(4)中的初始时刻 $t'=0$ 就对应着真实过程中光子振荡的结束阶段，此时可先把(4)中 $\omega_i\varepsilon\eta$ 略去，对 $\frac{\varepsilon}{T}$ 项求出 ε。然后再加入 $\omega_i\varepsilon\eta$ 便可求出 η、ε 的更高准确度的解析表式了。

下面写出(2)的用上述方法求出的解析表式的全部结果:

$$\eta=\begin{cases}\dfrac{\varepsilon_0+\eta_0}{1+\dfrac{\varepsilon_0}{\eta_0}e^{\omega_i(\varepsilon_0+\eta_0)t}} & 0\leqslant t\leqslant t_1\\ \eta_f e^{\omega_i T\varepsilon_f}\left(e^{\frac{t_1+t_2-t}{T}}-1\right) & t_1\leqslant t\leqslant t_1+t_2\end{cases} \tag{5}$$

$$\varepsilon=\begin{cases}\dfrac{\varepsilon_0(\varepsilon_0+\eta_0)}{\varepsilon_0+\eta_0 e^{-\omega_i(\varepsilon+\eta_0)t}}-\dfrac{1}{\omega_{iT}}\left[\omega_i(\varepsilon_0+\eta_0)t+\ln\dfrac{\varepsilon_0+\eta_0 e^{-\omega_i(\varepsilon_0+\eta_0)t}}{\varepsilon_0+\eta_0}\right] & 0\leqslant t\leqslant t_1\\ \varepsilon_f e^{\frac{t_1+t_2-t}{T}}+\eta_f\left[1-\exp\omega_i T\varepsilon_f\left(e^{\frac{t_1+t_2-t}{T}}-1\right)\right] & t_1\leqslant t\leqslant t_1+t_2\end{cases} \tag{6}$$

式中 t_1 表示巨脉冲形成过程中由初始时刻到达峰值时刻的时间，t_2 表示巨脉冲由峰值到振荡结束的时间，分别为:

$$t_1=\frac{1}{\omega_i(\varepsilon_0+\eta_0)}\ln\frac{\omega_i T\eta_0}{\varepsilon_0}\left(\varepsilon+\eta_0-\frac{1}{\omega_i T}\right) \tag{7}$$

$$t_2=T\ln\left(1-\frac{\ln\omega_i T\eta_f}{\omega_i T\varepsilon_f}\right) \tag{8}$$

ε_0 为初始光子密度，可以任意给定一小值，它的变动对总的振荡性质没有明显的影响；η_0 为 η 的初始值，由(1)式确定，η_f 为振荡结束时的粒子反转值。国外文献常用 η_∞ 表示，也没有求出明显的解析表示，本文求出 η_f 的准确度甚高的明显解析表式为:

$$\eta_f=\frac{1}{\omega_i T}e^{1-\omega_i T\eta_0} \tag{9}$$

ε_f 为振荡结束时的 ε 值，可令 $\varepsilon_f=\varepsilon_0$，这样(5)、(6)便被确定下来了。

除此之外，对其他一些问题，如巨脉冲的总能表达式和最小脉冲宽度等都得到一些有意义的结果。

超短脉冲研究—产生和测量，选择和放大

中国科学院上海光机所　唐贵琛　支婷婷　谢梓铭　袁佩霞

本文报告超短脉冲的研究结果，其中包括超短脉冲的产生，超短脉冲的性质，超短脉冲的测量和超短脉冲的放大。

报告的内容是综合性的，在锁模概念的处理上，没有用国外常用的复数运算，而是用更加通俗的表示式；实验方面，在 TEM_{00} 模的基础上，得到了微微秒级的脉冲，也得到了亚毫微秒级的脉冲，选脉冲用的是铌酸锂光开关，而不是国外常用的普克尔盒，开关的隔离比高达 $10^3\sim10^4$，进行微微秒脉冲和亚毫微秒脉冲的放大实验。用微微秒脉冲和亚毫微秒脉冲打 CD_2 靶，得到了 600～700 万度的电子温度。

超短脉冲是由被动锁模钕玻璃激光器产生的，观察了超短脉冲序列的发展，测量了超短脉冲的宽度和能量，拍摄了超短脉冲的光谱，也测量了超短脉冲与背底的信噪比。研究了染料盒的形式对脉冲宽度的影响，讨论了染料浓度与锁模的关系，输出腔板透过率的作用，染料弛豫时间的意义。观察了锁模的稳定性，当双光子荧光的对比度为 2.2～3.0 时，出现双脉冲的几率小于 5%，不出脉冲的几率小于 5%，脉冲能量的稳定性在 ±10% 之内。当然，实验条件必须严格控制。

用 45° 平行六面体铌酸锂作开关，选择脉冲序列中的任何一个脉冲，测量了开关隔离比。微微秒脉冲和亚毫微秒脉冲放大实验表明，超短脉冲的放大增益，同毫微秒脉冲相差不多，人们可以不必担心取不出能量，

同时拍摄了单脉冲的光谱、双光子荧光和脉冲序列照片，初步考察了单脉冲的性质。

本文对研究和应用超短脉冲有一定的参考价值。

大发散角、高功率激光束的二次谐波产生峰功率转换效率的计算

中国科学院物理研究所非线性光学研究组

关于二次谐波的产生，J. A. Armstrong 等人早就提出了平面波的理论，后来 G. D. Boyd 和 D. A Kleinman 又发展了聚焦高斯光束的理论，上述理论均取得了很大成功。

Q 开关固体激光器产生的巨脉冲激光由于功率密度很高，为避免破坏非线性晶体，往往不聚焦就直接通过晶体而产生二次谐波，在此情况下就不必采用聚焦高斯光束的理论。如果激光束是单一的 TEM_{00} 模，发散角接近于衍射极限，那么用平面波理论就相当令人满意了，理论和实验符合得相当好。但是有相当多的固体激光器发射的激光束是多模的，而且由于工作物质的不均匀性，各个模也有了畸变，发散角往往远大于衍射极限。在这种情况下用平面波理论计算峰功率转换效率与实验结果相差很远，因此有必要发展一种能估算大发散角、高功率激光束的二次谐波产生峰功率转换效率的方法。

从理论上严格计算是很困难的，我们提出了一个简化模型，虽然在理论上并不严格，但是可以作一个粗略的估计，并能指出一些最重要的因素如何影响转换效率。

我们通常只用峰功率、脉宽、光束直径和发散角这几个参数来描述一束激光的性质，因此我们就近似地认为激光功率的近场分布是：在一个圆内均匀分布，圆外为零；远场分布是：在发散角的范围内各个方向上均匀分布，在发散角以外为零。再考虑到当光线传播方向偏离相位匹配方向时二次谐波转换效率要下降，我们可以计算出一个允许离散角，进而再认为在容许离散角的范围内转换效率可以用平面波理论来计算，在容许离散角以外不产生二次谐波。这样可导出如下的峰功率转换效率近似公式：

$$\eta=\left[1-\frac{2}{\pi}\cos^{-1}\frac{c}{\theta\cdot l}+\frac{2}{\pi}\frac{c}{\theta\cdot l}\sqrt{1-\left(\frac{c}{\theta\cdot l}\right)^2}\right]\tanh\frac{l}{l_{sH}} \tag{1}$$

式中的 l 是晶体长度，θ 是光束发散角，C 是与允许离散角相关的一个常数，l_{sH} 是相互作用长度，与激光功率密度有关。

我们以 1.06 微米激光在 $LiIO_3$ 晶体中的倍频为例作了数值计算，并从(1)式出发得出如下推论：

(1) l 有个最佳值 l_{opt}，在相当宽的范围内 $l_{opt}\approx1.1\,l_{sH}$；

(2) l 在 l_{opt} 附近变动时转换效率的变化较缓慢；

(3) 一般固体激光器在输出功率提高时发散角也会增加，而如果我们采取一些措施（如选模）改善光束质量，使发散角缩小，则输出功率会降低。我们可以估计峰功率密度和发散角这两个因素对转换效率的影响，大致说来，峰功率密度提高到 n 倍，而发散角同时增大到 $\sqrt{n}$ 倍，则最大可达到的转换效率相差不多（注意：并非在 l 不变的同一块晶体上转换效率相差不多）。

$LiIO_3$ 二次谐波的实验研究

吉林大学物理系光学教研室激光组

$LiIO_3$ 晶体是目前国内用于 YAG 类激光器倍频的较常用的晶体之一。它的特点是非线性系数高，温度稳定性好，容易获得大块优质的光学晶体。但是由于它的双折射率（n_o-n_e）较大，故对基波光束的发散角及