

# 转动玻璃圆筒激光器

张国轩 黄国松 顾绍庭 顾根才 王之江

(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 本文介绍了转动玻璃圆筒激光器的设计及实验结果, 得到了脉冲能量为 13J, 重复频率为 15 Hz 的激光输出。电光转换效率为 2.2%, 斜效率为 3.4%。

**关键词:** 玻璃圆筒激光器, 发热功率密度

## Rotating hollow cylinder Nd: glass laser

*Zhang Guoxuan, Huang Guosong, Gu Shaoting, Gu Gencai, Wang Zhijiang*  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**Abstract:** The design and experimental results of a rotating hollow cylinder Nd: glass laser are presented. A pulsed laser energy of 13J and a pulse repetition rate of 15Hz have been obtained. The overall laser efficiency is 2.2% and the slope efficiency is 3.4%.

**Key words:** hollow cylinder Nd: glass laser, thermal power density

### 一、引 言

运动板条激光器<sup>[1]</sup>是钕玻璃固体激光器实现高平均功率运转的一条现实的技术路线, 最近其输出平均功率已达 900 W<sup>[2]</sup>。由于运动板条激光器采用了大尺寸的激活介质, 闪光灯每次闪光只泵浦介质的一小区域并产生激光, 而冷却是在整个介质上, 因而可获得较高的效率和平均功率。器件工作时, 介质来回平动, 在运动的转换点要求较大的加速度, 所以系统比较复杂, 而且体积较大。

转动玻璃圆筒激光器也是可能实现高平均功率输出的方案之一, 其可方便地实现绕中心轴匀速转动, 因而可克服平动板条运动不均匀的缺点, 而且结构简单, 体积小。本文报道了转动玻璃圆筒激光器的设计考虑及其实验结果。

### 二、激光器的设计考虑

转动玻璃圆筒激光器作为高平均功率固体激光器的技术路线, 玻璃圆筒热效应的分析是器件设计的关键。

图 1 是玻璃圆筒激光器的结构示意图。图中玻璃圆筒可绕其中心轴匀速转动, 玻璃圆筒内外壁与水冷金属筒之间为一薄的氦气层(图中未标出), 由氦气传导冷却玻璃圆筒 积累的热

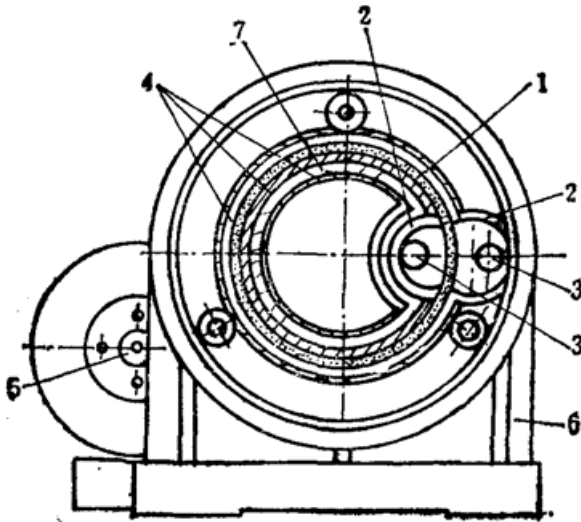


Fig. 1 Cut-away view of the rotating hollow cylinder Nd:glass laser  
1—glass cylinder; 2—pump cavities; 3—flashlamps; 4—water-cooled metallic cylinders; 5—step motor; 6—holder; 7—cooled water

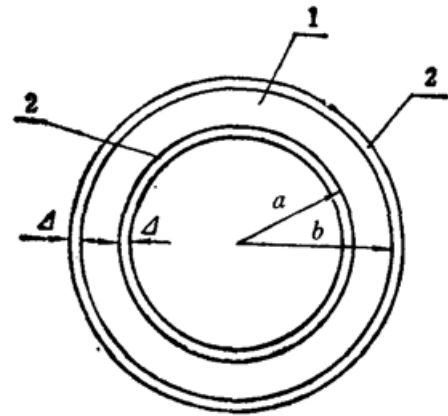


Fig. 2 Gas conduction cooled glass cylinder

1—glass cylinder; 2—helium gaps between glass and water-cooled metallic cylinder.  $\Delta$  is the thickness of the gaps.  $a$ ,  $b$  are the inside radius and the outside radius of the glass cylinder respectively

量被金属筒内的冷却水带走, 采用气体传导冷却可简化设计。氙灯每次闪光泵浦圆筒的一小区域并产生激光, 由于圆筒的转动, 下一次闪光则泵浦圆筒的另一区域, 可认为泵浦产生的热负载均匀分布于整个圆筒。

[3]曾详细分析了圆筒激光器的热应力。实验表明, 直接水冷的情况下, 理论与实验结果符合很好。下面我们讨论静态气体传导冷却时玻璃圆筒的温度分布和热破坏极限。

如图 2, 设气层的厚度为  $\Delta$ , 玻璃与气层之间的热交换系数为  $H_1$ , 气层与金属冷却筒之间的热交换系数为  $H_2$ , 玻璃的热导系数为  $\lambda$ , 气体的热导系数为  $\lambda_1$ ,  $a$ ,  $b$  分别为圆筒的内径和外径。

在气体传导冷却的情况下, 可引入一等效表面热交换系数  $H_0$ 。当圆筒端面的热交换可忽略, 而且圆筒被均匀加热时, 玻璃圆筒的热传导方程及边界条件与[3]的形式完全相同, 只是其中的  $H$  应由  $H_0$  代替。

设圆筒内、外表面的等效热交换系数分别为  $H_{0a}$  和  $H_{0b}$ , 求解气层的热传导方程可得等效的  $h_{0a}$  和  $h_{0b}$  (见附录 A)。

$$h_{0a} = \frac{H_{0a}}{\lambda} = \frac{\lambda_1}{a\lambda} \cdot \frac{1}{\lambda_1 \left( \frac{1}{aH_1} + \frac{1}{a'H_2} \right) - \ln(a'/a)} \quad (1)$$

$$h_{0b} = \frac{H_{0b}}{\lambda} = \frac{\lambda_1}{b\lambda} \cdot \frac{1}{\lambda_1 \left( \frac{1}{bH_1} + \frac{1}{b'H_2} \right) + \ln(b'/b)} \quad (2)$$

式中,  $b' = b + \Delta$ ,  $a' = a - \Delta$ 。

当圆筒壁厚  $(b - a)$  很小时, 可认为圆筒内、外的热交换相同, 即  $H_{0a} = H_{0b} = H_0$ , 所以  $h_{0a} = h_{0b} = h_0$ 。

与[3]类似, 稳态时圆筒的温度分布为半径  $r$  的函数

$$\begin{aligned}
 T(r) &= T_0 - \frac{Q_0}{4\lambda} [r^2 - c_0^2 \ln(r/a)] \\
 T_0 &= \frac{Q_0}{4\lambda} \left( a^2 - \frac{2a}{h_0} + \frac{c_0^2}{a h_0} \right) \\
 c_0^2 &= \frac{2a + 2b + h_0(b^2 - a^2)}{1/a + 1/b + h_0 \ln(b/a)}
 \end{aligned} \tag{3}$$

其中  $Q_0$  为泵浦光沉积在单位工作物质体积内的热量。

圆筒的平均温升为

$$\begin{aligned}
 \bar{T} &= \frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b T(r) \cdot r \, dr \\
 &= T_0 - \frac{Q_0}{8\lambda} (b^2 + a^2) + \frac{Q_0}{4\lambda} \cdot \frac{c_0^2 b^2}{b^2 - a^2} \cdot \ln(b/a) - \frac{Q_0 c_0^2}{8\lambda}
 \end{aligned} \tag{4}$$

圆筒的表面温度为

$$T_s = T(a) = T(b) = T_0 - \frac{Q_0}{4\lambda} a^2 \tag{5}$$

圆筒能承受的最大发热功率密度为

$$Q_{\max} = 8R_s / \xi_0^2$$

式中  $R_s$  为材料的热冲击参数,  $\xi_0^2$  为与器件结构有关的参数, 且

$$\begin{aligned}
 \xi_0^2 &= \frac{(\Delta_0 + 3)b^2 + (\Delta_0 - 1)a^2}{2} - \left( 1 + \ln \frac{b}{a} \right) c_0^2, \\
 \Delta_0 &= \frac{2c_0^2}{b^2 - a^2} \ln \frac{b}{a} - 1
 \end{aligned}$$

图 3 和图 4 分别为最大发热功率密度  $Q_{\max}$  及平均温升和参数  $h_0$  的关系曲线。由图可见, 随着参数  $h_0$  的减小, 最大发热功率密度  $Q_{\max}$  逐渐减小而平均温升则迅速增加。与参考文献 [3] 的结果 ( $h = 100 \text{ cm}^{-1}$ ) 比较, 当  $h_0 = 5 \text{ cm}^{-1}$  时,  $Q_{\max}$  只下降百分之几, 而平均温升则成倍地上升。

对于高平均功率固体激光器, 特别是当掺杂浓度较高时, 应考虑由于温升引起的终态粒子数的增加导致器件增益的下降<sup>[4]</sup>。为此, 我们要求  $h_0 > 5 \text{ cm}^{-1}$ 。应指出的是, 当  $h_0$  太小时, 圆筒端面的热交换不能忽略, 此时上述一维热传导方程的分析与实际结果将有较大的误差。

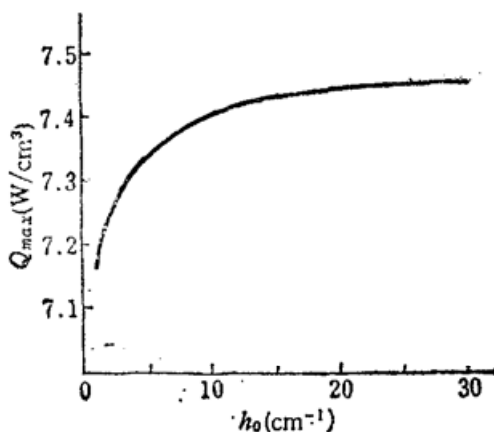


Fig.3 Maximum thermal power density  $Q_{\max}$  of the glass cylinder versus  $h_0$

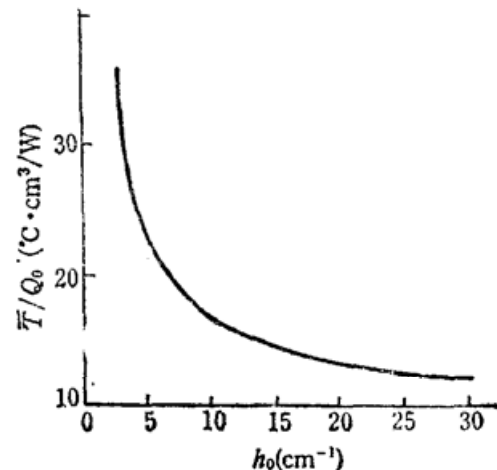


Fig.4 Average temperature  $\bar{T}$  of the glass cylinder versus  $h_0$

Table 1  $h_0$  for different cooling gases and their thickness

$\Delta$ (mm)	Cooling gas	$h_0$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
0.1	He	10.0
	air	3.6
0.2	He	7.0
	air	3.0

从式(1), (2)可得不同气体成份及气层厚度时参数  $h_0$  的值并列于表 1。计算时所取参数为  $H_1=0.1 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{K}$ ,  $H_2=1.0 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{K}^{[5]}$ ,  $\lambda=0.0056 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$ ,  $a=5.8 \text{ cm}$ ,  $b=6.6 \text{ cm}$ 。由上表可见, 为了达到比较好的冷却效果, 即有较大的  $h_0$ , 要求气层的厚度尽可能小, 并采用热传导系数较大的氦气冷却。

由上分析可见, 当气层厚度  $\Delta < 0.2 \text{ mm}$ , 并采用氦气时, 气体传导冷却的技术在高平均功率器件中是可行的。

### 三、装置及结果

前面的图 1 已给出旋转圆筒激光器的结构简图, 其中激活介质为掺钕浓度为 3.5% wt 的  $\text{N}_{2135}$  型磷酸盐玻璃, 加工成内径为  $\phi 116 \text{ mm}$ , 外径为  $\phi 132 \text{ mm}$ , 长 300 mm 的空心圆筒, 如图 5 所示。

玻璃圆筒的内、外表面采用氦气传导冷却, 气层厚度约为 0.2mm, 气层外为水冷金属圆筒。玻璃圆筒由两支掺铈石英氙灯泵浦, 氙灯分别水冷, 灯的内径为  $\phi 12 \text{ mm}$ , 电极间距为 230 mm, 发光时间约为 1ms。

玻璃圆筒由计算机控制的步进马达驱动, 器件工作时, 氙灯每次闪光泵浦圆筒一小区域产生激光, 圆筒转动一周, 氙灯闪光 24 次, 调节圆筒转速, 可调节器件的工作频率。图 5 为正在运行的转动玻璃圆筒激光器。

谐振腔为平凹腔, 全反射镜曲率半径为 5m, 输出镜为部分透过的平面镜, 腔长约 70cm。

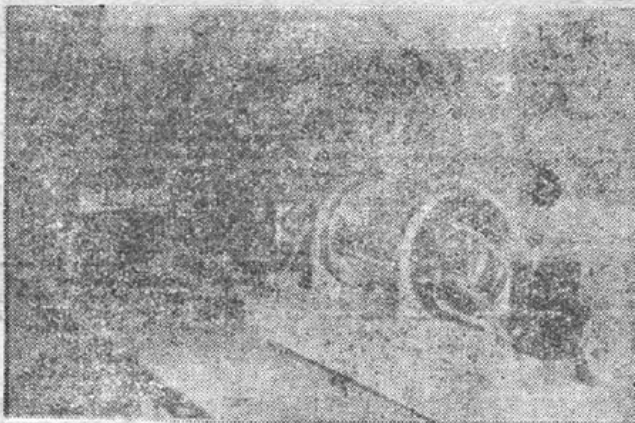


Fig.5 Rotating hollow cylinder Nd:glass laser in operation

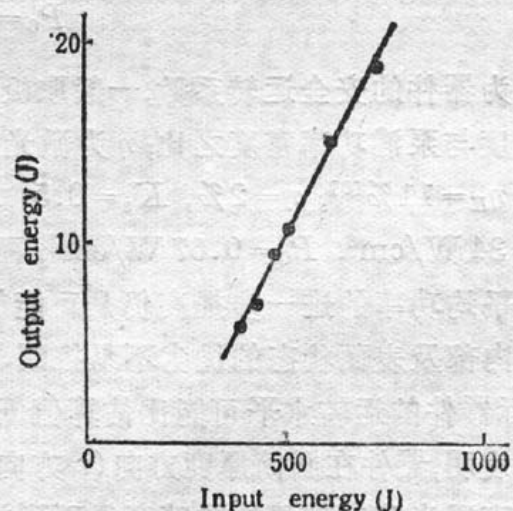


Fig.6 Laser output energy versus pump energy for the 30% output coupler

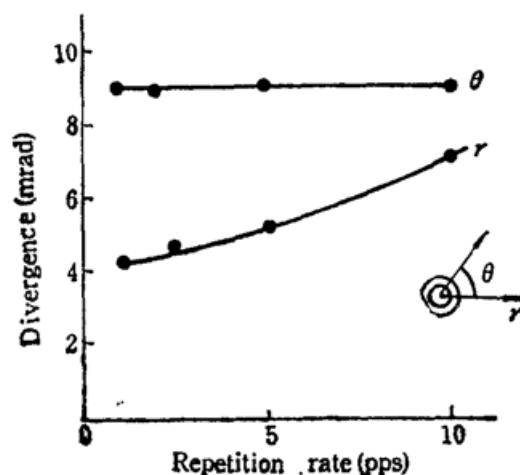


Fig.7 Repetition rate versus divergence of the laser beam

输出激光光斑为矩形,宽0.8cm,长约2.6cm。

当输入脉冲能量为620J、器件工作频率从1Hz提高到15Hz时,未观察到器件效率有明显的下降。

图6为输出腔片透过率为30%时输出能量和泵浦能量的关系曲线,器件总体效率为2.2%,斜效率为3.4%。

当泵浦能量固定时,光束的发散角随工作频率的增加而变化,如图7。当频率从1Hz增加到10Hz时,圆筒厚度方向( $r$ 方向)的发散角从4.2mrad增加到7mrad(全角),而在光斑的大尺寸方向( $\theta$ 方向)则基本不变,发散角约为9mrad。

#### 四、讨论

安全运转时器件的泵浦功率密度可表达为

$$P_i = K_s \frac{8 R_s}{\eta_H \cdot \xi_0^2}$$

单位体积工作物质的最大输出功率  $P_0$  则为

$$P_0 = K_s \frac{8 R_s \eta}{\eta_H \cdot \xi_0^2}$$

其中,  $K_s$  为器件的安全运转系数,一般取极限泵浦功率的0.3~0.6;  $\eta_H$  为加热系数,定义为发热功率密度与泵浦功率密度之比;  $\eta$  为激光效率。

当取  $\eta_H = 11\%$ <sup>[6]</sup>,  $\eta = 2\%$ ,  $K_s = 0.5$ ,  $\Delta = 0.2$  mm, 采用氮气冷却时,由上面的分析可估算出  $P_i = 34$  W/cm<sup>3</sup>,  $P_0 = 0.67$  W/cm<sup>3</sup>, 而实验中所用的泵浦功率密度约为12 W/cm<sup>3</sup>, 所以器件输出平均功率的进一步提高仍是可能的。目前提高输出平均功率的工作仍在进行之中。由于玻璃内部及表面状态的优劣不易控制,气层内可能混入空气及气层厚度不均匀等因素的影响,实际器件的运转水平可能比估算值低一些。

实验表明,器件在圆筒厚度方向( $r$ 方向)的发散角随泵浦功率的增加而迅速变大(见图7),这是由于直通光路时玻璃的热畸变得不到补偿,而圆筒激光器又不易实现Z字形光路传播。计算表明,在相同的热传导距离下,圆筒的热畸变为圆棒的两倍<sup>[6]</sup>,这是圆筒器件的主要缺点。输出激光在高度方向( $\theta$ 方向)的发散角主要是由于泵浦不均匀引起的,所以通过改进聚光器的

照明均匀性可能改善其发散角。

尽管圆筒激光器的光束质量比较差,圆筒可在不增加厚度和长度的条件下扩大工作物质的体积以增加其输出平均功率。实验用的圆筒激光介质的有效体积为  $810 \text{ cm}^3$ , 类柱透镜焦距约为  $190 \text{ cm}$ , 而相同热传导距离的棒状介质要达到上述体积, 其长度大于  $16 \text{ m}$ , 远大于其工作时的热焦距, 所以棒状玻璃激光器不可能实现高平均功率运转。

对于平动板条激光器, 由于往返运动中有速度拐点, 而且板条两边缘存在热交换, 所以其热负载是不均匀的。同时由于其在运动的转换点要求有较大的加速度, 因而机械结构比较复杂, 体积较大。

### 参 考 文 献

- 1 R. L. Byer, *US Patent*, **4**, 555, 786(1985); S. Basu, R. L. Byer, *Opt. Lett.*, **11**, 617(1986)
- 2 H. Sekiguchi *et al.*, in Tech. Dig., Conf. Laser Electro-Opt., Opt. Amer. Anaheim, Calif., 1990, Paper OTUJ3
- 3 周峰, 张国轩 *et al.*, *物理学报*, **38**(2), 247(1989)
- 4 W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag, New York Inc. (1976); S. Basu *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-22**(10), 2052(1980)
- 5 W. Koechner, *J. Appl. Phys.*, **44**, 3162(1973)
- 6 黄国松, 顾绍庭 *et al.*, *量子电子学*, **8**(1), 166(1991)

### 附录A 转动玻璃圆筒的温度分布

下面我们将计算气体传导冷却时玻璃圆筒的温度分布。如上面的图1和图2所示, 假设玻璃圆筒的热负载是均匀的并且可忽略圆筒端面的热交换, 圆筒的温度分布可由解一维热传导方程得到。

玻璃圆筒的热传导方程为

$$\frac{1}{K} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{Q_0}{\lambda} \quad (\text{A1})$$

圆筒表面的边界条件

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=a} = \frac{H_1}{\lambda} (T|_{r=a} - T_1|_{r=a}) \quad (\text{A2})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=b} = -\frac{H_2}{\lambda} (T|_{r=b} - T_2|_{r=b}) \quad (\text{A3})$$

式中  $K$  为热扩散系数,  $T_1$ ,  $T_2$  分别为圆筒内外侧气体的温度。

圆筒内、外气层的热传导方程及边界条件为

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT_1}{dr} \right) = 0 \quad (\text{A4})$$

$$\left. \frac{dT_1}{dr} \right|_{r=a} = -\frac{H_1}{\lambda_1} (T_1|_{r=a} - T|_{r=a}) \quad (\text{A5})$$

$$\left. \frac{dT_1}{dr} \right|_{r=a'} = \frac{H_2}{\lambda_1} T_1|_{r=a'} \quad (\text{A6})$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT_2}{dr} \right) = 0 \quad (\text{A7})$$

$$\left. \frac{dT_2}{dr} \right|_{r=b} = \frac{H_1}{\lambda_1} (T_2|_{r=b} - T|_{r=b}) \quad (\text{A8})$$

$$\left. \frac{dT_2}{dr} \right|_{r=b'} = -\frac{H_2}{\lambda_1} (T_2|_{r=a'}) \quad (\text{A9})$$

其中,  $a' = a - \Delta$ ,  $b' = b + \Delta$ 。假设冷剂的温度为零。

解(A4)可得

$$T_1(r) = c_1 \ln r + c_2 \quad (\text{A10})$$

其中  $c_1$ ,  $c_2$  为常数。由牛顿定律

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=a} = \lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=a} \quad (\text{A11})$$

由式(A4)~(A6), (A10)~(A11)可求得

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=a} = \frac{\lambda_1}{\lambda \cdot a} \cdot \frac{1}{\lambda_1 \left( \frac{1}{aH_1} + \frac{1}{a'H_2} \right) - \ln(a'/a)} \cdot T \Big|_{r=a} \quad (\text{A12})$$

同理, 解(A7)并用边界条件可得

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=b} = -\frac{\lambda_1}{\lambda \cdot b} \cdot \frac{1}{\lambda_1 \left( \frac{1}{bH_1} + \frac{1}{b'H_2} \right) + \ln(b'/b)} \cdot T \Big|_{r=b} \quad (\text{A13})$$

我们引入两个参数  $H_{0a}$ ,  $H_{0b}$  分别表示玻璃圆筒内、外的等效表面热交换系数, 则有

$$h_{0a} = \frac{H_{0a}}{\lambda} = \frac{\lambda_1}{\lambda \cdot a} \cdot \frac{1}{\lambda_1 \left( \frac{1}{aH_1} + \frac{1}{a'H_2} \right) - \ln(a'/a)} \quad (\text{A14})$$

$$h_{0b} = \frac{H_{0b}}{\lambda} = \frac{\lambda_1}{\lambda \cdot b} \cdot \frac{1}{\lambda_1 \left( \frac{1}{bH_1} + \frac{1}{b'H_2} \right) + \ln(b'/b)} \quad (\text{A15})$$

当  $(b-a) \ll a$ ,  $b$  时, 可认为圆筒内、外表面的热交换系数相等, 即  $H_{0a} = H_{0b} = H_0$ ,  $h_{0a} = h_{0b} = \frac{H_0}{\lambda} = h_0$ 。这时, 玻璃圆筒在气体传导冷却时的热导方程及边界条件可改写为

$$\frac{1}{K} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{Q_0}{\lambda} \quad (\text{A16})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=a} = h_0 T \Big|_{r=a} \quad (\text{A17})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=b} = -h_0 T \Big|_{r=b} \quad (\text{A18})$$

文献[3]已给出以上方程的解。

稳态时玻璃圆筒的温度分布为

$$T(r) = T_0 - \frac{Q_0}{4\lambda} (r^2 - c_0^2 \ln(r/a)) \quad (\text{A19})$$

$$T_0 = \frac{Q_0}{4\lambda} \left( a^2 - \frac{2a}{h_0} + \frac{c_0^2}{ah_0} \right)$$

$$c_0^2 = \frac{2a + 2b + h_0(b^2 - a^2)}{1/a + 1/b + h_0 \ln(b/a)}$$

由此可推出圆筒的平均温升  $\bar{T}$  及表面温度  $T_s$  等表示式。