

环形腔中光线偏斜时的朗缪尔效应

廖 复 中

(中国计量科学研究院)

Langmuir flow effect in a ring cavity during the light deflection

Liao Fuzhong

(National Institute of Metrology)

Abstract

Langmuir flow effect in a D. C. discharged ring laser is one of the important factors causing zero drift. The employment of linear cavity tubes in the ring cavity is discussed.

众所周知, 直流感电式的环形激光器中所存在的朗缪尔(Langmuir)效应是造成零漂的重要因素之一。所谓朗缪尔流, 实际上是增益原子在管内压力梯度作用下所形成的定向流动。为了基本上消除这一效应的影响, 一般环形激光器件均采用对称双阳极平衡放电形式, 而且一般认为将两臂电流的平衡控制到一定精度之内, 这一效应的影响即可得到有效的控制甚至被消除。但是, 这些一般对此效应的讨论均假定光线严格通过毛细管的轴线, 而实际上, 由于设计与调整精度的关系, 不仅一开始就不一定能调到上述理想状态, 而且随着器件及周围环境温度的变化, 还会引起腔的变形, 这都会引起光线的偏斜或偏斜的变化。如何估算光线偏斜情况下朗缪尔流效应所带来的零漂影响, 无论在理论上还是实际上均有其重要意义。本文仅就环形腔中应用直腔增益管的形式予以讨

论。

有关朗缪尔流效应的理论指出, 在直流放电的毛细管中指向阳极方向的朗缪尔流速分布是^[2]:

$$V_L = V_{OL} \left[1 - \exp\left(-\frac{r-a}{\lambda_+}\right) \right] \quad (1)$$

其中, $V_{OL} \approx \frac{a^2}{8\eta} \frac{dP}{dx}$, a 为毛细管半径, λ_+ 为离子的平均自由程, r 为径向座标。向阴极方向的 Poisenille 反流速分布是:

$$V_P = V_{OP} \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 \right] \quad (2)$$

其中, $V_{OP} = \frac{a^2}{4\eta} \frac{dP}{dx}$ 。于是有 $V_{OL} \approx \frac{1}{2} V_{OP}$, 又由于 $\lambda_+ \ll a$, 因此除十分邻近管壁外, 在毛细管的大部份区域内均可认为近似有 $V_L = V_{OL}$, 于是净流速可近似表为:

$$V_n(r) = V_L(r) - V_P(r) \approx -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (3)$$

这就形成了如图 1 虚线所示的合成速度分布曲线, 即沿管壁附近流动指向阳极, 在管心附近则流动指向阴极。

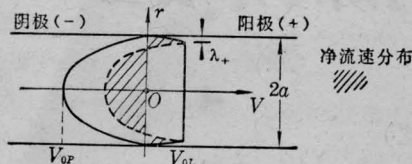


图 1

以下讨论一条与毛细管轴线不相重合但与之共面的光线所经历的光程上的平均流速。假定在一段长 L_0 的毛细管中传播着的倾斜光线为 MN (见图 2), 在始末两端离轴距离分别为 r_1 、 r_2 , 则沿光路的平均流速为:

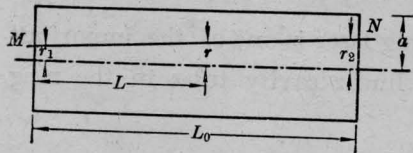


图 2

$$\bar{V} = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} V(r) dL \quad (4)$$

为以 $V(L)$ 取代 $V(r)$, 引入 $r = r_1 + (r_2 - r_1) \frac{L}{L_0}$, 于是(3)、(4)两式分别变为:

$$V_n(L) \approx -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{a^2} \times \left(r_1 + (r_2 - r_1) \frac{L}{L_0} \right)^2 \right] \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \bar{V} &= \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} V(L) dL \\ &= -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{a^2} \left(r_1 r_2 + \frac{1}{3} (r_2 - r_1)^2 \right) \right] \quad (6) \end{aligned}$$

不难证明, (6)式虽然是从图 2 情形推导出来的, 但也适用于光线与轴相交的情形 (见图 3), 只要把轴线下方的距离取为负值即可。

如前所述, 在实际应用的环形激光器中, 为了尽量减小朗缪尔效应, 总是采取平衡放

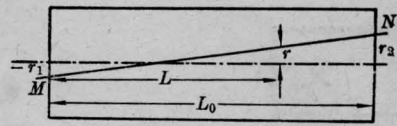


图 3

电的形式, 在这种情况下, 净流速应该是两臂平均流速之差, 现就不同情形讨论如下:

① 光线与轴线重合时 (见图 4a)

$$r_{左1} = r_{左2} = r_{右1} = r_{右2} = 0$$

$$\bar{V}_{n左} = \bar{V}_{n右} = -\frac{V_{OP}}{2}$$

$$\text{净流速 } \bar{V}_n = \bar{V}_{n左} - \bar{V}_{n右} = 0$$

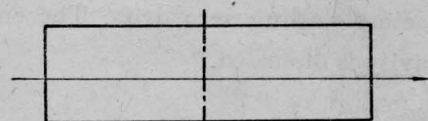
② 光线与轴线平行, 间距为 r_0 时 (见图 4b)

$$r_{左1} = r_{左2} = r_{右1} = r_{右2} = r_0$$

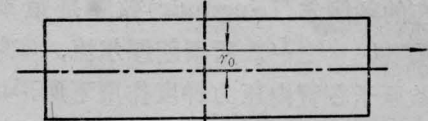
$$\bar{V}_{n左} = \bar{V}_{n右} = -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 \right]$$

$$\text{净流速 } \bar{V}_n = \bar{V}_{n左} - \bar{V}_{n右} = 0,$$

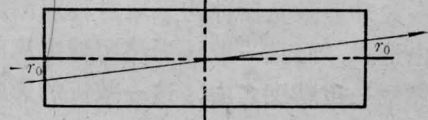
③ 光线倾斜, 与轴线在中心相交时 (见图 4c)



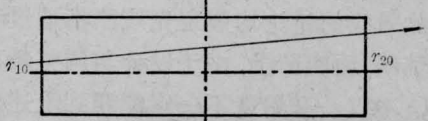
(a)



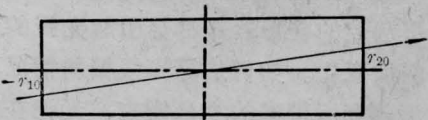
(b)



(c)



(d)



(e)

图 4

图 4c), 由于对称, 两端距轴相等, 绝对值设为 r_0 , 此时

$$r_{左1} = -r_{右2} = -r_0, r_{左2} = r_{右1} = 0$$

$$\bar{V}_{n左} = \bar{V}_{n右} = -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{r_0^2}{3a^2} \right]$$

净流速 $\bar{V}_n = \bar{V}_{n左} - \bar{V}_{n右} = 0$ 。

④ 光线倾斜, 但不与轴线相交时(见图 4d)。设两端距轴分别为 r_{10} 与 r_{20} , 而中心处距轴显然应为 $\frac{r_{10} + r_{20}}{2}$, 此时

$$r_{左1} = r_{10}, r_{左2} = r_{右1} = \frac{r_{10} + r_{20}}{2}, r_{右2} = r_{20},$$

$$\bar{V}_{n右} = -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{a^2} \left(r_{10} \frac{r_{10} + r_{20}}{2} + \frac{1}{3} \left(\frac{r_{10} + r_{20}}{2} - r_{10} \right)^2 \right) \right]$$

$$\bar{V}_{n左} = -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{a^2} \left(r_{20} \frac{r_{10} + r_{20}}{2} + \frac{1}{3} \left(r_{20} - \frac{r_{10} + r_{20}}{2} \right)^2 \right) \right]$$

净流速:

$$\bar{V}_n = \bar{V}_{n左} - \bar{V}_{n右} = V_{OP} \left[\frac{r_{10}^2 - r_{20}^2}{2a^2} \right] \quad (7)$$

⑤ 光线倾斜, 与轴线相交, 但交点不在中心处时(见图 4e)。设两端距轴分别为 $-r_{10}$ 与 r_{20} , 中心距轴可以证明应为 $\frac{r_{20} - r_{10}}{2}$, 此时:

$$r_{左1} = -r_{10}, r_{左2} = r_{右1} = \frac{r_{20} - r_{10}}{2}, r_{右2} = r_{20}$$

$$\bar{V}_{n左} = -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{a^2} \left(-r_{10} \frac{r_{20} - r_{10}}{2} + \frac{1}{3} \left(\frac{r_{20} - r_{10}}{2} + r_{10} \right)^2 \right) \right]$$

$$\bar{V}_{n右} = -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{a^2} \left(\frac{r_{20} - r_{10}}{2} r_{20} + \frac{1}{3} \left(r_{20} - \frac{r_{20} - r_{10}}{2} \right)^2 \right) \right]$$

净流速:

$$\bar{V}_n = \bar{V}_{n左} - \bar{V}_{n右} = V_{OP} \left[\frac{r_{10}^2 - r_{20}^2}{2a^2} \right]$$

其结果与情形 ④ 中的公式(7)相同, 可见, 不管倾斜光线与轴线相交与否, 只要两端距轴距离的绝对值不变, 两臂抵消后所残余的净流速也是不变的。

至于光线与轴线不共面时的情形, 可以证明(见附录)其净流速的表达式与共面时的普遍表达式(7)式完全相同, 至此, (7)式即成为光线倾斜时计算净流速的普遍关系式。运用上述结果, 在下述算例中取最大偏离量为毛细管半径的 3/10。除 $|r_{10}| = |r_{20}|$ 净流速 = 0 情况外, 对不同 r_{10} 、 r_{20} 的取值及直至频率偏移量的计算结果列于表 1。

其中所用的公式及参量如下:

$$V_{OP} = \frac{a^2}{4\eta} \frac{dP}{dx}, \frac{dP}{dx} = 4.3 \frac{Ei\sqrt{M}}{Pa^4}$$

$$\Delta f_L = 0.2 \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} \frac{1}{\lambda} |\bar{G}_左 \bar{V}_{n左} - \bar{G}_右 \bar{V}_{n右}|,$$

如果 $\bar{G}_左 = \bar{G}_右 = \bar{G}$ 时

$$\Delta f_L = 0.2 \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} \frac{1}{\lambda} \bar{G} \bar{V}_n, (\bar{V}_n \text{ 是纯流速})。$$

a ——毛细管内半径(厘米) 0.08, η ——气体粘滞系数(泊) 2×10^{-4} , E ——电场强度(伏/厘米) 30, i ——放电电流(安培) 0.006, M ——气体原子量 4.7, P ——气压(达因/厘米²) 4020 (=3托), λ ——波长(厘米) 0.633×10^{-4} ,

表 1

序 号	r_{10} (a)	r_{20} (a)	$\frac{r_{10}^2 - r_{20}^2}{2a^2}$	$\bar{V}_n = V_{OP} \left[\frac{r_{10}^2 - r_{20}^2}{2a^2} \right]$ (厘米/秒)	$\Delta f_L = 0.2 \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} \frac{1}{\lambda} \bar{G} \bar{V}_n$ (赫)
1	0.1	0	0.005	$0.005 \times 8.2 = 0.041$	$33.6 \times 0.041 = 1.38$
2	0.2	0	0.02	0.164	5.5
3	0.3	0	0.045	0.368	12.4
4	0.2	0.1	0.015	0.122	4.1
5	0.3	0.1	0.04	0.327	11.0
6	0.3	0.2	0.025	0.205	6.9

表2 光线与轴线共面时的结果

No.	$r_{左1}(D)$	$r_{右2}(D)$	$\bar{G}_{左}/G(0)$	$\bar{G}_{右}/G(0)$	$\bar{V}_{左}/V_{OP}$	$\bar{V}_{右}/V_{OP}$	$\frac{ \bar{G}_{左}\bar{V}_{左}-\bar{G}_{右}\bar{V}_{右} }{G(0)V_{OP}}$	$\Delta f=0.2 \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} \frac{1}{\lambda} \bar{G}_{左}\bar{V}_{左}-\bar{G}_{右}\bar{V}_{右} $
1	0	0.05	0.999	0.992	0.499	0.494	0.0086	$275.52 \times 0.0086 = 2.37$
2	0	0.1	0.995	0.967	0.497	0.477	0.0333	9.17
3	0	0.15	0.990	0.926	0.493	0.448	0.0728	20.06
4	0.05	0.1	0.989	0.956	0.484	0.469	0.0304	8.38
5	0.05	0.15	0.967	0.911	0.471	0.437	0.0681	17.39
6	0.05	-0.1	0.999	0.975	0.498	0.483	0.0264	7.27
7	0.05	-0.15	0.995	0.940	0.497	0.457	0.0641	17.66
8	0.1	0.15	0.972	0.894	0.449	0.424	0.0573	15.79
9	0.1	-0.15	0.997	0.969	0.489	0.464	0.0379	10.44

表3 光线与轴线不共面时的结果

No.	$r_{左1}(D)$	$r_{右2}(D)$	ϕ	$\bar{V}_{左}/V_{OP}$	$\bar{V}_{右}/V_{OP}$	$\bar{G}_{左}/V_{OP}$	$\bar{G}_{右}/V_{OP}$	$\frac{ \bar{G}_{左}\bar{V}_{左}-\bar{G}_{右}\bar{V}_{右} }{G(0)V_{OP}}$	Δf (赫)	平均 Δf (赫)
1	0.05	0.1	0°	0.484	0.469	0.989	0.956	0.030	$275.52 \times 0.03 = 8.27$	7.75
2	0.05	0.1	22.5°	0.484	0.469	0.989	0.957	0.030	8.27	
3	0.05	0.1	45°	0.486	0.471	0.989	0.959	0.029	7.99	
4	0.05	0.1	90°	0.491	0.476	0.995	0.966	0.029	7.99	
5	0.05	0.1	135°	0.495	0.481	0.999	0.972	0.027	7.44	
6	0.05	0.1	157.5°	0.497	0.482	0.996	0.973	0.026	7.16	
7	0.05	0.1	180°	0.484	0.469	0.999	0.975	0.026	7.16	
8	0.05	0.15	0°	0.477	0.437	0.967	0.911	0.063	17.36	17.55
9	0.05	0.15	22.5°	0.477	0.437	0.968	0.913	0.063	17.36	
10	0.05	0.15	45°	0.480	0.440	0.975	0.918	0.063	17.63	
11	0.05	0.15	90°	0.487	0.447	0.983	0.928	0.064	17.63	
12	0.05	0.15	135°	0.494	0.453	0.989	0.937	0.064	17.63	
13	0.05	0.15	157.5°	0.496	0.456	0.992	0.939	0.064	17.63	
14	0.05	0.15	180°	0.477	0.437	0.995	0.940	0.064	17.63	
15	0.1	0.15	0°	0.449	0.424	0.972	0.894	0.057	15.70	13.30
16	0.1	0.15	22.5°	0.419	0.394	0.979	0.904	0.054	14.88	
17	0.1	0.15	45°	0.456	0.431	0.974	0.915	0.050	13.78	
18	0.1	0.15	90°	0.467	0.442	0.990	0.933	0.050	13.78	
19	0.1	0.15	135°	0.484	0.459	0.998	0.950	0.047	12.95	
20	0.1	0.15	157.5°	0.488	0.463	0.999	0.965	0.042	11.57	
21	0.1	0.15	180°	0.449	0.424	0.997	0.969	0.038	10.47	

$\Delta\nu_L$ ——模间隔(赫) 400×10^6 ($L=750$ 毫米),
 $\Delta\nu_D$ ——多普勒宽度(赫) 1500×10^6 , $\bar{G}_左$ 、 $\bar{G}_右$ ——左右臂增益 0.04, $\bar{V}_{n左}$ 、 $\bar{V}_{n右}$ ——左右臂平均流速(厘米/秒), V_n ——净流速(厘米/秒)。

必须指出:在上述计算中,由于偏轴量较小,为了简化起见,忽略了增益沿径向的非均匀分布,并假定了即使光线偏斜,两臂的增益也相等,其实这与实际情况存在一定的差异,为了得到更精确的结果,在如下的讨论中再对增益沿径向的非均匀分布加以考虑。

气体激光的理论实验表明,小功率 He-Ne 激光器,当放电电流比较小,气压不太高时,增益的径向分布可近似用零阶贝塞尔函数描述,令 D 为毛细管直径,沿径向离管轴 r 处的小信号增益可表示为^[3]:

$$G\left(\frac{r}{D}\right) = G(0) J_0\left(\frac{4.8}{D} r\right)$$

其中 J_0 为零阶贝塞尔函数。与前类似,当光线偏斜时,沿传播光路的增益也为一平均值,

$$\bar{G} = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} G\left(\frac{r}{D}\right) dL$$

仿照计算(4)式时所做的变换,并近似取 J_0 级数展开的前三项,上式结果为:

$$\begin{aligned} \bar{G} = G(0) & \left\{ 1 + \left(\frac{r_1}{D}\right)^2 \left[8.29 \left(\frac{r_1}{D}\right)^2 - 5.76 \right] \right. \\ & + \frac{2r_1(r_2-r_1)}{D^2} \left[8.29 \left(\frac{r_1}{D}\right)^2 - 2.88 \right] \\ & + \frac{2(r_2-r_1)^2}{D^2} \left[8.29 \left(\frac{r_1}{D}\right)^2 - 0.96 \right] \\ & + \frac{8.29r_1(r_2-r_1)^3}{D^4} \\ & \left. + \frac{1.66(r_2-r_1)^4}{D^4} \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

与前述对速度的考虑类似,增益沿径向的非均匀分布对朗缪尔流零漂的影响体现在沿光路两臂平均增益差的存在。引用公式(6)与(9)并假定光线在左右臂管端的离轴量分别为 $r_{左1}$ 、 $r_{右2}$ 时(见图5,并有 $r_{左2} = r_{右1} = \frac{1}{2}(r_{右2} - r_{左1})$), 光线与轴线共面时的左右臂平

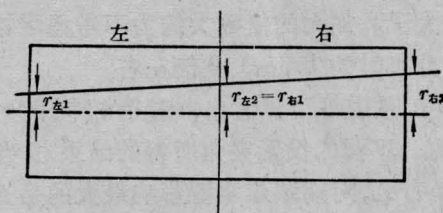


图 5

均速度与增益 $\bar{V}_左$ 、 $\bar{V}_右$ 、 $\bar{G}_左$ 、 $\bar{G}_右$ 的公式即可分别写出。由于在这些表达式中均不仅只有 r 的平方项(象(7)式那样),而且还有 r 的一次项出现,因此在以下的表格中对于 r 具有相同绝对值但符号不同的情形也分别列出于以计算。

与附录的方法相类似可以导出,当光线与轴线不共面时在毛细管管端投影面上,沿 $x_2 - x_1$ 一段路程的平均增益为:

$$\begin{aligned} \bar{G}(x_1 x_2) = G(0) & \left\{ 1 + \left(\frac{h}{D}\right)^2 \right. \\ & \times \left[8.29 \left(\frac{h}{D}\right)^2 - 5.76 \right] \\ & + \frac{2}{3a^2} \left[8.29 \left(\frac{h}{D}\right)^2 - 2.88 \right] \\ & \left. \times (x_2^2 + x_2 x_1 + x_1^2) \right\} \quad (11) \end{aligned}$$

对于各种 $r_{左1}$ 、 $r_{右1}$ 组合的投影夹角分别取 0° 、 22.5° 、 45° 、 90° 、 135° 、 157.5° 、 180° 七种典型值加以计算,不难看出 0° 与 180° 实际上已属共面情形,其结果应与共面时的相应结果一致,这一点从表2与表3的对照上看是满足的,这就证明了采用不同途径积分结果是等效的。利用(f-1)与(11)式对光线与轴线不共面时所进行计算的最终结果列于表3。

几点讨论

① 即使在双臂平衡放电的环形激光器件中,光线偏斜时也会带来附加的朗缪尔零漂。

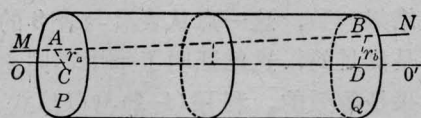
② 把表2、表3同表1的结果相比较可明显看出,在考虑了增益沿径向的非均匀分布后,朗缪尔零漂对光线偏斜的敏感性增加了,换言之,光线倾斜时所带来的朗缪尔零漂

值加大了。加大的倍数大约为不考虑增益非均匀分布时的 1.6~1.9 倍左右。

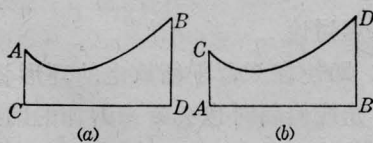
③ 从表 3 可以看出, 对于相同的 $r_{左1}$ 、 $r_{右2}$ 值, 不同的投影夹角所得的结果相当接近, 换言之, 对朗缪尔零漂影响最大的是光线倾斜时在毛细管两端的离轴量之差, 而不是光线与轴线不共面的程度(ϕ 角不同)。因此, 如果不计及细节, 则光线偏斜时对零漂的影响大致可用共面时的计算结果(即表 2) 来加以描述。

附 录

光线与轴线不在一平面中的情况(见附图 1), 此时光线 MN 与毛细管两端面 P 、 Q 的交点到轴线 OO' 的垂直距离 r_a 与 r_b 也不共面, 而且 MN 上的每一点到轴线的垂直距离彼此都不共面, 它们的联结构成一扭曲的空间曲面。因为气体流速分布是以 OO' 轴旋转对称的, 因此为计算方便计, 在数学上可将上述沿空间曲面边缘(A 至 B) 的积分简化成沿平面上的一条曲线的积分, 为此, 必须首先将三维曲面 $ABDC$ 展平, 方法是或者以 CD 为水平底线, 在平面上画出 AB 的轨迹(附图 2(a)), 或者以 AB 为水平底线画出 CD 的轨迹(附图 2(b)), 不难看出两者是等效的。在以下的推导中, 为了方便, 采用附图 2(b) 的办法展平求轨迹方程, 但积分时仍采用附图 2(a) 的曲线。



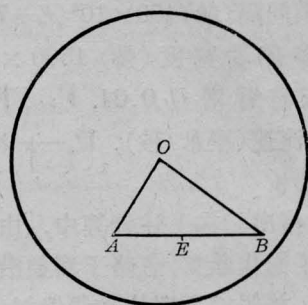
附图 1



附图 2

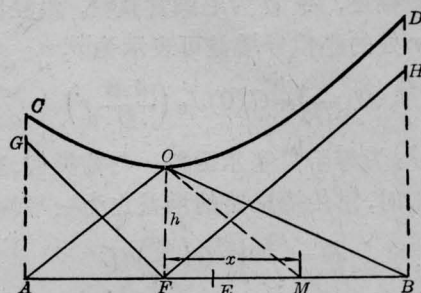
展平的方法如下:

将 $ABDC$ 曲面在管截面上投影构成 $\triangle AOB$ (见附图 3), 顶点 O 为轴线 OO' 的投影点, 底边 AB 为空间线段 AB 的投影, $AO=r_a$, $BO=r_b$, AB 的中点



附图 3

E 对应毛细管的左右分界处, AB 上各点到圆心 O 的距离代表空间 AB 线段相应点至轴线 OO' 的垂直距离, 由此看来, 所谓展平, 只需以 AB 为水平底线(横轴), 给出以上述距离为各点纵坐标的连线就完成了。现将 $\triangle AOB$ 单独绘于附图 4, OF 设为底面的高(h), AB 上任一点 M 到 O 的距离显然满足:



附图 4

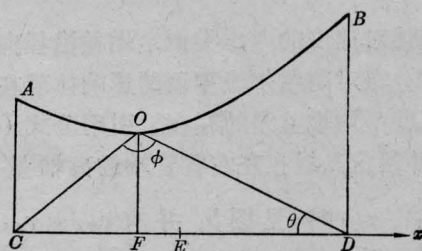
$$(MO)^2 = (MF)^2 + (OF)^2,$$

表为函数形式为 $y^2 = x^2 + h^2$, 这是一双曲线方程, 写成标准形式应为

$$\frac{y^2}{h^2} - \frac{x^2}{h^2} = 1 \quad (f-1)$$

如以 F 为直角坐标系的原点, 则双曲线 COD 即为所求的空间 CD 线段的展平轨迹。

求积分时将 CD 作为水平底线(见附图 5), E 为其中点, 净流速等于 AOB 曲线分别在 CE 与 ED 两段求平均后相减而得。



附图 5

具体计算如下: 已知值: $r_a, r_b, \angle\phi$ (且设 $r_b \geq r_a$) 导出值:

$$\overline{CD} = (r_a^2 + r_b^2 - 2r_a r_b \cos\phi)^{1/2} \quad (f-2)$$

$$h = \frac{r_a r_b \sin\phi}{(r_a^2 + r_b^2 - 2r_a r_b \cos\phi)^{1/2}} \quad (f-3)$$

$$\overline{CF} = (r_a^2 - h^2)^{1/2}, \overline{FD} = (r_b^2 - h^2)^{1/2} \quad (f-4)$$

$$\overline{FE} = \frac{1}{2} (\overline{FD} + \overline{CF}) \quad (f-5)$$

其中, 当 $\phi \geq \phi_{\text{临界}} = \cos^{-1} \frac{r_a}{r_b}$ 时 \overline{CF} 取负值,

当 $\phi < \phi_{\text{临界}} = \cos^{-1} \frac{r_a}{r_b}$ 时 \overline{CF} 取正值。

计算值: 利用关系

$$V(x) = -V_{OP} \left[\frac{1}{2} - \frac{x^2 + h^2}{a^2} \right], \text{沿 } x_2 - x_1$$

一段路程的平均流速为:

$$\overline{V}(x_1, x_2) = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} V(x) dx$$

$$= -V_{OP} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{h^2}{a^2} \right) - \frac{1}{3a^2} \times (x_2^2 + x_2 x_1 + x_1^2) \right] \quad (f-6)$$

利用前述关系式及

$$\overline{V}_{n\pm} = \overline{V}(\overline{CF}, \overline{FE}), \overline{V}_{n\mp} = \overline{V}(\overline{FE}, \overline{FD})$$

经化简最后可求得:

$$\text{净流速: } \overline{V}_n = \frac{V_{OP}}{2a^2} [r_a^2 - r_b^2]$$

结果形式与共面时的(7)式相同而与 $\angle\phi$ 值无关。

参 考 文 献

- [1] F. Aronowitz; The Laser Gyro, Laser Applications, Vol. 1, 1971, 133~200.
- [2] T. J. Podgorski, F. Aronowitz; IEEE J. Quant. Electr., 1968, QE-4, 11~18.
- [3] G. Herziger, W. Holzapfel, W. Seelig; Zeitschrift für Physik, 1966, 189, 385~400.

简 讯

QX-1 型激光全息滴谱记录仪技术 鉴定会在上海召开

上海市激光技术研究所所在南京大学气象系的协作下, 研制的 QX-1 型激光全息滴谱记录仪于 1979 年 10 月 20 日通过了技术鉴定。

该仪器以 Q 开关红宝石激光器为光源, 最大输出能量为 0.5 焦耳, 脉冲宽度约 100 毫微秒, 相干长度不小于 5 厘米, 可记录直径 5~100 微米的粒子。由于该仪器采用了新颖的供电方式, 因而结构紧凑, 体积小巧, 重量轻, 整机仅为 25 公斤。这种独特的供电方式为脉冲激光器件的小型化提供了一条重要

途径。

QX-1 型激光全息滴谱记录仪主要用于记录快速运动的气溶胶粒子, 对粒子扰动小, 取样快, 形象而且能给出粒子的大小和空间分布等信息。在云雾物理、爆炸分散、燃油雾化、植保研究等许多方面有着广泛的应用前景, 也可用于记录诸如纤维等细小物体和作为一般脉冲激光光源来记录漫射物体的全息图、干涉计量和流动显示等方面。

(上海市激光技术研究所 曲志敏)