

厚光学非线性介质 Z 扫描理论分析

臧维平 田建国 张光寅

南开大学物理系, 天津 300071

1993 年 3 月 15 日收到

采用高斯分解方法, 对厚光学非线性材料的 Z 扫描进行了理论分析, 得到了对于实验工作者寻找优良的光学非线性材料和合理设计光学限制器时较有用的结果。

PACC: 7820; 4265J

一、引言

随着光学非线性器件的发展, 伴随着对材料的非线性测量技术的不断完善, 最近 Sheik-Bahae 等人^[1]提出了采用单一光束灵敏测量非线性系数 n_2 的符号及其数值的方法。他们称这种测量手段为 Z 扫描。与先前的测量方法^[2-4]相比, 它具有测量方法简单, 测量精度较高的优点。本文以薄样品的分析为基础, 在一定近似条件下, 对厚样品的 Z 扫描进行了理论分析, 得到了简洁的表达式, 并对结果进行了讨论。

二、Z 扫描技术

如图 1, 在紧聚焦配置下, 在远场测量通过一个位于光轴上的有限孔径 A 的透射, 作为样品中心离焦点平面距离 z 的函数。

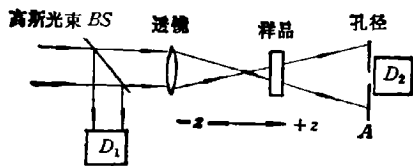


图 1 Z 扫描实验装置 BS 为分束器; D_1, D_2 为光探测器

对于一个薄的具有负非线性系数的光学非线性介质, 当它位于 z 轴上不同位置时, 对于高斯光束来说, 它相当于一个焦距可变的薄透镜。取聚焦后的焦点为 z 轴的原点 0, 当非线性介质从较大的一 z 处向原点 0 移动时, 开始时光强较

低, 非线性引起的光感应折射可忽略, 因此透射率 (D_2/D_1) 保持相对不变, 为系统的线性透射率。当扫描到接近焦点时, 相当于一个负透镜将光束准直, 从而引起孔径 A 处光束变窄, 导致测量的透射率增加; 当非线性介质移过原点 0 时, 同样自散焦将增大光束的发散, 从而导致 A 处光束展宽, 造成透射率减小。在原点处, 对于远场透射率与线性值一样。通过上述分析, 我们定性地得到了透射率与样品位置的关系曲线, 它呈峰谷形状。

一个先峰后谷的测量曲线对应于具有负非线性系数的光学非线性样品; 一个先谷后

峰的测量曲线对应于具有正非线性系数样品。这样通过 z 扫描的测量曲线形状, 可以确定材料非线性系数的符号; 同时通过对理论分析所得的简单表达式, 可以得到非线性系数的数值。对于厚样品情形, 当我们将它分成一组薄透镜时, 分析方法同薄样品类似。

三、Z 扫描的理论分析

这里只限于讨论介质具有三阶非线性情况, 对于高阶非线性情况是完全类似的。对于三阶非线性, 折射率 n 由下式给出:

$$n = n_0 + \frac{n_2}{2} |E|^2 = n_0 + \gamma I, \quad (1)$$

式中 n_0 为线性折射率; E 为峰值电场强度; I 为介质中的光强。假定一个 TEM_{00} 高斯光束, 束腰半径为 w_0 , 沿 $+z$ 方向传播, 电场 E 由下式给出:

$$E(z, r, t) = E_0(t) \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{ikr^2}{2k(z)}\right) e^{-i\phi(z, t)}, \quad (2)$$

式中 $w(z)$ 为坐标 z 处光束半径, $w(z) = w_0(1 + z^2/z_0^2)^{1/2}$; w_0 为光束束腰半径;

$$z_0 = \frac{k}{2} w_0^2$$

为光束共焦参数; $k = 2\pi/\lambda$ 为波矢; λ 为激光波长; $E_0(t)$ 为包含时间的脉冲包络电场; r 为径向坐标; $e^{-i\phi(z, t)}$ 为包含了径向无关的相位改变。

当介质的厚度足够薄, 以至于在其中由于衍射和非线性折射引起的光束半径的变化可忽略不计, 这样的介质称为薄介质。

采用 Marburger^[9] 提出的理论模型, 文献[1]对薄样品的 z 扫描进行了理论分析。采用“高斯分解”方法^[10], 给出了孔径 A 处电场强度为

$$E_A(z, r, t) = E(z, r=0, t) e^{-\alpha L/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\phi_0(z, t)]^m}{m!} \frac{w_{m0}}{w_m} \times \exp\left(-\frac{r^2}{w_m^2} - \frac{ikr^2}{2R_m} + i\theta_m\right), \quad (3)$$

式中 α 为线性吸收系数; L 为样品厚度; $\Delta\phi_0$ 由下式给出:

$$\Delta\phi_0(z, t) = \Delta\phi_0(t)/(1 + z^2/z_0^2), \quad (4)$$

式中 $\Delta\phi_0(t)$ 为轴上焦点处的相移, 定义为

$$\Delta\phi_0(t) = k\Delta n_0(t)L_{\text{eff}}, \quad (5)$$

式中 $L_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$; $\Delta n_0(t) = \gamma I_0(t)$, $I_0(t)$ 为焦点处光强。

定义 d 为在自由空间中从样品到孔径 A 处的距离, $R = 1 + d/R(z)$, (3) 式中其余部分参数的定义如下:

$$w_{m0}^2 = w^2(z)/(2m+1), \quad (6a)$$

$$d_m = \frac{k w_{m0}^2}{2}, \quad (6b)$$

$$R_m = d \left[1 - \frac{g}{g^2 + d^2/d_m^2} \right]^{-1}, \quad (6c)$$

$$\theta_m = \tan^{-1} \left[\frac{d/d_m}{g} \right], \quad (6d)$$

$$\omega_m^2 = \omega_{m0}^2 \left[g^2 + \frac{d^2}{d_m^2} \right]. \quad (6e)$$

透射率可以通过对 $E_A(z, r, t)$ 空间积分得到

$$P_T(\Delta\Phi_0(t)) = c\epsilon_0 n_0 \pi \int_0^{r_0} |E_A(r, t)|^2 r dr, \quad (7)$$

式中 ϵ_0 为真空极化率; r_0 为孔径半径; 归一化 z 扫描透射率 $T(z)$ 可由下式计算:

$$T(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_T(\Delta\Phi_0(t)) dt}{S \int_{-\infty}^{\infty} P_i(t) dt}, \quad (8)$$

式中 $P_i(t) = \pi \omega_0^2 I_i(t)/2$ 为瞬时输入功率; $S = 1 - \exp(-2r_0^2/\omega_0^2)$, ω_0 表示在线性区域光束在孔径处的半径.

对于一个小的非线性相移 ($|\Delta\Phi_0| \ll 1$), 在远场的归一化透射 T , 文献[1]给出下式:

$$T(z, \Delta\Phi_0) \approx 1 - \frac{4\Delta\Phi_0 x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)}. \quad (A2)$$

当我们用 (A2) 式同文献[1]中实验结果比较时, 发现不符. 我们认为这是计算有误. 通过对薄样品情况重新计算得到, 在同样的近似条件下, 归一化轴上透射率

$$T(z, \Delta\Phi_0) \approx 1 + \frac{4\Delta\Phi_0 x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)}. \quad (9)$$

当 $\Delta\Phi_0 < 0$ 时, 上式能给出一个先峰后谷的 z 扫描曲线. (9) 式中 $x = z/z_0$.

峰谷坐标, 峰谷距离 Δz_{p-v} , 及峰谷透射率差文献[1]给出薄样品的结果为

$$x_{p-v} = \pm \sqrt{\frac{\sqrt{52} - 5}{3}} \approx \pm 0.858, \quad (A3)$$

$$\Delta z_{p-v} \approx 1.7 z_0, \quad (A4)$$

$$\Delta T_{p-v} = 0.406 \Delta\Phi_0. \quad (A5)$$

对于厚光学非线性介质, 当光束通过非线性介质时, 光束的半径会发生改变. 这种改变由两个因素构成, 即介质线性衍射和非线性光折射引起. 对于不太强的激光来说, 由 n_2 引起的光束半径的改变与介质线性衍射引起的改变相比是很小的^[14]. 作为近似, 我们人为在样品中光束半径只受线性衍射的影响, 非线性的作用只是引起相位畸变.

沿光束传播方向将样品分成一组薄样品的紧密叠合, 那么当光束依次通过每个薄片到达孔径 A 处时, 计及每个薄层的影响, 在孔径 A 处, 总的电场应为:

$$E_A(r, z, t) = K \prod_{i=1}^n e^{-\alpha L_i} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[i \Delta\Phi_{0i}(z_i, t)]^m}{m!} \frac{\omega_{m0}(z_i)}{\omega_m(z_i)}, \quad (10)$$

式中 k 为与介质的非线性无关的系数; $\prod_{i=1}^n$ 代表 n 项连乘; L_i 为第 i 个薄片的厚度; z_i

为第 i 个薄片到原点 0 的距离。其余参数与(6)式定义相同, 这里 z 为厚样品中心离原点 0 的距离。

孔径 A 处轴上电场强度可令(10)式中 $r = 0$ 得到, 这时轴上归一化透射率 T 为

$$T = |E_A(r=0, z, z, \Delta\phi_{0i})|^2 / |E_0(r=0, z, z, \Delta\phi_{0i}=0)|^2 \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (11)$$

当将厚样品分成相当多的薄片时, 并且对于远场情形, 即 $d \gg z$,

$$T \approx \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{4\Delta\phi_{0i}(z)x_i}{(x_i^2 + 9)(x_i^2 + 1)} \right) = \exp \left(\sum_{i=1}^n \frac{4\Delta\phi_{0i}(z)x_i}{(x_i^2 + 1)(x_i^2 + 9)} \right), \quad (12)$$

式中 $x_i = z_i/z$; $\Delta\phi_{0i}(z) = k\Delta n_0(z)z_0\Delta x_i = c\Delta x_i$; $c = k\Delta n_0(z)z_0$, 由(1)式可知 c 正比于光强。所以当 $\Delta x_i \rightarrow 0$ 时, 样品厚度为 L ; 样品中心离原点 0 的距离为 z , 这时样品两个端面的坐标为 $z_1 = z - L/2$, $z_2 = z + L/2$; 轴上透射率为

$$T = \exp \left(\int_{z-L/2}^{z+L/2} \frac{4cx'dx}{(x'^2 + 1)(x'^2 + 9)} \right) = \left\{ \frac{\left[\left(x + \frac{L}{2} \right)^2 + 1 \right] \left[\left(x - \frac{L}{2} \right)^2 + 9 \right]}{\left[\left(x - \frac{L}{2} \right)^2 + 1 \right] \left[\left(x + \frac{L}{2} \right)^2 + 9 \right]} \right\}^{\frac{c}{4}}. \quad (13)$$

下面对(13)式进行讨论:

当 $L \rightarrow 0$ 时, 对应于薄样品情形, 将(13)式对 L 作泰勒展开, 并且只保留到 L 的一次项, 得

$$T \approx 1 + \frac{4cLx}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)}. \quad (14)$$

将 $c = k\Delta n_0(z)z_0$, $L = L/z$, 代入上式, 得

$$T \approx 1 + \frac{4\Delta\phi_0 x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)}. \quad (15)$$

上式与(9)式完全相同。

对于厚样品, 图 2 示出对于不同样品厚度的归一化透射率 T 扫描曲线。图中 $c = -1$, 即对于负光学非线性样品, 对于不同样品无量纲厚度 L , 具有与薄样品类似的峰谷曲线。随着 L 的变化, 无论是透射峰谷坐标, 还是透射峰谷的数值都发生了变化, 并且峰谷的高度不再相等。同样, 我们可以通过解方程

$$\frac{dT}{dx} = 0$$

来得到峰谷坐标 x_{p-v} 。

$$x_{p-v} = \pm \left\{ \frac{\left(\frac{l^2}{2} - 10\right) + \sqrt{(l^2 + 10)^2 + 108}}{6} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

从上式可以看出,对于同一厚度 l , Z 扫描曲线的峰谷坐标对于原点 0 对称。利用(13)和(16)两式可得到峰谷数值的关系如下:

$$T_p \cdot T_v = 1. \quad (17)$$

峰谷距离 Δz_{p-v} 为下式:

$$\Delta z_{p-v} = z \left\{ \frac{\left(\frac{l^2}{2} - 10\right) + \sqrt{(l^2 + 10)^2 + 108}}{6} \right\}^{\frac{1}{2}} z_{0.2} \quad (18)$$

为了更清晰地反映峰谷距离随样品厚度的变化,我们引入一个新的定义量 $\overline{\Delta z_{p-v}}$, 称为归一化峰谷距离,定义为 $\overline{\Delta z_{p-v}} = \Delta z_{p-v}/L$.

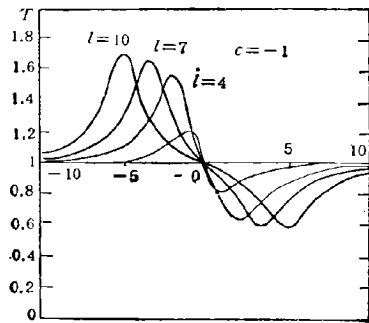


图2 不同介质厚度三阶非线性的 Z 扫描透射率曲线

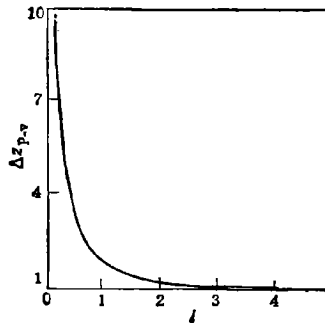


图3 作为介质厚度的函数的归一化峰谷距离计算曲线

图3示出 $\overline{\Delta z_{p-v}}$ 随 l 变化的理论曲线,可以看出随 l 的增大, $\overline{\Delta z_{p-v}}$ 趋近于1。这反映了这样一个事实:对于厚光学非线性介质,在进行 Z 扫描时,峰谷位于样品的两个表面附近。

峰谷透射率差为

$$\Delta T_{p-v} = \left| 2 \sinh \left\{ \frac{c}{4} \ln \frac{\left[\left(|x_{p-v}| + \frac{l}{2} \right)^2 + 9 \right] \left[\left(|x_{p-v}| - \frac{l}{2} \right)^2 + 1 \right]}{\left[\left(|x_{p-v}| - \frac{l}{2} \right)^2 + 9 \right] \left[\left(|x_{p-v}| + \frac{l}{2} \right)^2 + 1 \right]} \right\} \right|. \quad (19)$$

对于 $c = -1$, 可以求出厚度 l 趋于无穷的极限

$$\lim_{l \rightarrow \infty} (\Delta T_{p-v}) = \frac{2}{\sqrt{3}} = 1.155. \quad (20)$$

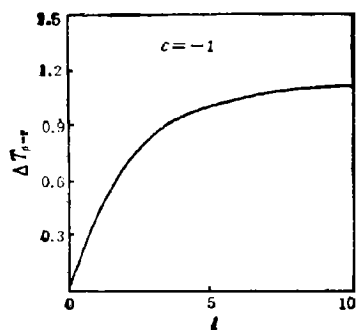
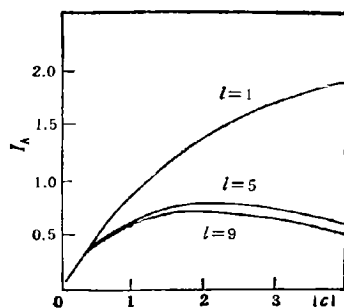
图4 ΔT_{p-v} 随介质厚度的变化曲线图5 不同介质厚度 $I_A = cT$ 的函数曲线

图4示出峰谷差随样品厚度的变化曲线。从图4上可以看出,在无量纲介质厚度 l 小于5时,随 l 的增大, ΔT_{p-v} 呈线性增大。当厚度 l 大于5时, ΔT_{p-v} 随 l 的增加迅速趋于1.155,这时继续增加样品厚度并不能对 ΔT_{p-v} 有显著的提高。

与薄样品情况类似,为了使光限制效应最大,我们必须把厚样品放在Z扫描的谷位置。对于 $c = -1$,即负非线性厚样品。图5示出 $I_A = cT$ 对于不同样品厚度的曲线。 I_A 正比于输出光强, c 正比于输入光强,所以图5反映了输出光强随输入光强的变化。从图5还可以看到当 $|c| < 1$ 时, I_A 随 c 的增加近似呈线性变化;当 $|c| > 1$ 时, I_A 随 c 的增加趋于一个常数极值。这反映了非线性介质产生的光限制效应。图5还表明:当厚度 l 从5增大到9时,光限制效应变化不大,这也反映了在用作光限制器时,非线性介质取5个无量纲厚度即可。当 c 继续增大时, I_A 对极值来讲有所下降,这主要由于随输入光强的增大,非线性对样品中光束半径的改变已不能忽略。

四、结 论

上面讨论了厚非线性介质的Z扫描理论。厚非线性介质的Z扫描透射极值位于介质的前后两个表面附近;非线性介质的厚度取值为5倍 z_0 ,即可得到相当好的光限制作用。采用厚非线性介质作为光限制器有许多优点,人们趋向于采用厚非线性介质作光限制器。

- [1] M. Sheik-Bahae, A. A. Said and E. W. Van Stryland, *IEEE J. Quantum Electron.*, 26(1990), 760.
- [2] M. J. Weber, D. Milam and W. L. Smith, *Opt. Eng.*, 17(1978), 463.
- [3] M. J. Moran, C. Y. She, and R. L. Carmas *IEEE J. Quantum Electron.*, 11(1975), 259.
- [4] S. R. Friberg and P. W. Smith, *IEEE J. Quantum Electron.*, 23(1987), 2089.
- [5] R. Adair, L. L. Chase and S. A. Payne, *J. Opt. Soc. Amer.*, 4(1987), 875.
- [6] A. Owyong, *IEEE J. Quantum Electron.*, 9(1973), 1064.
- [7] W. E. Williams, M. J. Soileau and E. W. Vanstryland, *Opt. Commun.*, 50(1984), 256.
- [8] "Simple direct measurements of n_2 " in Proc. 15th Annu. Symp. Opt. Materials for High Power Lasers, Boulder, CO, (1983).
- [9] J. H. Marburger, *Prog. Quantum Electron.*, 4(1975), 35.

- [10] D. Weaire, B. S. Wherrett, D. A. B. Miller and S. D. Smith, *Opt. Lett.*, **4**(1974), 331.
[11] David Huang *et al.*, *Opt. Lett.*, **7**(1992), 511.

THEORETICAL ANALYSIS OF Z scan IN THICK OPTICAL NONLINEAR MEDIA

ZANG WEI-PING TIAN JIAN-GUO ZHANG GUANG-YIN

Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071

(Received 15 March 1993)

ABSTRACT

Using Gaussian decomposition method, we theoretically analysed Z-scan in thick optical nonlinear media. Useful results are obtained for experimenters searching high performance optical nonlinear materials and designing optical limiter.

PACC: 7820; 4265J