

文章编号 : 0253-2239(2001)07-0869-05

变角度衰减片对“神光 II”激光系统光束的影响*

魏 荣 蔡希洁 林尊琪

(高功率激光物理国家实验室, 上海 201800
中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要: 用于调节高功率固体激光装置“神光 II”功率平衡的变角度衰减片会对光束产生影响, 包括光轴的横向移动、光路的等效长度发生变化、附加光程及波面的弯曲等。通过变角度衰减片的数学传播矩阵定量地分析了这些影响, 特别提到光路的等效长度与光程是不同的概念, 需要分别考虑。同时联系变角度衰减片的实际应用情况进行了讨论。

关键词: 变角度衰减片; 光学矩阵; 横向位移; 附加光程

中图分类号: TL632+.1 文献标识码: A

1 引 言

功率平衡是“神光 II”高功率固体激光装置精密化项目的重要组成部分。所谓功率平衡是指该激光装置各种光在靶室的最终输出不但能量相等而且波形相同, 也即“时时功率相等”。世界其它国家同类型的高功率激光系统(如美国 NOVA, 日本的 GEKKO XII 等)都是通过改变各级放大器的增益(或衰减)系数来控制能量和波形的^[1]。但“神光 II”激光装置的末级放大器为两台双程组合放大器, 它们用共同的氙灯分别放大四路激光, 所以不可能通过改变触发电压或触发时间来单独改变某一路的增益系数。所以, 需要采用新思路新方法——在光路中加入连续可控的衰减器, 改变各分光路衰减系数。加入衰减器, 可以精确控制衰减系数, 而由于受饱和增益的影响, 触发电压或触发时间与增益系数之间是非线性关系。所以使用衰减器做功率平衡实验时, 理论与实验更容易比较, 可以通过较少的实验更容易地实现功率平衡。从世界同类型高功率激光系统的发展来看, 加衰减器的方法是一个方向。

大口径光束的可控衰减可通过调节变角度衰减片(AVM)来实现。它实际为一块倾斜放置的玻璃板, 通过调节它的倾斜角度, 改变透射反射比, 从而控制透射光的强度。使用它的好处是光束各部分均匀衰减, 不改变光束口径; 只要与光偏振方向平行或垂直放置, 就不会退偏(这在实际中也容易做到), 衰

减由单一元件完成, 玻璃器件, 造价较低。正是由于它的这些优点, 使它成为“神光 II”激光装置的末级放大器不可替代的衰减器。

变角度衰减片作为衰减器在设计和使用时有许多要求, 同时变角度衰减片的放入会影响光路的参数和质量, 本文将用矩阵光学讨论这些影响。

2 变角度衰减片的光学矩阵

取实际长度为 l 的一段光路(如图 1 所示)。在未加变角度衰减片时, 它的光学矩阵表示为

$$\begin{bmatrix} r_{out} \\ r'_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in} \\ r'_{in} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

对 l 的选择有一定的随意性, 只要求在 β_0 的变化范围内变角度衰减片始终全部落在这段光路里, 其中 β_0 为变角度衰减片法线与光轴的夹角。

先考虑简单的情况。设入射面与变角度衰减片的转动轴垂直。由简单的计算可得:

$$r_{out} = r_{in} + lr'_{in} - d \frac{\sin(\beta - \beta')}{\cos\beta'}, \quad (2)$$

$$r'_{out} = r'_{in}, \quad (3)$$

其中 r_{out} 、 r'_{out} 、 r_{in} 、 r'_{in} 分别为出射、入射光点与光轴的距离及斜率, d 为玻璃板的厚度, β 、 β' 分别为入射角和折射角。(2)式的推导用了傍轴近似。对于平行平面玻璃板 $r'_{out} = r'_{in}$ 是恒成立的, 为了简单, 下面的分析中都统一用 r' 表示, 而不再加下标区分入射光线还是出射光线。

从(2)式出发, 将 r' 看作 β 和 β_0 附近的无穷小

* 国家高科技 863 惯性约束聚变领域资助课题。

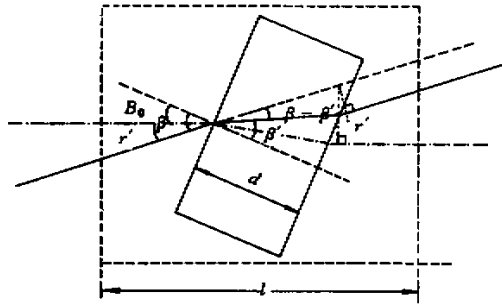


Fig.1 The part of optical corresponding to the optical matrix of AVM

$d\beta$ 取

$$\alpha(\beta) = \frac{d}{\cos\beta'} \sin(\beta - \beta'), \quad (4)$$

$$k(\beta) = \frac{\partial \alpha(\beta)}{\partial \beta} = \frac{d}{\cos\beta'} \left[\cos(\beta - \beta') - \frac{1}{n} \frac{\cos^2\beta}{\cos^2\beta'} \right], \quad (5)$$

则

$$r_{out} = r_{in} + lr' - \alpha(\beta) \approx r_{in} + lr' - [\alpha(\beta_0) + r'k(\beta_0)]. \quad (6)$$

由(6)式、(3)式可知, r_{out} 、 r'_{out} 、 r_{in} 、 r'_{in} 无法直接写为 2×2 阶光学矩阵的形式, 这是因为相对于 r_{in} 、 r'_{out} 中产生了整体(与 r_{in} 、 r'_{in} 无关)的横向位移 $\alpha(\beta_0)$, 我们只需把出射光点后的坐标轴向下移动 $\alpha(\beta_0)$, 这样“光学矩阵”由

$$\begin{bmatrix} r_{out} + \alpha(\beta_0) \\ r' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l - k(\beta_0) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in} \\ r' \end{bmatrix} \quad (7)$$

变为

$$\begin{bmatrix} r_{out} \\ r' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l - k(\beta_0) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in} \\ r' \end{bmatrix}. \quad (8)$$

不过此时 r_{out} 与 r_{in} 对应于不同的坐标系。我们作了坐标平移、傍轴近似、远场近似。如果用 3×3 阶矩阵, 可以得到不作坐标平移的结果, 我们只把表示形式写出, 不作进一步讨论。

$$\begin{bmatrix} r_{out} \\ r' \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l - k(\beta_0) & -\alpha(\beta_0) \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in} \\ r' \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

变角度衰减片为非轴对称光学系统, 实际传播矩阵中 r_{out} 、 r'_{out} 、 r_{in} 、 r'_{in} 都需用矢量表示, $ABCD$ 都成为 2 阶张量。它的推导要复杂些, 但基本框架已包含在上面讨论的简单情况中, 这里只给出结果: 以光轴为 z 轴, 法线所在平面为 zox 面, 入射点为原点建立坐标系, 则变角度衰减片的光学矩阵为^[2]:

$$\begin{bmatrix} r_{outx} \\ r_{outy} \\ r'_{outx} \\ r'_{outy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & l - k(\beta_0) & 0 \\ 0 & 1 & 0 & l - \frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{inx} \\ r_{iny} \\ r'_{inx} \\ r'_{iny} \end{bmatrix}. \quad (10)$$

比较(8)式与(10)式可知, A 、 D 由 1 变为单位矩阵, C 由 0 变为 0 矩阵, 只有 B 真正发生变化, 成为一对角矩阵。在(2)式 B 的位置为 l , 与之比较, 可以认为不同方向的光线经过变角度衰减片后光路的等效长度发生变化。由于 x 、 y 轴各分量彼此独立, 为了讨论简便, 可把(10)式写为分向量的形式:

$$\begin{bmatrix} r_{outx} \\ r'_{x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l - k(\beta_0) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{inx} \\ r'_{x} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\begin{bmatrix} r_{outy} \\ r'_{y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l - \frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{iny} \\ r'_{y} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

同样, 我们作了坐标平移、傍轴近似、远场近似。

3 变角度衰减片对“神光 II”激光系统光路的影响

通过推导变角度衰减片的光学传播矩阵, 已经得到了变角度衰减片作为光学元件对光路的影响。理论的分析表明, 变角度衰减片除了作为能量衰减器使用外, 它也在改变着光路的性质。这种改变包括使光轴发生横向平移、光路的等效长度发生变化(下面用附加光路表示这一变化和形成像散。由于变角度衰减片是“神光 II”激光装置光路中新添的部件, 而它的 β_0 角度是经常变化的量, 所以需要对这些影响作定量的具体分析。在分析前, 先对 β_0 作一些限制: 由于变角度衰减片在光路中的位置决定了它的空间尺寸, 要求 $\beta_0 \leq 40^\circ$ (实际中, β_0 不可能取 $0^\circ \sim 90^\circ$, 因为 $\beta_0 = 90^\circ$ 对应变角度衰减片无限大的情况, 这在实际中是不可能的); 又由于变角度衰减片属于反射式衰减器, 为了使反射光不能沿原路返回反向放大形成反激光, 或在空间滤波器的某处自聚焦而损坏器件, 我们需要对变角度衰减片的最小角度进行限制, 经计算取 $\beta_0 \geq 10^\circ$ 。

3.1 横向位移

在对变角度衰减片光学矩阵的讨论中发现, 光束通过变角度衰减片时, 会在法线与光轴决定的平面内, 在垂直光轴方向产生 $\alpha(\beta_0)$ 的位移。

$$\alpha(\beta_0) = \frac{d}{\cos\beta'_0} \sin(\beta_0 - \beta'_0), \quad (13)$$

由(13)式可以看出 $\alpha(\beta_0)$ 与 d 成正比。 $\frac{\alpha(\beta_0)}{d}$ 随 β_0 的变化如图 2 所示。由图 2 可知,在 β_0 不太大的情况下, $\frac{\alpha(\beta_0)}{d}$ 随 β_0 的增加近似线性地增加。在 $\beta_0 \leq 40^\circ$ 情况下, $\alpha(\beta_0) \leq 0.3d$ 。取 $d = 25 \text{ mm}$ 则 $\alpha(\beta_0) \leq 7.5 \text{ mm}$, 在光路中这是不可忽略的量。事实上,我们曾经考虑用对称放置的两块变角度衰减片来补偿横向位移,但这使变角度衰减片的数目增加一倍;另外,两块变角度衰减片必须对称运动,这就增加了设计的难度而且更容易造成误差。我们结合“神光 II”主放大器双层组合放大的特点,精心选取变角度衰减片的加入位置,把它放到主放大器与伺服反射镜之间,这样通过镜像反射,一块变角度衰减片起到完全对称的两块变角度衰减片的作用,使横向位移自动得到补充。变角度衰减片在光路中的实际位置如图 3 所示。

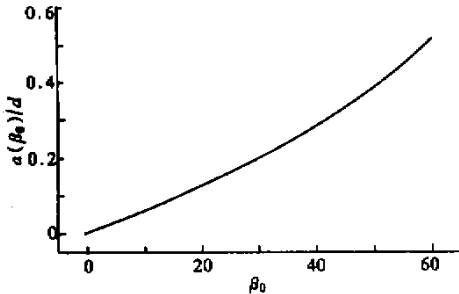


Fig.2 The curve of $\alpha(\beta_0)$ following β_0

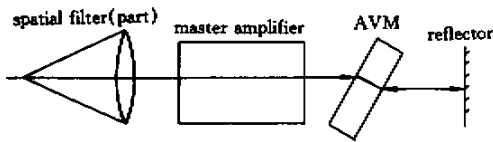


Fig.3 The position of AVM in optical path

高斯光束经过反射镜后,沿原光路反向传播。再次通过变角度衰减片时,变角度衰减片的矩阵形式不变,但其中的 β_0 变为 $-\beta_0$ 。从(4)式可以看出: $\alpha(-\beta_0) = -\alpha(\beta_0)$, 为 β_0 的奇函数,则两次经过变角度衰减片,高斯光束的光轴先横向移动 $\alpha(\beta_0)$,又横向移动 $-\alpha(\beta_0)$,最终光轴的横向移动为 0。所以变角度衰减片对光路其他部分没有横向位移,只对后面的反射镜产生影响。如果反射镜随 β_0 而作横向位移,或反射镜的口径 D 足够大 ($D \geq w + 0.3d$, w 为光束口径),使光轴在其横向位移的范围内光束始

终在反射镜口径内,都可以克服其对反射镜的影响。

我们希望反射镜不动,实际反射镜的口径是满足上述要求的。但在实际应用中,由于反射镜后还有用于光路准直的其他监测设备,所以要对反射镜作相应的移动。反射镜横向的调整范围大于 7.5 mm , 满足平移的条件,但反射镜不可能随变角度衰减片的转动而频繁调整,这就要求器件工作稳定,不必频繁地大范围旋转变角度衰减片,对它作一次性平移即可。在此基础上,可以微调变角度衰减片而不必移动反射镜。由图 2 可知,在 $\beta_0 \leq 35^\circ$ 的情况下,以某一 β_0 为中心的 $\pm 5^\circ$ 范围内, $\alpha(\beta_0)$ 的变化范围小于或等于 $0.08d = 2 \text{ mm}$, 即 $\alpha(\beta_0)$ 在 $\pm 1 \text{ mm}$ 的范围内变化。在这样小的范围内,反射镜可不必调整。

3.2 像散分析

把变角度衰减片与反射镜作为一个整体来求它们共同的光学矩阵。反射镜的光学矩阵为单位矩阵

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

由(5)式得, $k(-\beta_0) = k(\beta_0)$, 为 β_0 的偶函数,则:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} r_{out} \\ r' \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & l - k(-\beta_0) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ &= \begin{bmatrix} 1 & l - k(\beta_0) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in} \\ r' \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 2l - 2k(\beta_0) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in} \\ r' \end{bmatrix}. \quad (14) \end{aligned}$$

同理,由(12)式可得:

$$\begin{bmatrix} r_{out_y} \\ r'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 2l - 2\frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{in_y} \\ r'_y \end{bmatrix}. \quad (15)$$

即实际中,变角度衰减片造成的光路等效长度的变化是要加倍的。

如果(10)式中的 $\frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0}$ 变为 $k(\beta_0)$, 则(10)式具有完全的旋转对称性(14)式与(15)式或(11)式与(12)式]就完全相同,变角度衰减片可以严格用 2×2 阶光学矩阵表示(14)式与(15)式不同表明变角度衰减片在光路上产生像散。在图 4 中,把 $\frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0}$ 、 $k(\beta_0)$ 放到同一张图表中进行比较(取 $n = 1.5$, 为 K_9 玻璃对 1053 nm 激光的折射率)。由图 4 可以看出,当 $\beta_0 = 0$ 时, $\frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0} = k(\beta_0)$; 但 $k(\beta_0)$

是单增函数,而 $\frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0}$ 随 β_0 变化不大 (0° 到 30° 缓慢增加, 30° 到 40° 达到最大, 40° 以后逐渐减小且衰减速度逐渐变大),基本在 $0.3 \sim 0.35$ 之间。 $\frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0}$ 与 $k(\beta_0)$ 之差对应几何光学中子午焦线与弧矢焦线间的距离,这个参数表示加入变角度衰减片后形成的像散的大小。由图 4 可知, $\frac{\alpha(\beta_0)}{\tan\beta_0} - k(\beta_0)$ 随 β_0 的增大而增大,这说明随 β_0 的增大,像散也在增大。在 β_0 不太大 ($\beta_0 \leq 40^\circ$) 情况下,最多(分别对应 $\theta = 0^\circ$ 、 180° 和 90° 的情况)相差 $(0.54 - 0.33)d = 0.4d$ (由于实际光路中光束两次通过变角度衰减片,所以前面乘 2)。若取 $d = 25 \text{ mm}$,则最大的等效长度差为 10 mm

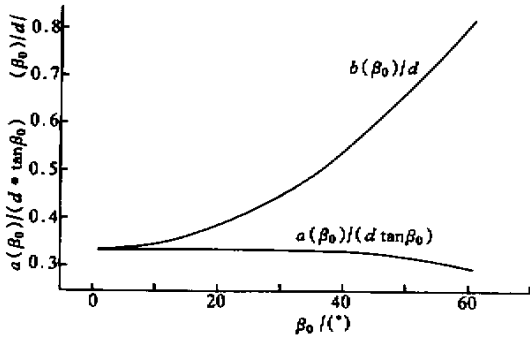


Fig.4 The comparison of $\alpha(\beta_0)/\tan\beta_0$ and $k(\beta_0)$

变角度衰减片形成的像散可能对它后面的光路造成一些影响。由于变角度衰减片处于光路非常靠后的位置,此后的激光在主空间滤波器前后都可以看作平行光,像散的影响可以忽略,而主空间滤波器的透镜焦深为 25.2 mm (焦距为 14 m ,口径为 200 mm),对于像 10 mm 这样的像散也基本可以忽略。实际上,由于“神光 II”激光装置光路的其他部分存在更严重的像散,有专人正在解决这个问题。所以,我们相信这个问题是可忽略或可克服的。

3.3 光路等效长度的变化

由 (11) 式、(12) 式及图 4 可知,不同方向的光通过变角度衰减片时光路的等效长度是不相同的。在 $\beta_0 \leq 40^\circ$ 时,变化范围在 $0.33d \sim 0.54d$ 之间,形成像散,这在前面已经讨论过。在下面讨论中,为了不致过于复杂,将等效长度的变化统一表示为 $k(\beta_0)$,这样做,误差不会超过 40% 。

由图 4 可知,即使 $\beta_0 = 0^\circ$,光路的等效长度仍然发生变化,为 $2 \times k(0) \approx 2 \times 0.33d = 16.5 \text{ mm}$ (取 $d = 25 \text{ mm}$)。当 β_0 在 $0^\circ \sim 40^\circ$ 变化时,

附加光路从 $16.5 \text{ mm} \sim 26.5 \text{ mm}$ 变化。也即附加光路是叠加在一个相对较大的量 (0° 附加光路) 上,变化相对较小的量。考虑它的位置,附加光路可能会对空间滤波器造成影响,所以我们需要先把 0° 附加光路部分地补偿过来。如果将反射镜沿轴向向后移动 $0.33d = 8.8 \text{ mm}$,就可以消除,但实际上反射镜无法前后移动,所以需要由其他光学器件补偿。由于各光路都有光程补偿器,可以通过调节这些补偿器补偿 0° 附加光路,用已有的其他光学元件最终将附加光路矫正过来。同样这要求各放大器工作状态稳定,不必经常调节变角度衰减片。从现在实验的结果看,放大器是满足这个要求的。

3.4 附加光程

前面的讨论似乎说明加入变角度衰减片后,等效光路长度缩短了,但是从光程的角度考虑,光通过光密介质变角度衰减片时光程是增加了。这二者并不矛盾,等效长度是从光线的几何传播角度考虑,从变角度衰减片对光空间波形的影响角度得出的结论,而附加光程是从光的时间延时角度提出的。但二者是相互制约的,不可能仅仅通过调光程补偿器来同时矫正二者。如果单纯通过增加或缩短光程来补偿光路等效长度的变化,就会造成更大的附加光程,反之亦然。而对于“神光 II”激光装置,等光程是它的基本要求,故下面定量讨论附加光程的大小。

由图 1 通过简单的几何关系可得附加光程为

$$\alpha(\beta_0) = \frac{d}{\cos\beta'_0} [n - \cos(\beta_0 - \beta'_0)]. \quad (16)$$

$\alpha(\beta_0)$ 随 β_0 的变化如图 5 所示。由图 5 可以看出, $\alpha(\beta_0)$ 的情况与 $k(\beta_0)$ 类似,在 β_0 不大 ($\leq 40^\circ$) 的情况下, $\alpha(\beta_0)$ 为在一个相对较大的量上叠加一个变化相对较小的量。补偿了 0° 的附加光程以后,它的变化范围小于 $0.1d = 2.5 \text{ mm}$ (取 $d = 25 \text{ mm}$)。如果考虑变角度衰减片在实际调节时不允许经常在

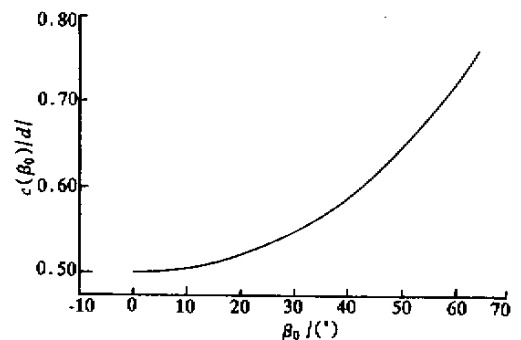


Fig.5 The curve of $\alpha(\beta_0)$ following β_0

$0^\circ \sim 40^\circ$ 之间大范围地变化,经常调节的范围在 $\pm 5^\circ$ 左右,则 (α, β_0) 的动态变化范围将更小,为 1 mm 左右。考虑“神光 II”激光装置的激光同步精度为 10 ps,即 3 mm,这样的影响可以忽略。考虑每条分光路中都加入变角度衰减片,而从附加光程的角度讲,变角度衰减片只是造成光脉冲时间上的延迟,各光路同时延迟效果可以抵消。这样做的前提是每个光路中都放入变角度衰减片,不能因为某一路由于不需要衰减而没有加入,因为从上面的分析可以看出变角度衰减片除了有衰减的作用以外,还具有使各分光路保持平衡的作用。

需要特别指出的是,要把补偿附加光路和附加光程放在一起综合起来考虑。附加光路是一个绝对值,与原光路比较,附加光程虽然也有绝对的大小,但只要补偿时只需考虑不同分光路间的相对大小就可以了。基于上述考虑,我们可以通过光程补偿器将 0° 附加光路补偿过来,这时各光路的光程同时增加 (β_0) ,各分光路都有一个 β_0 的中心位置,当 β_0 在这个中心位置附近微调时,二者的影响可以忽略不计。但对于 β_0 中心位置的补偿,必须兼顾二者。由以上的分析可以看出,附加光程基本可以忽略,但是如果以改变光程来实现补偿等效光路,必然使等光程遭到破坏。所以需要使用其他的一些光学元件(如透镜),但补偿了 0° 附加光路后,这二者造成的影响都比较小了,基本可以忽略。

结论 控制大口径光束衰减的变角度衰减片的光学传播矩阵如(11)式、(12)式所示。

变角度衰减片对光路造成四种影响:产生横向位移,光路等效长度发生变化,形成像散和附加光程。由于“神光 II”激光装置光路长,置放变角度衰减片处的光束口径大,而变角度衰减片相对比较薄,所以它造成的这几种影响都比较小。通过精心选取变角度衰减片在光路中的位置,横向位移可得到补偿,只需反射镜作少量调整,横向位移就可以完全得到补偿;像散的子午焦线与弧矢焦线距离最多只有 10 mm,可以忽略或由其他器件完全克服,需要把补偿光路等效长度的变化与补偿附加光程综合起来考虑。

虽然变角度衰减片的 β_0 可以经常调节,但以上的补偿措施要求变角度衰减片不能经常作大的调整,故放大器的工作状态必须稳定;另外在变角度衰减片作小的调整时,无须调整相应的补偿元件。放大器和光路能够满足这个要求。

参 考 文 献

- [1] Caird J A, Lerche R A, Ehrlich R B *et al.*. Precision NOVA power balance. *JCE Quarterly Report*, 1993, **18** (1):10 ~ 17. Lawrence Livermore National Laboratory. UCRL-LR-105821-94-1
- [2] 卢亚雄,杨亚培,陈淑芬. 激光束传输与变换技术. 成都:电子科技大学出版社,1999. 188 ~ 197

Effect of Angular Variable Mirror on Light Beams of “SHENGUANG II” Laser System

Wei Rong Cai Xijie Lin Zunqi

(National Laboratory on High Power Laser Physics, Shanghai 201800
Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 7 April 2000; revised 27 June 2000)

Abstract: The angular variable mirror (AVM) to be used to control the power balance of beams of “SHENGUANG II” system will affect the light beams, including vertical displacement of optical axis, alteration of equivalent length of optical path, additional optical distance, and the curve of wave surface. By the optical matrix, the effects have been analyzed quantitatively, and point out that equivalent length of optical path is the different concept from optical distance. The application of AVM in practice is discussed.

Key words: angular variable mirror; optical matrix; vertical displacement; additional optical distance