

一种直接测定高功率激光系统 “B 积分”的方法

余文炎 郑玉霞 谢梓铭 唐贤忠
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文提出用光谱加宽的方法,直接测定高功率激光系统的“B 积分”。并对一个由九级放大器组成的 Nd 玻璃高功率激光行波放大系统进行了实际测量,获得较为满意的结果。

—

在高功率激光的作用下,介质的折射率将表现为非线性的形式:

$$n = n_0 + n_2 \langle E \rangle^2, \quad (1)$$

$\langle E \rangle$ 表示光的电场在几个周期内的时间平均值。 n_2 为非线性折射率,强光引起的附加折射率亦可以用光功率密度表示为:

$$\Delta n = n_2 \langle E \rangle^2 = \frac{4\pi}{n_0 c} n_2 I. \quad (2)$$

激光在行波放大系统中传输时,冲脉功率是时间、空间和传输距离的函数,并由此导致光束的空间纹波增加,自聚焦,甚至引起介质的破坏。

由介质的非线性折射率而产生的附加位相为:

$$\Delta\varphi = K_L \frac{4\pi}{n_0 c} \int_0^L n_2 I dl = B, \quad (3)$$

K_L 为激光波数, L 为激光通过介质的长度,上述包括整个系数在内的积分,被定义为“B 积分”^[1]。它是表征高功率激光系统由于非线性效应导致光束质量下降的一个重要的评价因子。

目前为止,激光系统的“B 积分”是根据材料的 n_2 、光强 $I(x, y, l, \tau)$ 以及介质的长度、增益、衰减进行数值计算的。但由于 n_2 的测量本身具有相当大的误差^[2],加以光强变化的复杂性,这种计算不可能得到可靠的值。

本文作者提出利用光谱加宽的方法,对激光系统的“B 积分”进行直接的实验测定。

二

鉴于 B 积分所表征的位相是随脉冲时间而变化的,所以,将光束的位相对时间进行微

商之后,即可消除由于材料均匀性,加工面型不规则以及缓变的光泵热畸变等相位差的全部线性部分。而B积分所表征的位相差对时间的导数则表现为光谱的非线性加宽。

$$\omega(\tau) = \omega_0 + \Delta\omega = \omega_0 - \frac{\partial B}{\partial \tau} \quad (4)$$

当激光脉冲的前沿功率增加时,B积分也随时间而增加, $\frac{\partial B}{\partial \tau} > 0$,则光谱红移,呈 Stokes 加宽;相反,在脉冲的后沿,光谱蓝移,呈反 Stokes 加宽。一般说来,在脉冲的峰值处 $\frac{\partial B}{\partial \tau} = 0$,激光不发生频移,即 $\omega(\tau) = \omega_0$,如图 1 所示。

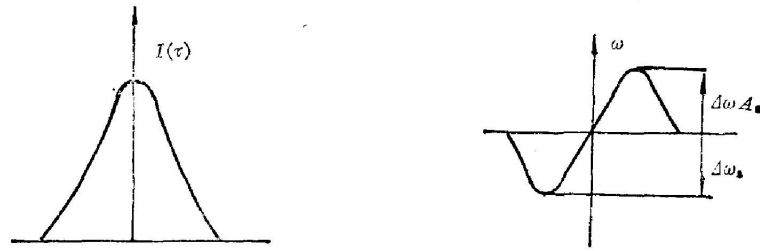


图 1

当激光系统确定之后,光程 L 是不变量, $I(\tau)$ 与 $B(\tau)$ 的函数之间只差一个常数因子记作

$$B(\tau) = \gamma I(\tau), \quad (5)$$

$$\frac{\partial I(\tau)}{\partial \tau} = \frac{1}{\gamma} \frac{\partial B(\tau)}{\partial \tau}, \quad (6)$$

频移的最大值将发生在 $\frac{\partial^2 B(\tau)}{\partial \tau^2} = 0$ 处,也是 $\frac{\partial^2 I(\tau)}{\partial \tau^2} = 0$ 的时刻,即 $I(\tau)$ 曲线的拐点。此时的频移量为:

$$\left(\frac{\partial I}{\partial \tau}\right)_{\max} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial B}{\partial \tau}\right)_{\max} = \frac{1}{\gamma} \Delta\omega_{\max} \quad (7)$$

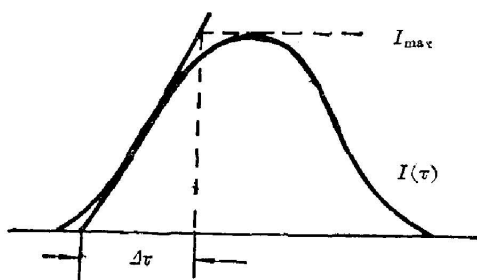


图 2

如果我们用示波器或高速时间分辨器将激光的波型记录下来,同时,用光谱仪测量出光谱的加宽量,就能够用下述方法直接确定激光系统在这种工作条件下的最大 B 积分值(此处的“最大”包括时间和空间的函义)。

我们很容易从 $I(\tau)$ 曲线的拐点处得出切线,即 $(\partial B/\partial \tau)_{\max}$, 并求出沿此切线上升到脉冲峰值所需要的时间 $\Delta\tau$ (如图 2),

$$I_{\max} = \left(\frac{\partial I}{\partial \tau}\right)_{\max} \Delta\tau, \quad (8)$$

再由(5), (6), (7)式可得

$$B_{\max} = \Delta\omega_{\max} \cdot \Delta\tau, \quad (9)$$

此处 $\Delta\omega_{\max}$ 为实验测得的最大光谱频移量。

大量的测量结果表明：激光脉冲的时间过程可以合理地近似为前后沿对称的，所以，在这种情况下，并不需要分别计及光谱的红移和蓝移的绝对量，以及进行严格的波长定标，而只需测出总的频带加宽量再乘以 $1/2$ 因子即可。指出这一点是很必要的，它允许我们采用分辨率较高的 Fabry-Perot 干涉仪进行这种计量工作。

附带说明，随时间而变化的强光引起的位相变化，实质上是一种广义的 Dorrler 效应，简单的数学运算表明，与上述表达式完全一致，在此不再赘述。

三

利用这种方法，我们对中国科学院上海光学精密机械研究所的“六束亚毫微秒高功率钕玻璃激光系统”^[3]在不同工作状态下的 B 积分进行了实验测定。目前在亚毫微秒状态下工作，振荡器采用主被动锁模方式，接近带宽极限，脉冲的光谱宽度约 0.17 \AA 。

我们用时间分辨率为 10 ps 的快速时间分辨器记录激光发射的时间过程；用玻璃间隔为 2 mm 的 Fabry-Perot 干涉仪测量光谱的加宽。

图 3、图 4 表示不同输出激光功率导致不同的光谱加宽。照片的左边均为振荡器输出的光谱，右边半部是激光通过九级 Nd 玻璃放大器及一系列光学元件之后的光谱。比较两张照片看出，随着激光功率的增加而导致频带的加宽是明显的。值得指出的是，图 3 所表示的激光系统放大器工作状态并没有改变，而只是输入该放大器系统的信号变小所致。此时，输出光谱的加宽量非常小，它说明激光放大器中的其它加宽机制（如放大器介质的粒子反转，光泵热效应等）并不重要。

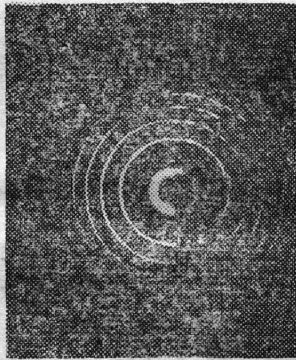


图 3



图 4

图 5 给出激光系统在不同工作条件下的输出光谱。图 5(a) 的输出功率密度是 $0.06 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ；5(b) 的输出功率密度为 $0.3 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ；5(c) 的输出功率密度 $0.82 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ；5(d) 的功率密度为 $1.14 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ；5(e) 的功率密度为 $1.47 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。

作为例子，这里我们列出一次发射中所得到的结果：

激光系统的总输出功率： $4.9 \times 10^{10} \text{ W}$ 。相应于末级放大器的空间平均功率密度为 $1.47 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。光谱总加宽量 $\Delta\lambda = 1.22 \text{ \AA}$ ，则 $\Delta\omega = (2\pi c/\lambda^2)(\Delta\lambda/2)$ ，即 $\Delta\omega = 10.24 \times 10^{10} / \text{sec}$ 。从激光的时间波形图 6，求出 $\Delta\tau = 124.8 \text{ ps}$ 。根据公式(9)即可求出上述工作条件下激光系统的 B 积分为 12.8 Nep 。

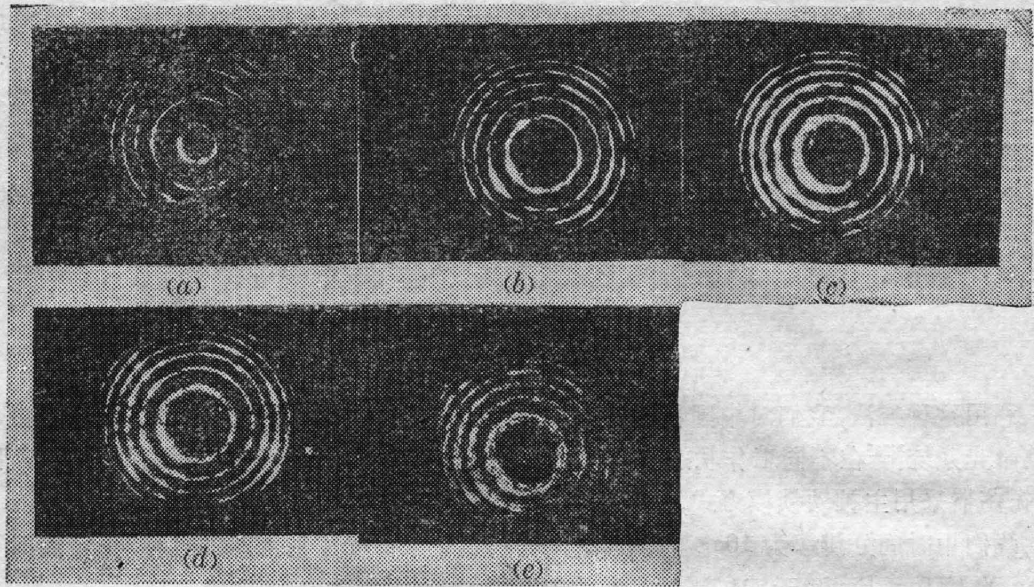


图 5

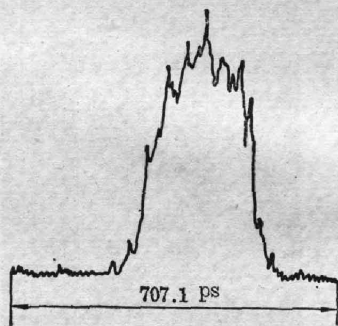


图 6

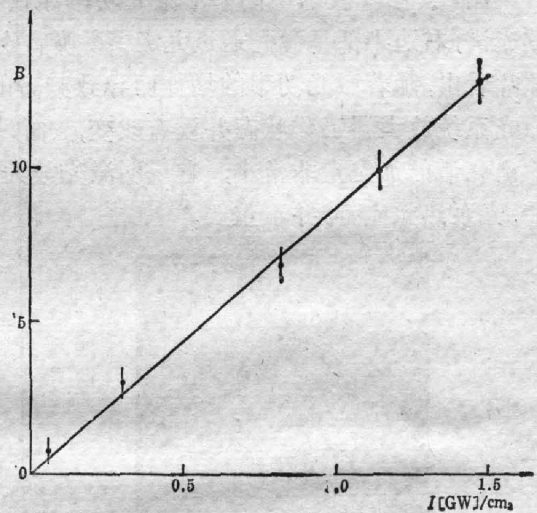


图 7

同样的方法,可以得到不同运转功率条件下的 B 积分值,如图 7 所示。

图 7 所出现的误差,并不完全是测量的误差,更主要的是表示激光场分布的不均匀性引起光束横断面上 B 值的差异。这一点很容易从图 5 看出。由于在 Fabry-Perot 干涉仪的光路设计中考虑到图像的对应关系,因此,事实上可以使这种测量具有一定的空间分辨能力。

四

对于上述讨论,我们提出两点补充说明:

(1) 除了上述测量的光谱加宽之外,我们还注意到叠加在这些谱线上的一个更宽的光

谱带, 由于它的光谱宽度超越了 Fabry-Perot 的级间隔而形成一个连续的本底。它们显然是由于强度分布在时间和空间的纹波尖峰引起的高频位相调制, 导致光谱的超加宽。图 6 的时间分辨波型可以分解为低频和高频两部分。上述测量是其低频部分, 它代表全光束整体 B 积分值。高频部分显然是存在的, 但所携带的能量不大。我们在线色散为 $16 \text{ \AA}/\text{mm}$ 的光栅光谱仪上, 没有记录到这部分加宽的光谱, 证实它的存在对上述测量不产生严重影响(图 8)。



图 8

(2) 我们所测量的光谱加宽, 实际上, 包括了由于 Nd 玻璃上能级粒子累积数在激射过程中的变化引起的折射率突变和由此产生的频移在内^[4]。但是, 在激光放大过程中, 粒子总是减少的, 由此引起的光谱变化总是单向的反 Stokes 位移, 其影响将使光谱加宽略为不对称, 而不改变总的加宽量。况且, 对于低能量的亚毫微秒激光来说, 这种影响是很微小的。

致谢: 作者感谢六路运行组在实验工作中的配合。曾与邓锡铭教授和范滇元同志进行了有益的讨论, 在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] A. J. Glass; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1975, **QE-11**, No. 9 (Sep), 280.
- [2] 干福熹, 林风英;《激光》, 1979, **6**, No. 4 (Apr), 12.
邓和等;《激光》, 1979, **6**, No. 1 (Jan), 13.
张梅珍等;《激光》, 1981, **8**, No. 4 (Apr), 22.
- [3] 邓锡铭, 余文炎等;《光学学报》, 1981, **1**, No. 4 (Jul), 289.
- [4] 范滇元;《光学学报》, 1981, **1**, No. 4 (Jul), 380.

A method of directly measuring B-integral in a high power laser system

YU WENYAN ZHENG YUXIA XIE ZHIMIN AND TANG XIANZHONG
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 6 July 1984)

Abstract

This paper suggest a method of direct measurement of B-integral by using spectrum-broadening method in a high power Nd-glass laser system. Good results are obtained.

In this paper, A method for directly measuring the B-integral in a high power Nd-glass laser system has been proposed by using the spectrum-broadening techniques. Favorable results have been obtained.