如:文献[4]和[5]). 不过根据我们的经验,有些基本的问题容易被搞错,并且在有些文章中给出了错误的公式,下面我们来谈谈这些问题.

二、光参量振荡器的阈值

图1是一个典型的 OPO 的示意图,它由一块非线性晶体和一对反射镜构成. 如果反射镜对于 ω_s 和 ω_i 频率都是高反射的,这就是双共振参量振荡器(DRO);如果反射镜只对其中一个频率是高反射的,对另一个频率是高透射的,这就是单共振参量振荡器(SRO).

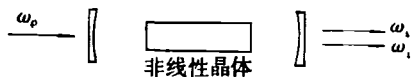


图1 光参量振荡器示意图

OPO 能工作的首要条件是泵浦功率必须达到或超过阈值,因此在设计 OPO 时首先要估算阈值功率. OPO 阈值的公式在很多文献中都有,在此我们只需引用有关的结果就行了. 我们只讨论共线的平面波的情况,从众所周知的振幅耦合方程^[4]出发:

$$\begin{cases} \frac{d\phi_s(z)}{dz} = -i \frac{4\pi d}{c} \frac{\omega_s}{n_s} \phi_i^*(z) \phi_p(z) e^{-i\Delta k z}, \\ \frac{d\phi_i(z)}{dz} = -i \frac{4\pi d}{c} \frac{\omega_i}{n_i} \phi_s^*(z) \phi_p(z) e^{-i\Delta k z}, \\ \frac{d\phi_p(z)}{dz} = -i \frac{4\pi d}{c} \frac{\omega_p}{n_p} \phi_s(z) \phi_i(z) e^{i\Delta k z}, \end{cases} \quad (2)$$

公式中的符号按[5]中的定义.

忽略泵功率消耗 ($\frac{d\phi_p}{dz} = 0$), 解这个方程组的结果是^[6]:

$$G_s = \frac{S_s(l)}{S_s(0)} = \left\{ \left[1 + \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma^2} \sinh^2(\Gamma l) \right]^{1/2} + r \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \sinh(\Gamma l) \right\}^2, \quad (3a)$$

$$G_i = \frac{S_i(l)}{S_i(0)} = \left\{ \left[1 + \frac{\Gamma_0^i}{r^i} \sinh^2(\Gamma l) \right]^{1/2} + \frac{1}{r} \frac{\Gamma_0^i}{r^i} \sinh(\Gamma l) \right\}^i, \quad (3b)$$

其中

$$\Gamma_0 = \frac{16\pi^2 \omega_s \omega_i d^2}{n_s n_i c^2} |\mathcal{E}_p|^2, \quad (4)$$

$$\Gamma^2 = \Gamma_0^2 - \left(\frac{1}{2} \Delta k \right)^2, \quad (5)$$

$$S_i = \frac{cn_i}{8\pi} |\mathcal{E}_i|^2 \quad (i = p, s \text{ 或 } i), \quad (6)$$

$$r^i = \frac{\omega_s S_i(0)}{\omega_i S_s(0)}, \quad (7)$$

l 是非线性晶体长度, $S_s(0)$ 和 $S_i(0)$ 是信号波和空闲波功率密度的初值, $S_s(l)$ 和 $S_i(l)$ 是信号波和空闲波通过晶体一次以后的功率密度终值。

以 α_s 和 α_i 表示 ω_s 和 ω_i 波的周游损耗, 令增益恰好补偿损耗便是阈值条件, 可以导出在相位匹配条件下 ($\Delta k = 0$) 的阈值泵功率密度为^[4]

$$S_{p,th} = \frac{\alpha_s \alpha_i}{4\pi K l^2} \quad (\text{DRO}), \quad (8)$$

$$S_{p,th} = \frac{\alpha_s}{\pi k l^2} \quad (\text{SRO}), \quad (9)$$

其中

$$K = \frac{128\pi^2 \omega_s \omega_i d^2}{n_s n_i n_p c^3}. \quad (10)$$

最后我们指出容易出差错的三点: (1) 这里的 α_s 和 α_i 是功率损耗系数, 而在别的有些文献中是光电场损耗系数, 容易搞混而导致错误。(2) 这里的 d 是大多数文献通用的等效非线性系数, 但也有些文献用非线性极化率 χ , $\chi = 2d$ (参阅 [7] 及 [8])。把 χ 和 d 的含意搞错了就会出错, 例如在文献 [9] 中推导 (8 2-13) 式的过程中便犯了这样的错误。(3) 用复数来表示光电场有两种不同的形式:

$$E_j(x, t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_j(x) e^{i(\omega_j t - k_j x)} + c. c. \quad (j = p, s \text{ 或 } i),$$

或

$$E_j(x, t) = E_j(x) e^{i(\omega_j t - k_j x)} \quad (j = p, s \text{ 或 } i),$$

用这两种复数表示法导出的振幅耦合方程的系数有所不同, 其他某些公式的系数也有点不同, 不小心搞混了计算结果就错了。

实际上激光束并非平面波, 用高斯光束来描写更接近于实际, Boyd 和 Kleinman^[10] 已给出了详尽的理论, 我们不在此讨论了。

三、脉冲参量振荡器的阈值

上一节中的阈值条件只适用于连续 (CW) OPO, 而不适用于脉冲 OPO。在 CW OPO 中, 只要泵浦功率略

超过阈值泵功率, 信号波和空闲波便获得了净增益, 可以从噪声水平逐渐增长起来, 直到饱和为止, 这时获得一定的输出。当然, 这要求信号波和空闲波在共振腔内来回振荡许多次, 而这在 CW OPO 中是不成问题的。

但在脉冲 OPO 中, 泵浦光是有一定脉宽的脉冲, 如果仅仅使泵浦峰功率略高于 CW 阈值泵功率, 那么信号波和空闲波只在很短的时间内获得不大的净增益, 在这段短时间内它们只能增长到一个很低的水平, 这时探测不到任何输出, OPO 并未工作。我们必须用峰功率更高的激光脉冲来泵浦才能工作, 所以对于脉冲 OPO 的阈值, 我们必须另下定义。我们把需要在实验中探测的输出光波定义为信号波, 设探测器可探测的最低功率密度为 S_{s1} , 为使 ω_s 光波从噪声水平增长到能输出 S_{s1} 的功率密度所要求的泵浦峰功率密度就定义为脉冲 OPO 的阈值。在 [11] 中已详细讨论了这个问题, 那里的计算虽然比较严格, 但是太复杂。如果要对阈值作一个粗略估计的话, 可以采用下述的简单公式。

设泵浦脉冲的脉宽为 τ_p , 峰功率密度为 S_p , 非线性晶体长度为 l , OPO 腔长为 L , 腔的光学长度为 L' ,

$$L' = L + (n - 1)l, \quad (11)$$

式中的 n 是晶体的折射率。则在泵浦期间光波在腔内周游的次数为

$$m = \frac{\tau_p c}{2L'}. \quad (12)$$

令 S_{s0} 和 S_{i0} 各为在振荡开始时信号波和空闲波在腔内的初始功率密度, 因为它们都是从噪声水平开始增长的, 所以可以令 $r = 1$ (即 $\frac{S_{s0}}{S_{i0}} = \frac{\omega_s}{\omega_i}$)。我们讨论相位匹配的情况, $\Delta k = 0$ 。由 (3a) 和 (3b) 可知

$$G_s = G_i = e^{2\Gamma_0 l}.$$

这是信号和空闲波在腔内向前通过一次的增益。

对于 DRO, 设 $\alpha_s = \alpha_i = \alpha$, 则信号或空闲波在腔内振荡一次的净增益为

$$g = e^{2\Gamma_0 l} (1 - \alpha). \quad (13)$$

设在振荡一次以后两个波在腔内的功率密度各为 S_{s1} 和 S_{i1} , 把它们作为初值 (这时仍然有 $r = 1$, 即 $\frac{S_{s1}}{S_{i1}} =$

$\frac{\omega_s}{\omega_i}$), 求第二次振荡的净增益, 结果仍是 (13) 式。依次类推, 振荡 m 次的净增益为

$$G = e^{2m\Gamma_0 l} (1 - \alpha)^m. \quad (14)$$

有一点要说明, 结果 $\alpha_s \approx \alpha_i$, 那么虽然在开始时 $r = 1$, 但振荡到后来 $r \neq 1$, 这时计算 m 次振荡的净增益就变得十分复杂了。但在 α_s 和 α_i 相差不太大时, 可以取 $\alpha = \sqrt{\alpha_s \alpha_i}$ 作计算, (14) 式仍近似可用。

我们再设输出镜对信号波的透过率为 T_s , 按照定

义, 阈值条件就是:

$$e^{2m\Gamma_0 l}(1-\alpha)^m T_s = S_{st}/S_{s0}$$

即

$$\Gamma_0 l = \frac{1}{2m} \ln \frac{S_{st}}{(1-\alpha)^m T_s S_{s0}} \quad (\text{脉冲 DRO}), \quad (15)$$

阈值泵浦功率密度为

$$S_{p,th} = \frac{1}{4m^2 \pi K l^2} \left[\ln \frac{S_{st}}{(1-\alpha)^m T_s S_{s0}} \right]^2 \quad (\text{脉冲 DRO}), \quad (16)$$

对于 SRO, $\alpha_i = 1$, 空闲波是没有反馈的, 它在振荡器的 $z = 0$ 那一端始终保持在噪声水平, 所以虽然在第一次振荡刚开始时 $r \approx 0$, 但在振荡几次以后在腔内起始端的信号波强度就超过空闲波很多了, 很快地 $r \rightarrow 0$. 一般说来, m 是 100 的数量级, 只有开始几次振荡 $r \approx 0$, 以后都是 $r = 0$, 所以我们按 $r = 0$ 来计算净增益是不会引起多大误差的. 由 (3a) 式令 $\Delta k = 0, r = 0$, 便得到

$$G_s = \cosh^2(\Gamma_0 l).$$

振荡 m 次的净增益为

$$G = [\cosh^2(\Gamma_0 l)](1-\alpha_s)^m. \quad (17)$$

同样设输出镜的透过率为 T_s , 按照定义, 阈值条件是

$$[\cosh^2(\Gamma_0 l)](1-\alpha_s)^m T_s = S_{st}/S_{s0}$$

即

$$\ln [\cosh(\Gamma_0 l)] = \frac{1}{2m} \ln \frac{S_{st}}{(1-\alpha_s)^m T_s S_{s0}} \quad (\text{脉冲, } \omega_s \text{ 共振 SRO}). \quad (18)$$

若 $\Gamma_0 l \ll 1$, 将 (18) 式左边作级数展开, 取第一项就得到

$$\Gamma_0^2 l^2 = \frac{1}{m} \ln \frac{S_{st}}{(1-\alpha_s)^m T_s S_{s0}} \quad (\text{脉冲, } \omega_s \text{ 共振 SRO}). \quad (19)$$

阈值泵浦功率密度为

$$S_{p,th} = \frac{1}{m\pi K l^2} \ln \frac{S_{st}}{(1-\alpha_s)^m T_s S_{s0}} \quad (\text{脉冲, } \omega_s \text{ 共振 SRO}). \quad (20)$$

上面讨论的是信号波共振、空闲波不共振的 SRO, 也可以做成信号波不共振、空闲波共振的 SRO, 这时 $\alpha_s \ll 1, \alpha_i = 1$. 我们可以类似地进行计算, 取 $r \rightarrow \infty, \Delta k = 0$, 在 (3a) 的两边除以 r^2 , 我们先计算在 $(m-1)$ 次振荡中共振的空闲波的净增益, 再把这时空闲波功率密度作为初值计算第 m 次振荡中产生的信号波功率密度, 最后得到阈值条件为

$$[\cosh^{2(m-1)}(\Gamma_0 l)] [\sinh^2(\Gamma_0 l)] (1-\alpha)^{(m-1)} = S_{st}/S_{s0} \quad (\text{脉冲, } \omega_i \text{ 共振 SRO}). \quad (21)$$

求出了 $\Gamma_0 l$ 的阈值, 当然也能求出阈值泵浦功率密度.

由上述的讨论可见, 阈值泵浦功率密度与 S_{st} 值的规定有关, 乍一看似乎阈值功率密度有相当大的

任意性. 但在第五节中我们将看到, S_{st} 之值改变两、三个数量级, 求得的阈值功率密度只有不大的变化, 所以这个问题不大. 此外, 初值 S_{s0} 的估计是不容易准确的, 同样地, 估计上有两、三个数量级的误差也不怎么影响最后结果.

在第五节我们还将看到, 脉冲的阈值功率密度要比 CW 阈值功率密度高得多. 而且脉冲的阈值与振荡器腔长很有关系, 晶体的 l 不变, 腔长大十倍, DRO 的阈值就提高近百倍. 有人做脉冲 OPO 好几年未成功, 其主要原因是他不懂得脉冲 OPO 和 CW OPO 之区别, 把腔长得太长, 自然就不会成功了.

最后谈一谈如何估计初始功率密度 S_{s0} , 因篇幅之限, 只能作一简单说明. 最初的信号波和空闲波是由自发参量荧光产生的, 在 [12] 中给出自发参量发射功率为

$$P_s = (\beta l P_p / b) \pi \theta^2, \quad (22)$$

其中 P_p 是泵浦功率, l 是晶体长度, β 是由频率和非线性晶体决定的一个常数, b 是色散常数, $\pi \theta^2$ 是接收立体角, 在我们的情况下 θ 可取作实验测得的输出信号波发散角. 但是要注意: 由于泵波不是理想的平面波, 泵波的发散会使输出信号波的发散角变大, 因此在估计 P_s 时 θ 应取得小一些. P_p 可取作 CW 阈值功率, 因为在泵浦功率达到此值之前信号波和空闲波都没有净增益, 在这个阶段中自发发射过程居支配地位, 所以在这个 P_p 泵浦水平下的自发参量荧光正是振荡开始时的初值. P_s 之值除以光束面积就是功率密度.

四、光参量发生器的增益

对于 OPG 来说, 问题比较简单, 只需计算一次通过的信号波增益就行了, [13] 给出增益的公式为

$$G = \frac{1}{4} \exp(2\Gamma_0 l). \quad (23)$$

这个公式不对, 这是 OPA 增益的公式, 而不是 OPG 增益的公式. 在 OPA 中信号波有输入, 空闲波无输入, 所以在一般的增益表达式中应取 $r = 0$, 我们讨论 $\Delta k = 0$ 的情况, 将这两个条件代入 (3a), 再令 $e^{2\Gamma_0 l} \gg 1$, 便得出 (23) 式.

而在 OPG 中信号波和空闲波都是从噪声水平增长起来的, 不能取 $r = 0$, 应该取 $r = 1$. 把它代入 (3a) 便得到正确的增益公式

$$G = \exp(2\Gamma_0 l). \quad (24)$$

指定一个要求达到的 G 值, 可求出所需的 Γ_0 , 再利用 (4), (6), (10) 式, 便求出所需的泵功率密度

$$S_p = \frac{\Gamma_0^2}{\pi K} \quad (25)$$

要求达到的 G 值是使信号波在一次通过中从噪声

水平 S_{in} 增长到可探测的或更高的功率密度 S_{st} 的增益。但噪声水平的估计不能用 (22) 式, 因为 (22) 的 P_s 和这里的 S_{in} 有本质的不同, (22) 的 P_s 是在 P_p 的泵浦下整块非线性晶体发出的参量荧光, 它应该是在晶体终端测得的参量荧光功率。在 OPO 的情况下, 由于存在着共振腔, 信号波在腔内来回反射, 因此实际上在腔内的场强是均匀分布的, 所以求得值可作为振荡开始时的初值。对于 OPG, 显然不能用 P_s 作初值。噪声 S_{in} 的求值问题就不在此讨论了。

OPG 要求的泵功率密度与工作频率有关。频率越高, S_{in} 就越高, K 也越大, 要求的泵功率密度较低, 这时有可能用调 Q 产生的毫微秒激光脉冲(经过倍频)来泵浦。如果频率较低, 虽然我们可以通过聚焦来达到很高的峰功率密度, 但这样的功率密度往往超过了晶体的损伤阈值, 所以不能用毫微秒脉冲来泵浦了。而用微微秒的锁模激光脉冲来泵浦, 就可以做成各种波段的 OPG, 一则是因为锁模脉冲的峰功率高, 再则是因为各种晶体对于短脉冲的损伤阈值要高得多^[14]。用微微秒脉冲作泵源做 OPO 是不可能的, 由 (12) 式可知当 τ_p 为微微秒量级时, $m < 1$, 就是说根本不可能振荡。近年来, 微微秒 OPG 的工作有很大进展^[15], 这类器件已成为一种方便的、高效率的可调谐微微秒脉冲光源。

五、数值计算之实例

设想我们要做一台最简单的红宝石激光泵浦的 LiIO_3 DRO。调 Q 红宝石激光器输出脉冲的峰功率为几十个 MW, 脉宽 $\tau_p \approx 20 \text{ nsec}$, 光束面积 $A \approx 0.75 \text{ cm}^2$ 。 LiIO_3 晶体长度 $l = 1 \text{ cm}$, 非线性系数 $d_{31} = 1.37 \times 10^{-8} \text{ esu}^{[17]}$, 相位匹配角由实验确定^[16]为 $\theta \approx 23^\circ$, 等效非线性系数为^[17]

$$d = d_{31} \sin \theta = 0.54 \times 10^{-8} \text{ esu}.$$

用两块对 6943 \AA 高透过程率在 $1.2-1.6 \mu$ 区域内高反射率的平面介质膜片作振荡器反射镜, 反射率 $> 99\%$ 的膜片作输入镜, 反射率为 $97-98\%$ 的膜片作输出镜, 所以取 $T_s = 0.025$ 。考虑到晶体(表面镀增透膜)的吸收和散射损耗, 取 $\alpha_s = \alpha_i = 0.05$ 。DRO 工作在简并点附近, 所以 $n_s \approx n_i \approx n_p \approx 1.73$ ^[17]。取 $\lambda_s \approx \lambda_i \approx 1.39 \times 10^{-4} \text{ cm}$, $\lambda_p = 0.6943 \times 10^{-4} \text{ cm}$ 。

对这样的振荡器可以采用平面波理论, 前几节的公式可用, 先用上述数据求 (10) 式的 K ,

$$K = \frac{128\pi^2 \omega_s \omega_i d^2}{n_s n_i n_p c^3} = \frac{512\pi^4 d^2}{n_s n_i n_p \lambda_s \lambda_i c} \\ = 4.846 \times 10^{-10} \text{ erg}^{-1} \cdot \text{sec}.$$

为了作比较, 我们先求在同样条件下 CW DRO 的阈值泵浦功率密度。按 (8) 式,

$$S_{p,th}(\text{CW}) = \frac{\alpha_s \alpha_i}{4\pi K l^2} = 41 \text{ kW/cm}^2. \quad (26)$$

下面计算脉冲 DRO 的阈值泵浦峰功率密度。为降低阈值, 我们使反射镜尽量靠近晶体, 取腔长 $L = 1.27 \text{ cm}$, 按 (11) 式, $L' = 2 \text{ cm}$, 再用 (12) 式,

$$m = \frac{\tau_p c}{2L'} = 150 \text{ 次}.$$

为了估计 S_{s0} , 利用 (22) 式, 取 $P_p = 41 \times 0.75 \approx 30 \text{ kW}$, $\theta \sim 1 \text{ mrad}$, 我们没有 LiIO_3 在红外区色散的可靠数据, 粗略估计 b 为 10^{-3} sec/cm 的量级, 由此估计 $S_{s0} \sim 10^{-9} \text{ W/cm}^2$ 。红外探测器灵敏度较低, 我们用的探测器只能探测到峰功率 $\sim 1 \text{ kW}$ 的毫微秒脉冲, 所以取 $S_{st} \sim 10^3 \text{ W/cm}^2$ 。

将上述数据代入 (16) 式,

$$S_{p,th} = \frac{1}{4m^2 \pi K l^2} \left[\ln \frac{S_{st}}{(1-\alpha)^m T_s S_{s0}} \right]^2 \\ = 1.11 \text{ MW/cm}^2. \quad (27)$$

比较 (27) 和 (26), 可知在脉冲情况下的阈值比在连续条件下的阈值高得多, 如果泵浦激光是多模的, 那么阈值就要比单模的情况提高一个数量级或更多。这样, 对我们举例的这个 DRO 来说, 阈值高达 10 MW/cm^2 , 这与我们的实验结果相符。

如果探测器灵敏度提高两个数量级, 取 $S_{st} \sim 10 \text{ W/cm}^2$, 结果如何呢? 现在计算得到

$$S'_{p,th} = 0.86 \text{ MW/cm}^2. \quad (28)$$

比较 (28) 和 (27) 可知, S_{st} 相差两个数量级, 对 $S_{p,th}$ 的影响只有大约 20% , 这是不重要的。

我们再来看一看腔长的影响, 取 $L' = 20 \text{ cm}$, 则 $m = 15$ 次, 代入 (16) 式算得

$$S''_{p,th} = 75.2 \text{ MW/cm}^2. \quad (29)$$

比较 (29) 和 (27) 得知, 腔的光学长度长 10 倍, 阈值就提高 70 倍, 这样的 DRO 就不能工作了。

改进 OPO 的途径是提高晶体质量及加工质量, 提高反射镜质量以及其他。在上述 DRO 中用 100% 反射的膜片作输入镜, 97.5% 反射的膜片作输出镜, 忽略晶体损耗, 则 $\alpha_s = \alpha_i = 0.025$, $T_s = 0.025$, 其他条件不变, 再作计算, 结果为

$$S_{p,th}(\text{CW}) = 10 \text{ kW/cm}^2, \quad (30)$$

$$S_{p,th}(\text{脉冲}) = 0.9 \text{ MW/cm}^2. \quad (31)$$

比较 (30) 和 (26), (31) 和 (27), 发现连续阈值是降低了, 但脉冲阈值却变化不大。这是因为在脉冲情况下振荡器工作在增益比损耗高得多的条件下, 所以损耗降低一些对阈值影响不大, 但并不是说作这样的改进无多大意义, 在同样的泵功率下, 改进后的转换效率会有相当大的提高。

最后讨论一下用红宝石激光泵浦这块 LiIO_3 晶体 (下转 22 页)