

编者按：从1988年起，本刊开辟研究生论文专栏，发表激光技术和相关的光、电子学专业的硕士、博士论文，向国内外交流。欢迎青年研究人员来稿。

降雨大气中激光束漂移和到达角起伏研究

俞容 吴健 乐时晓

(成都电讯工程学院)

本文利用降雨大气中，雨滴与湍流所引起折射率起伏的相互独立性，在两滴对光束的前向散射近轴条件下，以马尔科夫过程和 δ 相关条件，讨论了激光束穿过雨屏和湍流大气时，所引起的漂移和光波波阵面到达角起伏的统计特性。给出了它们的理论计算曲线。得出结论为：在降雨大气中，雨滴所引起对激光束的漂移和到达角起伏量均比同时存在的弱湍流影响要大。

Beam wander and arrived angle of laser beam through raindrops

Yu Rong, Wu Jian, Le Shixiao

(Chengdu Institute of Radio Engineering)

We calculated the statistical characteristic of the laser beams propagating through raindrops, in which we employed Markov's δ correlation assumption and supposed independantance between index fluctuations induced by raindrops and turbulence respectively. Comparing with experimental data, we concluded that the beam wander and arrived angle fluctuation induced by raindrops were both larger than those by turbulence.

一、引言

在激光大气通讯、激光工程准直、激光测距和激光雷达探测大气等光学工程中，激光束在大气中传播时，由于湍流和某些随机分布散射介质的影响，光束将产生漂移现象，并且，

将使光束波阵面发生畸变, 导致光波到达角的随机起伏。这两个因素会引起光束作整体的随机抖动。因此, 深入细致地研究激光束在各种气象条件下, 通过随机起伏介质后, 光束的漂移和到达角起伏的统计特性, 对合理设计光学天线和系统设备, 提高通讯和测量的信噪比, 是十分有用的。

然而, 在实际常遇的气象条件中, 对光束在大气中传播产生的漂移和到达角起伏的研究, 至今仍大多仅限于单独的湍流情况。在湍流和降雨并存过程的气象因素影响下, 严格细致地研究却很少。

本文利用马尔科夫过程和光波的高斯传播以及雨滴对光束的前向散射近轴条件, 讨论光束通过湍流和降雨大气时, 所引起的漂移和光波波阵面的到达角起伏的统计特性。

二、光束漂移和到达角起伏

已由大量实验表明, 激光束通过大气后, 在接收平面上, 光强 $I(\rho)$ 的分布是随机变动的, 这种变动, 可以由光斑在接收平面上的位置分布“重心”来定量表征。光强“重心”分布定义为:

$$\rho_c = \frac{1}{P_0} \int \rho I(\rho) d^2 \rho \quad (1)$$

式中, $P_0 = \int I(\rho) d^2 \rho$ 是接收光功率, $I(\rho) = u(\rho) u^*(\rho)$ 是 ρ 处光强, ρ 是接收平面的位置坐标。

V. L. Mironov 从波动方程出发, 推导出光强“重心”的一种解析表达式[1]:

$$\rho_c = \frac{1}{P_0} \int d\xi (x - \xi) \int d^2 R I(\xi, R) \nabla_{R n_1}(\xi, R) \quad (2)$$

n_1 为随机介质折射率起伏量, R 为垂直于传播方向 x 上的矢量坐标, $\nabla_R = \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2}$ 。因此,

光斑在接收平面上, 位置的漂移方差:

$$\sigma_{\rho}^2 = \langle \rho_c^2 \rangle = \frac{1}{P_0^2} \int d\xi_1 \int d\xi_2 (x - \xi_1)(x - \xi_2) \int d^2 R_1 \int d^2 R_2 \cdot \langle I(\xi_1, R_1) I(\xi_2, R_2) \nabla_{R n_1}(\xi_1, R_1) \nabla_{R n_1}(\xi_2, R_2) \rangle \quad (3)$$

现已有的实验表明, 在实际大气中的到达角起伏一般小于 $10''$ [2]。而对于大粒子散射, 其散射光强的 90% 以上一般分布在 $50''$ 之内。这样, 由近轴光学近似, 得接收面处光束的随机到达角为[4]:

$$\alpha_c = \frac{d\rho_c}{dx} = \frac{1}{P_0} \int d\xi \int d^2 R I(\xi, R) \nabla_{R n_1}(\xi, R) \quad (4)$$

光束在接收平面上随机到达角方差为:

$$\langle \alpha_c^2 \rangle = \langle \left(\frac{d\rho_c}{dx} \right)^2 \rangle = \frac{1}{P_0^2} \int d\xi_1 \int d\xi_2 \int d^2 R_1 \int d^2 R_2 \cdot \langle I(\xi_1, R_1) I(\xi_2, R_2) \nabla_{R n_1}(\xi_1, R_1) \nabla_{R n_2}(\xi_2, R_2) \rangle \quad (5)$$

由电磁场波动方程出发, 所得的漂移方差式 (3) 和随机到达角方差式 (5), 是后面所需讨论统计特征的基本方程。虽在两方程式中, 均含有光强的二阶矩, 但在所感兴趣的条件

下, 作合理的近似和简化, 可得出清晰有物理意义的解析解。

三、光束在雨中的传播

当激光束在降雨大气中传播时, 假设大气是局地统计均匀的, 光束的波长远小于雨滴球半径 a 。在降雨大气中, 折射率的起伏, 可认为是由相互独立的大气湍流和雨滴共同作用的结果, 则有

$$n_1(r) = n_t(r) + n_r(r) \quad (6)$$

式中, $n_t(r)$ 为湍流引起折射率起伏, $n_r(r)$ 为雨滴分布引起折射率起伏, 并且统计均匀有 $\langle n_t(r) \rangle = 0$, 则统计相关:

$$\begin{aligned} \langle n_1(r_1)n_1(r_2) \rangle &= \langle [n_t(r_1) + n_r(r_1)][n_t(r_2) + n_r(r_2)] \rangle \\ &\approx \langle n_t(r_1)n_t(r_2) \rangle + \langle n_r(r_1)n_r(r_2) \rangle \end{aligned} \quad (7)$$

在光波的传播过程中, 设折射率起伏是统计均匀的高斯分布函数, 其沿光束传播方向, 在降雨大气过程中, 仍满足delta相关条件。则由马尔科夫近似和系综平均, 由式(3)以及式(5)可计算得, 漂移方差为:

$$\begin{aligned} \sigma_\rho^2 \langle \rho_c^2 \rangle &= \frac{2\pi}{P_0} \int_0^x d\xi (x - \xi)^2 \int k^2 d^2k \int d^2R_1 \int d^2R_2 \cdot e^{iK \cdot (R_2 - R_1)} \\ &\cdot \{ \Phi_{n_t}(k, \xi) \langle I(\xi, R_1) I(\xi, R_2) \rangle + \Phi_{n_r}(k, \xi) \langle I(\xi, R_1) I(\xi, R_2) \rangle \} \\ &= \sigma_{\rho_t}^2 + \sigma_{\rho_r}^2 \end{aligned} \quad (8)$$

到达角方差为:

$$\begin{aligned} \langle \alpha_c^2 \rangle &= \frac{2\pi}{P_0} \int_0^x d\xi \int k^2 d^2k \int d^2R_1 \int d^2R_2 \cdot e^{iK \cdot (R_2 - R_1)} \\ &\cdot \{ \Phi_{n_t}(k, \xi) \langle I(\xi, R_1) I(\xi, R_2) \rangle + \Phi_{n_r}(k, \xi) \langle I(\xi, R_1) I(\xi, R_2) \rangle \} \\ &= \langle \alpha_t^2 \rangle + \langle \alpha_r^2 \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

上两式中, k 为空间波数, $\Phi_{n_t}(k, \xi)$, $\Phi_{n_r}(k, \xi)$ 分别为雨滴和湍流折射率功率谱。

在弱湍流和强湍流条件下, 光强的系综统计平均二阶矩有下列关系式[1]:

$$\langle I(\xi, R_1) I(\xi, R_2) \rangle \approx \langle I(\xi, R_1) \rangle \langle I(\xi, R_2) \rangle \quad (10)$$

在一般降雨过程中, 光束的散射总可以看成是独立散射, 所以, 各点之间的光强可认为是近似相互独立的, 从而也满足(10)式的条件。同时, 已由实验和理论证明, 光波在通过光学天线出射到大气中传播时, 仍为高斯复振幅分布。设其光波复振幅分布形式为:

$$u(x, \rho) = \frac{1}{1 + iax} \exp \left[ikx - \left(\frac{k\alpha}{2} \right) \frac{\rho^2}{1 + iax} \right] \quad (11)$$

式中, x 为光束传播方向, ρ 为垂直 X 轴平面内矢径, $\alpha = \alpha_1 + i\alpha_2 = \frac{2}{k\omega_0^2} + i\frac{1}{R_0}$, ω_0 为光束出射孔阑处的束半径, R_0 是光束出射孔阑处波阵面曲率半径, k 为光波波数。

由上面所给复振幅形式和应用Kolmogorov谱, 则大气湍流所引起的光强起伏系综平均算得:

$$\langle I(\xi, R) \rangle \approx \frac{W_0^2}{W_{b,1}^2} (1 - g f_1) \exp\left(-\frac{2R^2}{W_{b,1}^2}\right) \quad (12)$$

式中,

$$W_{b,1}^2 = \frac{W^2}{1 - f_1}, W^2(\xi) = W_0^2 [(\alpha_1 \xi)^2 + (1 - \alpha_2 \xi)^2], f_1 = 4.43 \sigma_0^2 \left[\frac{\alpha_1 \xi}{(\alpha_1 \xi)^2 + (1 - \alpha_2 \xi)^2} \right]^{5/6}$$

$\sigma_0^2 = 0.307 C^2 k^7 / 6 \xi^{11/6}$, 湍流权重因子 $g = \begin{cases} 1 & \text{强湍流} \\ 1.2 & \text{弱湍流} \end{cases}$

而对于降雨过程, 假设雨滴为半径 a 的液体球, 且均大大的大于光束波长 λ 。这样, 雨滴作为空间随机分布的一种散射介质, 其折射率功率谱可表示为由Tatarski证明的下述关系式:

$$\Phi(k) = \frac{1}{(2\pi k^4)} \cdot \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \quad (13)$$

$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ 为随机介质单位体积内平均微分散射截面。在电磁波的散射理论中, 散射光强度的极大值和极小值的数量、位置取决于散射粒子的大小。当把服从一定分布的粒子总体中各粒子散射出的光强度叠加在一起时, 某种尺度的粒子散射在某一方面上的极小值往往会与另一些尺度的粒子散射极大值重合。这样, 使之任一体积内的整体散射强度趋于平滑, 当然, 不管粒子的尺度大小如何分布, 前向峰值始终出现在 $\theta = 0^\circ$ 处。为求得雨滴微分散射截面 $d\sigma(\theta)$, 可以采取与实际较为符合的尺度分布函数[6]:

$$p(a, x) = \frac{16}{6} \Lambda^4(x) a^3 e^{-2\Lambda(x)a} \quad (14)$$

式中, $\Lambda(x) = 4100 h(x)^{-0.2} m^{-1}$, $h(x)$ 为 x 处的降雨率, 单位为 mm/h。于是可取 Yura 谱[7]对平均雨滴尺寸的表示式为:

$$\Phi_{p,1}(k, \xi) = \frac{\bar{N}(\xi) \bar{a}^4}{8\pi k^2} \exp(-k^2 \bar{a}^2) \quad (15)$$

式中, $\bar{N}(\xi) = 4896.8 h(\xi)^{0.7} m^{-3}$, $\bar{a}(\xi) = 4.878 \times 10^{-4} h(\xi)^{0.2} m$, 由此谱函数, 可计算得雨滴所引起的光强起伏系综平均为:

$$\langle I(\xi, R) \rangle = \frac{W_0^2}{W_{b,1}^2} \exp\left(-\frac{2R^2}{W_{b,1}^2}\right) \quad (16)$$

式中, $W_{b,1}^2 = \frac{W(\xi)^2}{1 - f_1}$, $f_1 = 3.36 \pi^2 k \bar{N}(\xi) \bar{a}(\xi)^3 W(\xi)$, $W(\xi)$ 为 ξ 处光腰半径, 与 (12) 中相同。

通过上面讨论, 可计算出空间部分相干光束, 由大气湍流所引起的光束漂移方差和到达角起伏方差分别为:

$$\sigma_{p,1}^2 = 2\pi \int_0^x d\xi (x - \xi)^2 \int k^2 d^2 k \Phi_{p,1}(k, \xi) \exp\left(-\frac{k^2 W_{b,1}^2}{4}\right) \quad (17a)$$

$$\langle \alpha_r^2 \rangle_r = 2\pi \int_0^x d\xi \int k^2 d^2 k \Phi_{n_r}(k, \xi) \exp\left(-\frac{k^2 W_{b_r}^2}{4}\right) \quad (17b)$$

由雨滴所引起的光束漂移方差和到达角起伏方差分别为:

$$\sigma_{p_r}^2 = 2\pi \int_0^x d\xi (x - \xi)^2 \int k^2 d^2 k \Phi_{n_r}(k, \xi) \exp\left(-\frac{k^2 W_{b_r}^2}{4}\right) \quad (18a)$$

$$\langle \alpha_r^2 \rangle_r = 2\pi \int_0^x d\xi \int k^2 d^2 k \Phi_{n_r}(k, \xi) \exp\left(-\frac{k^2 W_{b_r}^2}{4}\right) \quad (18b)$$

对上面四个式子进行比较, 可见它们对应两者之间有完全相似的数学形式, 而且, 只需将(17a)与(18a)相加, 便可得由降雨大气中光束的总体漂移方差; 将(17b)与(18b)相加, 可得降雨大气中光束的总体到达角起伏方差。在下一节中, 通过各种条件的分析讨论, 就可知它们各自所引起的对光束传播影响是不同的。

四、分析与讨论

在前面, 讨论大气湍流中, 采用了Kolomogorov折射率功率谱, 在降雨中, 采用了Yura对平均的雨滴折射率功率谱(15)式。将这两种谱的形式带入各自所引起的漂移和到达角起伏方差式(17a)~(18a)中, 可得大气湍流效应引起方差为:

$$\sigma_{p_r}^2 = 0.066\pi^2 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) \int_0^x d\xi (x - \xi)^2 \left(\frac{W_{b_r}^2}{4}\right)^{-1/6} C_n^2(\xi) \quad (21a)$$

$$\langle \alpha_r^2 \rangle_r = 0.066\pi^2 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) \int_0^x d\xi \left(\frac{W_{b_r}^2}{4}\right)^{-1/6} C_n^2(\xi) \quad (21b)$$

雨滴效应引起方差为:

$$\sigma_{p_r}^2 = 1.756 \times 10^{-12} \pi \lambda^2 \int_0^x d\xi (x - \xi)^2 \left(\bar{a}(\xi) + \frac{W_{b_r}^2(\xi)}{4}\right)^{-2} \cdot h(\xi)^{1.105} \quad (22a)$$

$$\langle \alpha_r^2 \rangle_r = 1.756 \times 10^{-12} \pi \lambda^2 \int_0^x d\xi \left(\bar{a}(\xi) + \frac{W_{b_r}^2(\xi)}{4}\right)^{-2} h(\xi)^{1.105} \quad (22b)$$

从(21a), (21b)分别与(22a), (22b)相比较可以看出, 漂移和到达角起伏的方差, 在降雨大气中, 不仅与波长有关, 而且与降雨量的大小, 雨滴的半径分布有关。这显然是与入射光的波长, 雨滴的半径等都是散射参量的Mic理论相符合。

在大气微气象观察中, 可以明显看到, 在任何一种降雨过程中, 由于雨滴的降温和匀调温度作用, 使得大气中分布温差很快的减小, 从而使大气中的湍流强度急剧下降, 湍流结构常数 C_n^2 约在 $10^{-15} \sim 10^{-17} m^{-2/3}$ 范围内, 仅只有在晴天中突降阵雨的初时较短一段时间, 仍持续有较强湍流现象, 其 C_n^2 约在 $10^{-12} \sim 10^{-14} m^{-2/3}$ 左右。为了全面分析, 我们仍考虑弱湍流和强湍流这两种情况与降雨产生的作用相比较。

在图1中, 给出了式(21a)的数值计算与Chiba的实验^[8]比较结果。从图中可知, 其

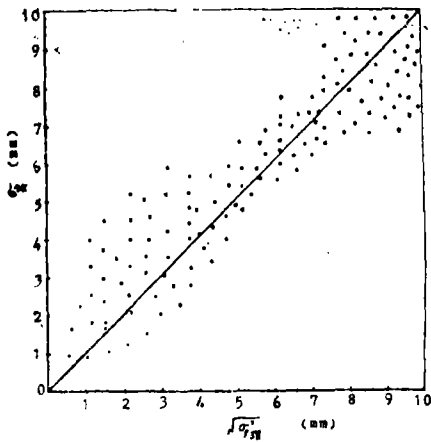


图1 理论计算值与漂移实验值的比较 ($L=1380\text{m}$, $\omega_0=0.04\text{m}$, $R_0=2\times 10^4\text{m}$, $\lambda=0.6\mu\text{m}$)

理论值与实验值基本相符合，相关系数为0，说明所推导出的近似式是成立的。为了分析降雨的雨滴对光束所造成的影响，由图2~3分别给出了几种典型波长在各种降雨情况下的数值计算曲线，在所有数值计算中，设整个传播光路上降雨率是处处相等。同时，为了与湍流影响相比较，也给出在几种湍流强度下的数值计算曲线。

由数值结果可知，在中雨以上降雨情况中，雨对光束的影响就与一般中等强度湍流所造成的影响近似了。表1给出了比较值（雨滴效应/湍流效应）。

在讨论中，忽略了雨对光束的衰减作用。

这是由于雨滴密度较低，半径较光波长 λ 大，一般出现最频繁的雨滴半径为 $100\mu\text{m}$ 以上的约占雨滴总数90%多，使得光束在穿过雨屏时，主要呈现出前向小角度散射，而吸收和散射所形

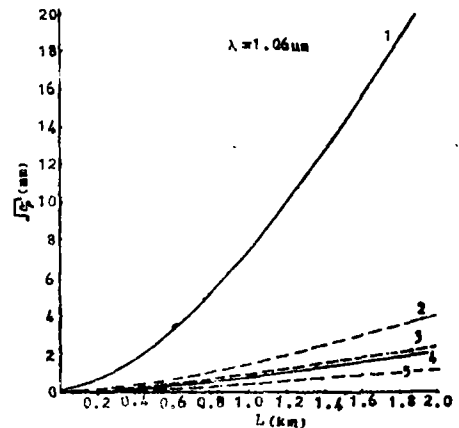
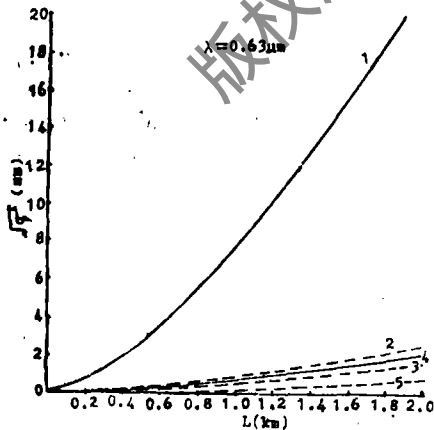
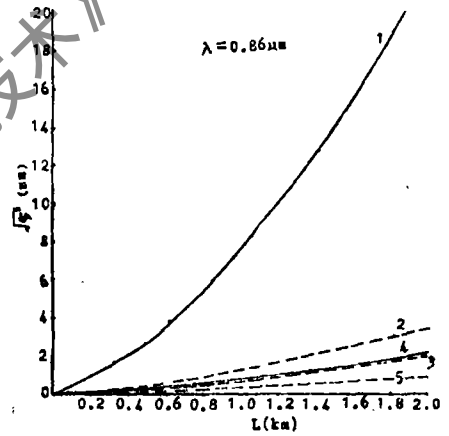
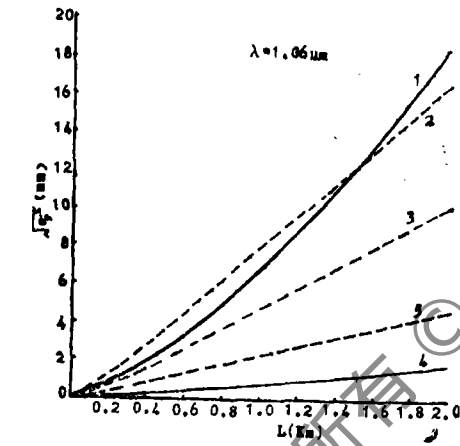


图2 漂移理论计算曲线。 ($\omega_0=0.02\text{m}$, $R_0=10^5\text{m}$, ① $C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2}/\text{s}$, ② $h=10\text{mm}/\text{h}$, ③ $h=4\text{mm}/\text{h}$, ④ $C_n^2=10^{-16}\text{m}^{-2}/\text{s}$, ⑤ $h=1\text{mm}/\text{h}$)

成的消光,在100 μm 以上雨滴中,均小于 $0.07 \frac{\text{dB}}{\text{km}} / \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ [3]。但实际中衰减仍存在,它使所接收

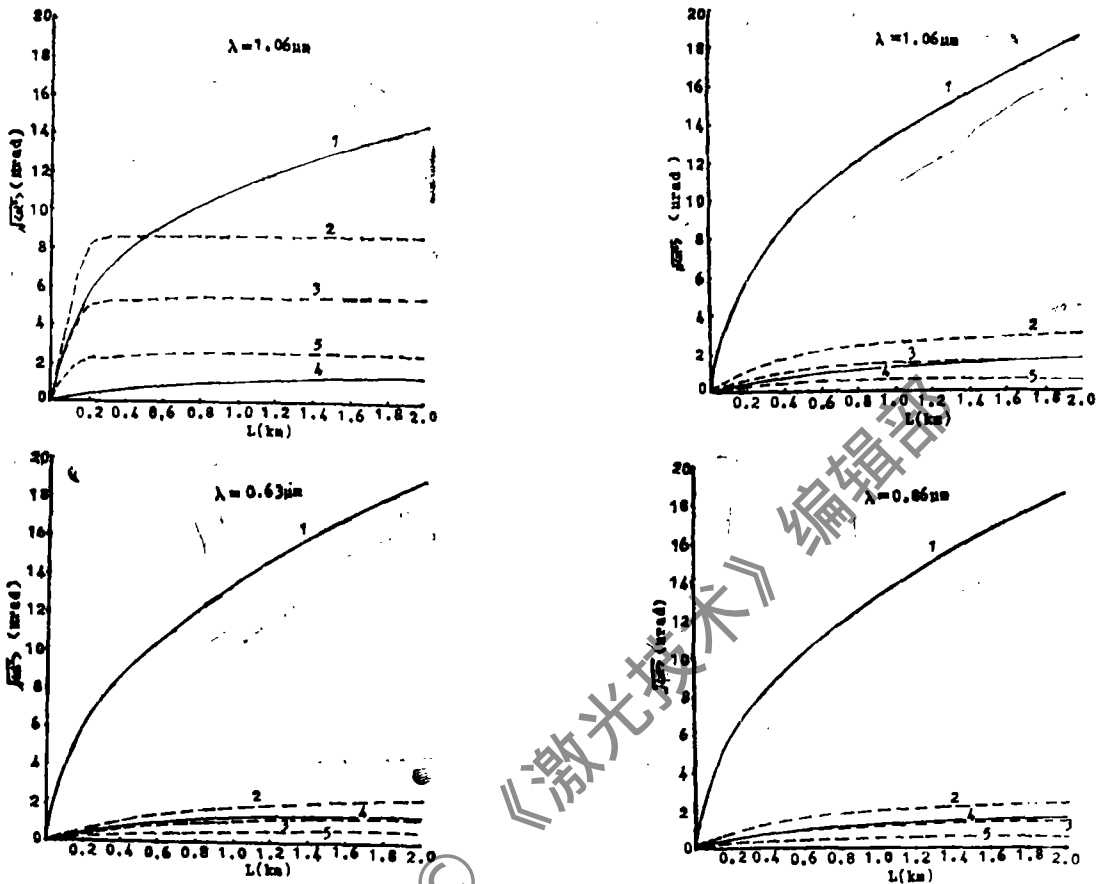


图3 到达角起伏计算曲线。(① $\omega_0=0.02\text{m}$, $R_0=100000\text{m}$, ① $C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2}/\text{s}$, ② $h=10\text{mm}/\text{h}$, ③ $h=4\text{mm}/\text{h}$, ④ $C_n^2=10^{-16}\text{m}^{-2}/\text{s}$, ⑤ $h=1\text{mm}/\text{h}$)

表1a 雨屏($\bar{h}=10\text{mm}/\text{h}$)与湍流对光束漂移比较值

L(m)	$\lambda(\mu\text{m})$	$C_n^2=10^{-14}\text{m}^{-2}/\text{s}$				$C_n^2=10^{-16}\text{m}^{-2}/\text{s}$			
		10.6	1.06	0.86	0.633	10.6	1.06	0.86	0.633
200		1.77	0.21	0.17	0.123	17.46	2.06	1.67	1.23
400		1.50	0.21	0.17	0.123	15.07	2.06	1.68	1.24
600		1.34	0.21	0.17	0.123	13.38	2.05	1.68	1.24
800		1.22	0.20	0.17	0.122	12.21	2.04	1.67	1.25
1000		1.14	0.20	0.17	0.122	11.35	2.01	1.66	1.25
1200		1.07	0.20	0.16	0.122	10.68	1.99	1.65	1.25
1400		1.01	0.20	0.16	0.122	10.14	1.96	1.63	1.24
1600		0.97	0.19	0.16	0.122	9.69	1.92	1.62	1.24
1800		0.93	0.19	0.16	0.122	9.31	1.89	1.60	1.23
2000		0.90	0.19	0.16	0.122	8.98	1.86	1.58	1.22

表1b 雨屏($\bar{h}=10\text{mm/h}$)与瑞流对光束到达角起伏比较值

$L(\text{m}) \backslash \lambda(\mu\text{m})$	$C^2=10^{-14}\text{m}^{-2/3}$				$C^2=10^{-16}\text{m}^{-2/3}$			
	10.6	1.06	0.86	0.633	10.6	1.06	0.86	0.633
200	1.43	0.21	0.17	0.12	14.28	2.07	1.68	1.23
400	1.10	0.21	0.17	0.13	10.95	2.05	1.68	1.25
600	0.94	0.20	0.17	0.13	9.37	2.00	1.66	1.25
800	0.84	0.19	0.16	0.13	8.41	1.93	1.63	1.25
1000	0.77	0.19	0.16	0.12	7.74	1.86	1.54	1.24
1200	0.72	0.18	0.15	0.12	7.23	1.78	1.54	1.22
1400	0.68	0.17	0.15	0.12	6.84	1.71	1.49	1.19
1600	0.65	0.16	0.14	0.12	6.52	1.64	1.44	1.17
1800	0.63	0.16	0.14	0.11	6.25	1.58	1.39	1.14
2000	0.60	0.15	0.14	0.11	6.02	1.52	1.34	1.12

的光强度有一定降低,同时雨对光束所造成的漂移和到达角起伏引起的抖动也存在,这样,光强的功率起伏相对于接收的总功率就增大了。可见,雨滴对光束所造成的漂移和到达角起伏,对光束传播的影响是不容忽视的。另外,须指出:在此讨论中是不适用于雾滴的情况。

五、结 论

将上述数值计算结果与实验相结合,经分析比较,可以归纳为下列结论:

1. 雨滴作为一种随机分布的散射介质,对光束的传播不仅有已知的吸收衰减,还会使光束产生漂移和到达角的起伏影响。在降雨中,不论那种波长,雨滴对光束的漂移和到达角起伏的影响,比弱湍流作用均要大,有的甚至大1个数量级。
2. 从计算曲线上已知,波长越短,雨滴所造成的影响越小,并且,只须根据传播距离的需要,适当增加接收光学天线的视场角,就可很好的解决雨滴对光束所造成的漂移和到达角起伏所引起的影响。
3. 从数值结果中可知,只在远场中,才存在降雨所造成漂移和到达角起伏的影响,在近场条件下,则应表现为雨滴对光束的闪烁效应。

参 考 文 献

- [1] V.L.Mironov et al., J.Opt.Soc.Am., 1977, Vol. 67, P.1073.
- [2] V.E.Zuev, Laser Beam in the Atmosphere, Interscience, New York, 1982, Charpt 4.
- [3] T.S.Chu et al., B.S.T.J., 1968, Vol. 47, P.723.
- [4] R.J.Cook, J.Opt.Soc.Am., 1975, Vol. 65, P.942.
- [5] B.N.塔塔夫斯基,《湍流大气中波的传播理论》,科学出版社,北京,1978, Charpt4.
- [6] Ting-i Wang et al., J.Opt.Soc.Am., 1975, Vol. 65, P.927.
- [7] Yura, J.Opt.Soc.Am., 1983, Vol. 73, P.1574.
- [8] T.Chiba, Appl.Opt., 1971, Vol. 10, P.2456.

(下转第46页)

$$L \frac{di_c}{dt} \approx E_c - R_1 i_c$$

由于晶体管处于截止状态,其内阻 R_1 很大,由此电感的反电势使 i_c 不能突跳,因此必将产生很高的管压降,也就是说初级电感 L_1 上表明 U_2 负跳变反冲幅度可以达到 $(30 \sim 40) E_c$ 。经升压次级绕组上可以得到大于 $10000V$ 的光脉冲,这一极高脉冲正好可以用作触发电压使激光器电离。因此可以省去多倍压触发电压整流电路,使该电路大大简化并节省许多元件,一旦触发激光器电离,负载 R_L 接入电路,整个电源即进入正常的矩形脉冲运行过程。

二、制作工艺及调试

该电源虽具有以上的优点,但保证其具有较高技术指标的关键在于它制作的工艺和调试技术。脉冲变压器的制作主要考虑消除直流磁化的影响,减少次级绕组分布电容,以及保证在极高电压触发脉冲时的良好绝缘等。调整技术主要在于控制恰当的气隙以获得合适的脉冲磁化激励和良好的矩形振荡波形,同时对于振荡三极管,高压整流管的参数进行适当的选择也是保证电源具有高效率的重要因素。为保证电源的可靠工作,我们还采用了保护措施。该电源电路简单装调方便,适于商品化生产。经在激光测距仪、纺纱机平车仪、光调制演示仪以及其它科研工作中使用,都充分表现出其体积小、重量轻、效率高、工作可靠稳定的优点。

三、主要技术指标

该电源可以根据用户使用不同长度He-Ne激光器的工作电流范围分段设计及制作。JB-1超小型高效He-Ne激光电源主要适用于管长为 $250mm$ 以内的激光器。对于管长在 $250mm$ 以上需要更大工作电流的激光器,只需要选用更大功率的磁芯和晶体三极管并作相应的电流调整即可。

JB-1型的主要技术指标为: 1.触发电压: 大于 $9000V$; 2.工作电压: 大于 $1300V$; 3.工作电流: $4 \sim 6mA$; 4.输入电压: $11.5V \sim 13.5V$ DC; 5.效率: $60\% \sim 65\%$; 6.环境温度: $-15^\circ \sim +40^\circ C$; 7.外尺寸: $10 \times 5 \times 4cm^3$, (包括限流电阻在内); 8.重量: $0.35g$ 。

经实验,该电源在不另加散热装置,环境温度 $30^\circ C$ 条件下可连续工作 $8h$ 以上,作为仪器部件,另加散热装置可以长期工作。

作者简介: 姜景贤,女,1944年1月出生。助理实验师。现从事无线电技术(主要是电源部分)。

收稿日期: 1987年6月10日。

(上接封三)

作者简介: 俞容,男,1955年12月出生。硕士研究生。从事激光专业研究。

吴健,男,1943年出生。副教授。现从事光学专业教学和科研。

乐时晓,男,1933年出生。高级工程师,室主任。现从事光学专业科研和教学。

收稿日期: 1987年9月24日。