

超短光脉冲的单延迟三次相关测试

张肇源 曲林杰

(天 津 大 学)

刘承惠 霍崇儒

(中国科学院物理研究所)

1981年5月23日收到

提 要

超短光脉冲的对称性可以用单延迟三次相关测试来测定。若再与二次相关测试所得的结果进行比较,可以得到更多的关于脉冲形状的信息。经测定, Nd:YAG 被动锁模激光器的脉冲形状可近似认为高斯-指数形。三次相关函数宽度为 $22.3\text{ps} + 15.7\text{ps}$, 对应脉冲宽度为 27ps 。脉冲的前沿陡于后沿。

超短脉冲的宽度通常采用双光子荧光法或二次谐波法测定。这些属于二次相关法的测试给出的是相关函数的宽度,若要由它折算脉冲宽度,必须假设脉冲形状。为使假设可靠些,常常采用 Smith^[1] 等所介绍的方法,即用假设脉冲形状的理论相关曲线与之拟合。然而,由于测试值的离散性,完善的拟合是困难的。当脉冲不对称时,这样的拟合往往并不可靠。

在二次相关测试中,脉冲的对称性是无法判别的。要确定脉冲的对称性,需作高次相关测量,我们采用的是单延迟三次相关测试,它测定的是

$$G^{(3)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I^2(t)I(t+\tau)dt. \quad (1)$$

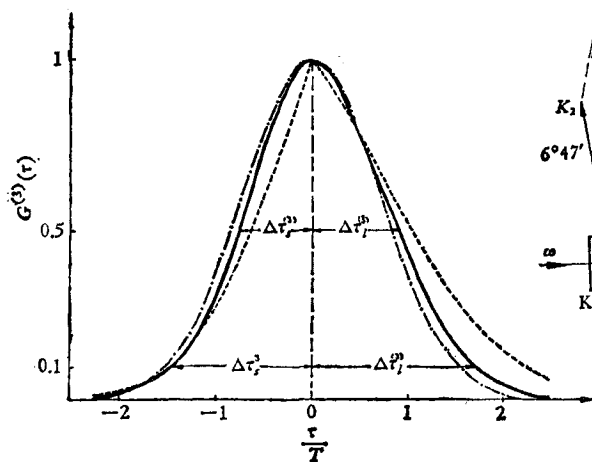
对于激光理论中常遇到的高斯形、洛仑兹形、双曲正割形以及指数形脉冲,或者是不对称的所谓双边高斯形、双边指数形脉冲等等,它们的二次相关函数 $G^{(2)}(\tau)$ 和三次相关函数 $G^{(3)}(\tau)$ 的解析形式大都可直接积分得出。这些解析形式的一些特征数值列于表1。

表1中带有“*”的值已由文献[1]给出。 Δt_p 为脉冲宽度, $\Delta\tau^{(2)}$, $\Delta\tau^{(3)}$ 分别为 $G^{(2)}(\tau)$, $G^{(3)}(\tau)$ 的宽度, $\Delta\tau_1^{(2)}$, $\Delta\tau_1^{(3)}$ 分别为 $G^{(2)}(\tau)$, $G^{(3)}(\tau)$ 在 0.1 处的宽度。 $\Delta\tau_s^{(2)}$, $\Delta\tau_s^{(3)}$, $\Delta\tau_{1s}^{(2)}$, $\Delta\tau_{1s}^{(3)}$ 的意义可参阅图1, 下标有 s 的量对应脉冲前后二沿中较短的那沿。图1中实线是 $\delta = 0.5$ 的双边高斯形脉冲的三次相关曲线,点划线、虚线分别是对称高斯脉冲、单边高斯脉冲的三次相关曲线,三种相关曲线具有相同的宽度。对称形式、单边形式是双边形式中 $\delta = 1$, $\delta = 0$ 的两个极端情况。表1中“—”号两端的数值是这些双边形式在这两个极端情况下的数值,“—”号左端数值对应单边形状,右端数值对应对称形状。同一类的双边形状脉冲的相关函数各数字特征位于“—”前后二数值之间。

由表1可以知道,即使是一个极度不对称的单边形脉冲,在 $G^{(3)}(\tau)$ 的曲线上也仅呈现稍微的不对称。从表1中还可以看到,同一类型的脉冲的 $G^{(2)}(\tau)$, $G^{(3)}(\tau)$ 的宽度比只

表 1

脉冲形状 ($0 \leq \delta \leq 1$)	$\Delta\tau^{(2)}/\Delta t_p$	$\Delta\tau^{(3)}/\Delta t_p$	$\Delta\tau_i^{(3)}/\Delta\tau_i^{(3)}$	$\Delta\tau^{(2)}/\Delta\tau^{(3)}$	$\Delta\tau_i^{(3)}/\Delta\tau_{i1}^{(3)}$	$\Delta\tau_i^{(2)}/\Delta\tau_i^{(3)}$
$I(t) = \begin{cases} e^{-\frac{t}{T}} & (t > 0) \\ e^{-\frac{t}{\delta T}} & (t < 0) \end{cases}$	1.324— 1.414*	1.150— 1.225	0.64—1	1.151— 1.155	0.67—1	1.16—1.15
$I(t) = \begin{cases} \text{sech}^2\left(\frac{t}{T}\right) & (t > 0) \\ \text{sech}^2\left(\frac{t}{\delta T}\right) & (t < 0) \end{cases}$	1.393— 1.543*	1.182— 1.286	0.60—1	1.180— 1.199	0.61—1	1.22—1.20
$I(t) = \begin{cases} \frac{1}{1+(t/T)^2} & (t > 0) \\ \frac{1}{1+(t/\delta T)^2} & (t < 0) \end{cases}$	1.633—2*	1.269—1.463	0.56—1	1.286— 1.367	0.47—1	1.45—1.55
$I(t) = \begin{cases} e^{-\frac{t}{T}} & (t > 0) \\ e^{\frac{t}{\delta T}} & (t < 0) \end{cases}$	2—2.421	1.5—1.772	0.50—1	1.333— 1.367	0.50—1	1.33—1.31

图 1 双边高斯形脉冲的 $G^{(3)}(\tau)$ 曲线

可能在一定的范围内变化。对于所考虑的四种形状，它们相应宽度比的变化范围是不同的。因而，如果假设脉冲是这四种形状的一种，那末完全可通过 $G^{(2)}(\tau)$ 、 $G^{(3)}(\tau)$ 的测定得到进一步的验证。满足表 1 给出的相应数值是一个必要条件。反之，如果

实测值与表 1 中所给出的宽度比差异较大，那就无法认为所测脉冲属于这四种双边形式的任一种。此时，我们可利用两种测试提供的信息对脉冲形状作一粗略估计。尽管如此，它也比单靠 $G^{(2)}(\tau)$ 的测试所估计的脉冲形状更接近真实脉冲的特征。

我们在对 Nd:YAG 被动锁模激光器实现了非共线二次相关测试的基础上^[2]，又进行了单延迟三次相关测试。激光器用的锁模染料是 Eastman 9740 氯苯溶液，染料盒的透过

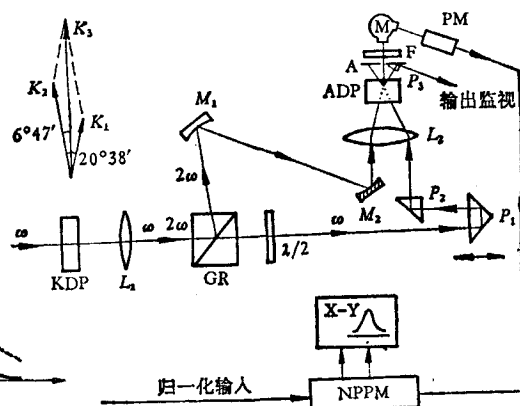


图 2 单延迟三阶相关测试原理图

KDP 为倍频晶体； ADP 为混频晶体；
 L_1, L_2 为透镜； M_1, M_2 为反射镜；
 P_1, P_2, P_3 为直角棱镜； GR 为分光棱镜；
 $\lambda/2$ 为波片； A 为光阑；
F 为滤光片； M 为单色仪；
PM 为光电倍增管； NPPM 为 ns 峰值记录仪；
X-Y 为记录仪； 左上方为位相匹配图；

率为 70%.

非共线二次相关测试装置, 以及关于测试过程的说明可参阅文献 [2], 这里不再重述. 单延迟三次相关测试装置如图 2 所示. 从激光器输出的 $1.06\mu\text{m}$ 光脉冲经透镜 $L_1(f=1.5\text{m})$ 聚焦后, 由 KDP 晶体进行 I 类倍频. 倍频光 ($5320\text{\AA}$) 与基频光偏振方向垂直, 故可由革兰棱镜 GR 进行分离, 分离后的基频光经 $\lambda/2$ 片获得与倍频光相同的偏振方向, 然后经棱镜 P_1, P_2 与经凹面镜 $M_1(R=4\text{m})$ 、 $M_2(R=10\text{m})$ 反射来的倍频光平行入射到透镜 $L_2(f=53\text{mm})$ 中, 由 L_2 把两束光聚焦到晶体 ADP 内实现非共线混频. 从 ADP 输出的三次谐波 ($3547\text{\AA}$) 经光阑 A 、滤色镜 F 、单色仪 M , 由光电倍增管 PM (EMI 9816) 接收后送入 NPPM 毫微秒峰值保持器, 再由 X-Y 仪记录输出. 归一化脉冲由另一路引入^[2]. 测试过程中用行波示波器 C7-10A 监视脉冲锁模状态.

倍频晶体选用 KDP 晶体, 厚度为 6mm. 采用通常的铁电晶体国际标准记号^[3], 晶体切割的取向可记为 $(z \times tw)45^\circ/40^\circ30'$. 这样, 当光脉冲沿着晶体厚度方向正入射时, 光线和晶体光轴的夹角正好满足相位匹配角 $40^\circ30'$, 而且这时对此倍频过程晶体具有尽可能大的非线性系数. 虽然 KDP 晶体的非线性系数总的说来比较小, 但是它比 LiIO_3 , LiNbO_3 之类晶体有大得多的匹配宽度, 可以避免超短脉冲在倍频过程中的失真^[4,5].

混频晶体直接采用非共线二次相关测试所用的 ADP 晶体^[2], 厚度 8mm. 晶体光轴垂直于两束入射光组成的平面, 基频光和倍频光均作为 o 光入射, 图 2 中画有混频过程的相位匹配图. 与非共线倍频不同的是混频光不再处于入射两束光的角平分线上, 为在调整过程中能较方便地捕捉到紫外光, 我们使紫外光平行透透镜光轴出射, 这就要求倍频光和基频光在进入透镜 L_2 时关于透镜光轴是不对称的. 满足相位匹配的两束光距离是 $9.7\text{mm} + 20.5\text{mm}$, 其中 9.7mm , 20.5mm 分别对应倍频光、基频光与透镜光轴的距离. 由于透镜对倍频光和基频光折射率不同, 两束光线经透镜折射后的交点不处在透镜光轴上, 这给调整带来了一定困难. 但是从提高效率和时间分辨率的角度来看, 使用透镜还是值得的. 实际调整时, 只要先调整两束光平行间距到接近上述的相位匹配要求, 并使两束光经透镜后能准确相交, 然后再微调 M_2 即可实现完善的相位匹配混频.

要对两种相关函数的宽度进行令人信服的比较, 必须保证相关测试有足够的准确度. 从文献 [6, 7] 的讨论出发, 参阅图 3, 可以进一步分析非共线过程. 假设光束截面上的场强是高斯分布, 那末 E_1, E_2 光束截面上各点的场强可以写成

$$E_{1,2} \left(t - \frac{\mathbf{k}_{1,2}}{|\mathbf{k}_{1,2}|} \cdot \frac{\mathbf{r}}{g_{1,2}} \right) \cdot e^{-\frac{(\mathbf{K}_{1,2} \cdot \mathbf{r})^2}{w_{1,2}^2}} \cdot e^{-\frac{x^2}{w_{1,2}^2}}, \quad (1)$$

式中略去了相位因子. $\mathbf{K}_{1,2}$ 是位于平面 yz , 垂直波矢 $\mathbf{k}_{1,2}$ 的单位矢量, $w_{1,2}$ 分别是 $E_{1,2}$ 二光束的半径. 在 $\mathbf{r} = 0$ 处 $E_{1,2}$ 为 $E_{1,2}(t)$, 因子 $\frac{\mathbf{k}_{1,2}}{|\mathbf{k}_{1,2}|} \cdot \frac{\mathbf{r}}{g_{1,2}}$ 是考虑到光脉冲的振幅部

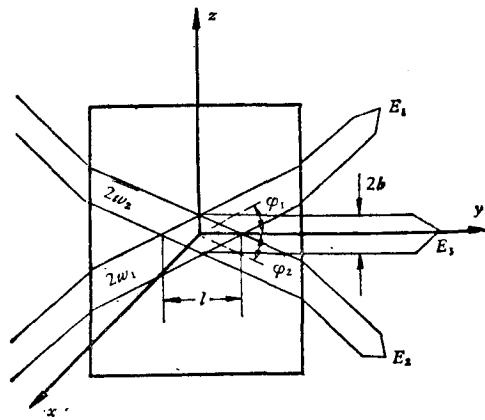


图 3 光在单轴晶体的 yz 平面内非共线混频过程示意图

分是按群速度传播的. g_1, g_2 分别是入射两束光 E_1, E_2 的群速度. 显然 $\mathbf{k}_1/|\mathbf{k}_1| = (0, \cos \varphi_1, \sin \varphi_1)$, $\mathbf{k}_2/|\mathbf{k}_2| = (0, \cos \varphi_2, -\sin \varphi_2)$. 若取两束光相交中心为原点, 两束光相交区在混频光方向上总长为 l , 那末在 $y = l/2$ 面上, 由晶体产生的混频光总场强可以写成

$$E_3(t, \tau) = K \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dz \left\{ E_1 \left[t - \frac{l}{2g_1} - \frac{z \sin \varphi_1}{g_1} - y \left(\frac{\cos \varphi_1}{g_1} - \frac{1}{g_3} \right) \right] \right. \\ \left. \times E_2 \left[t + \tau - \frac{l}{2g_2} + \frac{z \sin \varphi_2}{g_2} - y \left(\frac{\cos \varphi_2}{g_2} - \frac{1}{g_3} \right) \right] \right\} \\ \times e^{-\left[\frac{(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})^2}{w_1^2} + \frac{(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})^2}{w_2^2} \right]} \cdot e^{-\left[\frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} \right] x^2} \quad (2)$$

写(2)式时, 认为光束半径 $w_{1,2}$ 远小于晶体各方向上的线度, 且相交区全部位于晶体内部.

(2) 式中 K 为一与坐标无关的比例常数, 因子 $\frac{(l/2) - y}{g_3}$ 是考虑到混频光脉冲是按自己的群速度 g_3 传播的. 由(2)式可以看出, 要使通过接收 E_3 的平均光强来实现相关测试, 那末必须要求

$$\left| \frac{\sin \varphi_{1,2}}{g_{1,2}} \right| \cdot b \ll \Delta t_{1,2}, \\ \left| \frac{\cos \varphi_{1,2}}{g_{1,2}} - \frac{1}{g_3} \right| \cdot l \ll \Delta t_{1,2}, \quad (3)$$

式中 $\Delta t_{1,2}$ 分别为 E_1, E_2 的宽度, b 近似取

$$b \approx 2 \max \left\{ \frac{w_1}{\cos \varphi_1}, \frac{w_2}{\cos \varphi_2} \right\}.$$

(3) 式中第一式表明光脉冲的空间宽度应远大于光束直径; 第二式与共线相关条件^[6]是一致的, 它表明由于群速度的不一致, 使测试造成了偏差, l 越长, 偏差越大.

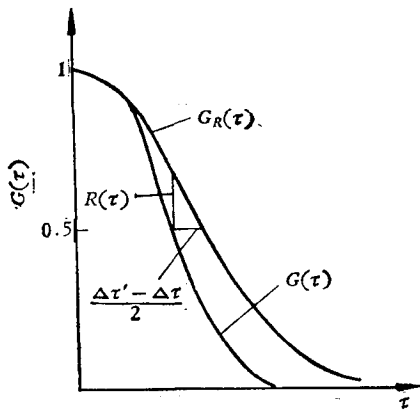


图 4 相关测试值误差引起相关函数宽度的误差估计示意图

$\Delta \tau'$ 为实际测试宽度; $\Delta \tau$ 为真实相关函数宽度

可以根据上面的讨论进一步估计测试的时间

分辨率. 设实际测量 E_3 所得的为 $G_R(\tau) \propto \int E_3^2(t, \tau) dt$, 而真实相关函数为 $G(\tau)$, 令 $G_R(\tau) = G(\tau) + R(\tau)$, 利用图 4, 可知相关函数宽度的相对误差近似为

$$\Delta = 2 \frac{|R(\tau)|}{\Delta \tau G'(\tau)} \bigg|_{\tau = \frac{\Delta \tau}{2}}$$

倘若取 Weber^[8] 的标准, 即测量时误差小于 20% 的相关函数宽度作为时间分辨率的标准, 那末

$$T = 10 \frac{|R(\tau)|}{G'(\tau)} \bigg|_{\tau = \frac{\Delta \tau}{2}}, \quad (4)$$

式中 T 表示分辨时间. 从(4)式可以看到, 要较准确地估计时间分辨率, 必须知道脉冲形状. 为方便起见, 可把高斯分布光束作平面波近

似,即使如此,(4)式的计算也是很麻烦的. 近似程度更差一些的估计,可利用泰勒展开. 把 E_1, E_2 在两束光开始相会处展开,然后在结果中取一阶近似,则有

$$R(\tau) \approx \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\sin \varphi_1}{g_1} - \frac{\sin \varphi_2}{g_2} \right) b + \left(\frac{\cos \varphi_1}{g_1} - \frac{\cos \varphi_2}{g_2} \right) l \right] G'(\tau).$$

于是时间分辨率约为

$$T = 5 \left| \left(\frac{\sin \varphi_1}{g_1} - \frac{\sin \varphi_2}{g_2} \right) b + \left(\frac{\cos \varphi_1}{g_1} - \frac{\cos \varphi_2}{g_2} \right) l \right|. \quad (5)$$

对于 I 类二次相关情况, $g_1 = g_2$, $\varphi_1 = \varphi_2$, (5) 式为零,不再适用. 这时,只有从脉冲形状直接计算 $R(\tau)$ 或取更高阶近似. 显而易见,在相同条件下, I 类二次相关测试时间分辨率定优于 II 类二次相关测试. (5) 式虽然近似度较差,但计算方便. 如用 1mm 厚 KDP 晶体,对 $1.06\mu\text{m}$ 激光脉冲进行 II 类共线二次相关测试, $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$, $g_1 = 1.968 \times 10^8 \text{m/sec}$, $g_2 = 2.038 \times 10^8 \text{m/sec}$, 由(5)式可得 $T = 0.87 \text{ps}$. 这与 Weber^[8] 由直接计算所估计的 0.8ps 是一致的.

在本实验装置中, b 近似取 0.2mm . 由(5)式可以估计时间分辨率 T 约为 0.3ps . 这里,基频光 $g_1 = 1.919 \times 10^8 \text{m/sec}$, 倍频光 $g_2 = 1.946 \times 10^8 \text{m/sec}$. 非共线二次相关测试的时间分辨率,在 b 为 0.2mm 时, l 近似为 1mm , 故一定远优于 0.8ps . 上述 KDP, ADP 的群速度可利用相应的色散公式^[9]得到.

两种相关函数的典型测试结果示于图 5 和图 6. 由图 6 可知, $G^{(3)}(\tau)$ 的宽度是 $22.3 \text{ps} + 15.7 \text{ps}$, 呈现了微弱的不对称性. 在反复三次的测量中,均表现了相同的不对

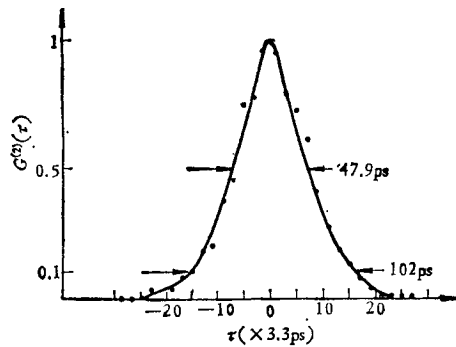


图 5 二阶自相函数的实验曲线

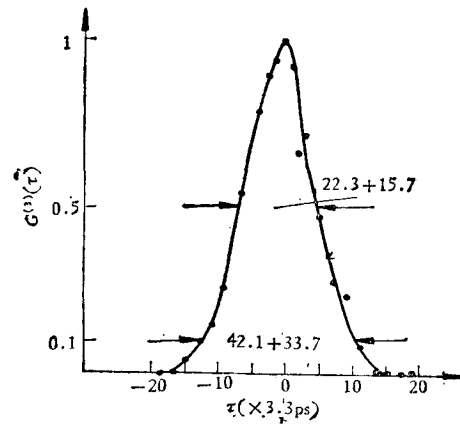


图 6 单延迟三阶相关函数的实验曲线

称性,另两次是 $23.9 \text{ps} + 14.9 \text{ps}$, $22.3 \text{ps} + 15.2 \text{ps}$. 由于测定 $G^{(2)}(\tau)$ 和 $G^{(3)}(\tau)$ 使用的是同一延迟装置,比较图 5 和图 6 也可排除是装置的固有误差,因而这种微弱的不对称性可以肯定是由脉冲本身的不对称性造成的. $G^{(3)}(\tau)$ 的测试表明,脉冲前沿上升时间短于后沿下降时间. 由实测的 $G^{(2)}(\tau)$, $G^{(3)}(\tau)$ 曲线所得到的几种宽度比列于表 2 中第一列,与表 1 有关数值进行比较,可以知道无法把所测得的脉冲与这四种双边形状相对应. 脉冲形状是一种更复杂的形式. 根据相关函数尾部接近指数形特征,中部又接近高斯形,双曲正割形,为简单起见,我们用高斯-指数形脉冲去接近它. 设脉冲形状为

$$I(t) = \begin{cases} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} & t > 0; \\ e^{\delta\left(\frac{t}{\tau}\right)} & t < 0 \end{cases} \quad \delta = \sqrt{\ln 2} \delta',$$

δ' 反映了脉冲的不对称性。可以直接求出它们的二次、三次相关函数解析形式。通过计算,相应的数值比绘于图 7 中。在 $\delta' = 0.5$ 时相关函数有关特征列于表 2 中第二列。比较表 2 中两列数值可知,除了尾部不对称性外,其他数值较接近。从这个意义上来说,高斯-指数形脉冲比其他四类形式更接近真实脉冲。这样,我们近似地把脉冲写成

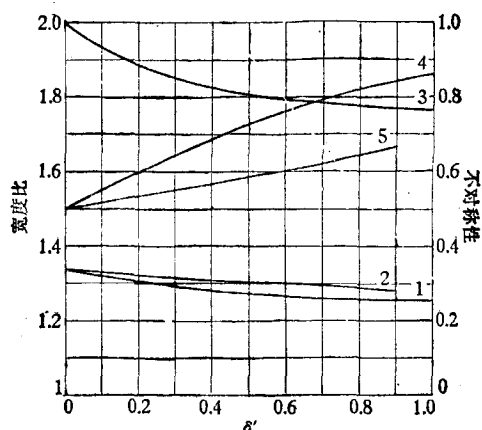


图 7 高斯-指数形脉冲各比值与 δ' 的关系

- 1—— $\Delta\tau^{(2)}/\Delta\tau^{(3)}$ 代表二阶相关函数与三阶相关函数的宽度比;
 2—— $\Delta\tau_1^{(2)}/\Delta\tau_1^{(3)}$ 代表二阶相关函数与三阶相关函数在 0.1 处宽度比;
 3—— $\Delta\tau^{(2)}/\Delta\tau_p$ 代表二阶相关函数宽度与脉冲宽度比;
 4—— $\Delta\tau_1^{(3)}/\Delta\tau_1^{(3)}$ 代表三阶相关函数在 0.5 处的不对称性;
 5—— $\Delta\tau_{i_1}^{(3)}/\Delta\tau_{i_1}^{(3)}$ 代表三阶相关函数在 0.1 处的不对称性

表 2

	实测结果	$\delta' = 0.5$ 高斯-指数形计算结果
$\Delta\tau^{(2)}/\Delta\tau^{(3)}$	1.26	1.27
$\Delta\tau_1^{(3)}/\Delta\tau_1^{(3)}$	0.7	0.73
$\Delta\tau_1^{(2)}/\Delta\tau_1^{(3)}$	1.31	1.30
$\Delta\tau_{i_1}^{(3)}/\Delta\tau_{i_1}^{(3)}$	0.77	0.58

$$I(t) = \begin{cases} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} & (t > 0); \\ e^{0.42\left(\frac{t}{\tau}\right)} & (t < 0). \end{cases}$$

由于峰值位置的测定误差,不对称性误差稍大,然而对于折算脉冲宽度来说,并不带来太大的影响。由图 7, δ' 位于 0.4—1.0 之间时几乎均可用 1.78 从 $G^{(2)}(\tau)$ 宽度 $\Delta\tau^{(2)}$ 折算脉冲宽度。这样,与 $\Delta\tau^{(2)} = 47.9\text{ps}$ 相对应的脉冲宽度约为 27ps。

我们的测试结果与 Letokhov 用条纹照相机在红宝石被动锁模激光器上获得的结果^[10]及 Von der Linde 用喇曼散射在钹玻璃被动锁模激光器上获得的结果^[11]相似。它再次表

明, Nd:YAG 被动锁模激光器输出的脉冲也是不对称的, 脉冲前沿上升时间短于后沿下降时间。

完成本文过程中, 中国科学院物理研究所林金谷、赖瑞生等同志给予了有益的帮助与支持, 在此表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] A. W. Smith and A. J. Landon, *Appl. Phys. Lett.*, **15**(1970), 340.
- [2] 林金谷等, 物理学报, **29**(1980), 406.
- [3] 许煜寰等编, 铁电与压电材料, 科学出版社, 483页 (1978).
- [4] W. H. Glenn, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-5**(1969), 284.
- [5] R. C. Miller, *Phys. Lett.*, **26A**(1968), 177.
- [6] E. Mathieu and H. J. Keller, *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 1560.
- [7] J. Jansky, G. Corral and R. N. Gyzalian, *Opt. Comm.*, **23**(1977), 293.
- [8] H. P. Weber, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 2231.
- [9] F. T. 阿雷克等编, 非线性光学和材料, 《激光手册》第四分册, 科学出版社, 61 页 (1978).
- [10] P. G. Kryukov and V. S. Letokhov, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**(1972), 766.
- [11] D. Von. Der Linde, *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 954.

SINGLE-DELAY MEASUREMENT OF ULTRASHORT LIGHT PULSES BY THIRD ORDER INTENSITY CORRELATION

CHANG CHAO-YUAN QU LIN-JIE

(Tianjin University)

LIU CHENG-HUI HUO CHONG-RU

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The asymmetry of ultrashort light pulse may be detected by third order intensity correlation. As compared with the results of SHG method, more information may be obtained about the shape of the pulse. According to our measurement, the shape of the pulse of passively mode-locked Nd: YAG Laser can be considered approximately as Gaussian-exponential. The correlation width obtained by third order intensity correlation was $22.3 \text{ ps} + 15.7 \text{ ps}$, its corresponding pulse width was about 27ps. The leading edge of the pulse was steeper than the trailing edge.