

红外辐射器加热计算的应用理论

刘景生

(长春光机学院)

摘要: 本文将红外辐射加热与热工学技术结合, 给出了红外辐射加热计算的基本理论公式。而且从实用出发得到简单明了的公式。还给出了平均表面换热系数及制件和其周围表面之间辐射热交换的计算方法。

一、红外辐射器加热计算的基本理论分析

红外辐射器加热装置基本物理过程。红外辐射器温度较高, 发出红外辐射, 由被辐照材料或制件吸收红外辐射后, 将所吸收的辐射能转变为加热材料或制件所需的热量, 以达到加热或干燥之目的。

(1) 热量通过对流、辐射和传导的方式从被辐照的材料或制件的表面传给周围的空间;

(2) 加快材料所含液体(溶剂、水等)的蒸发过程, 即加速这些材料的干燥。

热量之间的交换应满足能量守恒定律

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 \quad (1)$$

式中

Q ——材料接收到的辐射能量;

Q_1 ——材料温升;

Q_2 ——对流引起的热损耗;

Q_3 ——辐射引起的热耗;

Q_4 ——传导排出热量;

Q_5 ——蒸发散热。

在实际的装置中, 一般可以认为热传导排出的热量极少, 可以忽略不计, 在很多情况下, 特别是在加热金属制件的油漆涂层时, 由于额外蒸发引起的损耗也很少, 以至于不必考虑。此时, 对于加热对象处于稳态时可有

$$\alpha\phi_1 d_t = cm d_T + \phi_c d_t + \phi_r d_t \quad (2)$$

式中 ϕ_1 ——射到材料或制件上的辐射通量;

α ——吸收比;

c ——材料的比热容;

m ——材料的质量;

T —— t 时刻的温度;

d_T ——材料在 d_t 时间内的温度增量;

ϕ_c ——由对流所引起热流量;

ϕ_r ——由辐射引起热流量;

t ——从辐照开始到观察瞬间所经过的时间。

如果制件是由一些不同的材料构成，则必须考虑到所有材料的质量和比热容。制件温度随时间的变化率则为

$$\frac{d_T}{d_t} = \frac{\alpha\phi_1 - \phi_e - \phi_r}{\sum c_i m_i} \quad (3)$$

由此可见，制件吸收的辐射通量越多，则 d_T/d_t 越大，制件加热得越快；对流和辐射带走的热量越多或制件的质量与其比热容的乘积越大，则制件加热就越慢。

大多数的实际红外辐照装置中，在开始辐照时，制件的温度与周围表面和空气的温度相差甚少，这样 $\alpha\phi_1$ 大于 $\phi_e + \phi_r$ ，则 d_T/d_t 是正值，即制件的温度升高。以后随着温度的升高，使 ϕ_e 和 ϕ_r 增大， d_T/d_t 变小。当 $d_T/d_t = 0$ 时，进一步的加热停止了，制件的温度 T 在达到最大值 T_w （称为极限温度）后保持常量。根据（3）式

$$\alpha\phi_1 = \phi_e + \phi_r \quad (4)$$

将（4）式各项除以制件的表面积，得到

$$\alpha E = \frac{\phi_e}{S} + \frac{\phi_r}{S} \quad (5)$$

式中 E ——制件的平均辐射照度，

S ——制件的表面积。

在推导（5）式时，实际上已经假定辐射照射和散热皆是均匀的，且假定制件的被辐照表面等于散热表面，例如，对平板的两个表面同时辐照的情况。如果只对制件的一面辐照，而两面散热，则应将（5）式改写成下面的形式

$$\alpha E = 2 \left(\frac{\phi_e}{S} + \frac{\phi_r}{S} \right) \quad (5a)$$

称（5）式的情况为“双面”辐照，（5a）式情况为“单面”辐照。

如果总吸收热流量用 ϕ 表示，（5）式和（5a）式的左端，可分别表示为

$$\phi = \alpha\phi_1 = \alpha ES = \phi_e + \phi_r \quad (6)$$

$$\phi = \alpha\phi_1 = 2(\phi_e + \phi_r) \quad (6a)$$

由牛顿冷却定律可知，自由对流换热流量为

$$\phi_e = \alpha_c S (T_w - T_f) \quad (7)$$

式中 T_w ——壁面的平均温度，

T_f ——流体的平均温度，

α_c ——平均表面换热系数。

由简化的克里斯汀生公式，可计算净辐射损失

$$\phi_r = Se\sigma_s \left[\left(\frac{T_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right] \quad (8)$$

式中 e ——发射率，

σ_s —— $5.67 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{k}^4)$

以上我们从理论上分析了传热过程（含自由对流换热和辐射换热）的基本公式。余下的问题，就是解决平均表面换热系数的计算。

二、关于平均表面换热系数

除引起和保持自由对流的净浮力项中的物性以外，当忽略物性改变时，由分析和实验的结果发现，自由对流中平均努谢尔特 (Nusselt) 数 Nu 取决于与流体传递能量表面的几何形状，以及两个无量纲数，即普朗特 (Prandtl) 数 Pr 和葛拉晓夫 (Grashof) 数 Gr 。对于给定几何形状的表面，其隐函数关系式为^[1]

$$N_u = F(G_r, P_r) \quad (9)$$

普朗特数定义为

$$P_r = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (10)$$

式中 ν ——运动粘度，
 a ——热扩散率，
 μ ——动力粘度，
 c_p ——定压比热容，
 λ ——热导率 (导热系数)。

葛拉晓夫数定义为

$$G_r = \frac{g \beta l^3 \Delta T \rho^2}{\mu^2} = \frac{g \beta l^3 \Delta T}{\nu^2} \quad (11)$$

式中 g ——当地的重力加速度，
 β ——体 [膨] 胀系数，
 l ——表面的特征尺寸，
 ΔT ——表面和静止流体之间的驱动温差，总取正值，
 ρ ——流体密度。

1 竖直平板

自由对流换热中，常常遇到葛拉晓夫数和普朗特数的乘积，并把它称为瑞利 (Rayleigh) 数^[2]

$$R_o = G_r P_r \quad (12)$$

麦克阿当 (McAdams) 建议，在 $10^4 < R_o < 10^9$ 范围使用

$$\frac{\alpha_s l}{\lambda_m} = N_s = 0.59 R_o^{1/4} \quad (13)$$

在适用范围为 $10^9 < R_o < 10^{12}$ 时，使用

$$\frac{\alpha_s l}{\lambda_m} = N_s = 0.13 R_o^{1/3} \quad (14)$$

式 (13) 适用于层流边界层型的自由对流换热，而 (14) 式，则适用于紊流边界层型的自由对流换热。对于温度为 T_w 而被浸没于温度为 T_f 的静止流体中的定温度表面，流体的物性值应根据薄膜温度 T_m 算出，即

$$T_m = \frac{1}{2} (T_w + T_f) \quad (15)$$

在计算自由对流表面换热系数时，必定要用到葛拉晓夫数或瑞利数，由(10)，(11) 代入(12) 式可得

$$R_n = \frac{g \beta \rho^2 l^3 \Delta T}{\mu^2} \cdot \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{g \beta \rho^2 c_p l^3 \Delta T}{\mu \lambda} \quad (16)$$

式中 l ——特征尺寸，为其高。

如果我们令

$$A = \frac{g \beta \rho^2 c_p}{\mu \lambda} \quad (17)$$

系数 A 中，除了当地的重力加速度 g 外，只取决于流体的物性。于是 (16) 式可写成

$$R_n = A l^3 \Delta T \quad (18)$$

通过系数 A 可求得葛拉晓夫数的表达式

$$G_r = \frac{A l^3 \Delta T}{P_r} \quad (19)$$

如果 $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ 和在标准大气压强 ($1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2$) 下，由 (17) 式所定义的 A 只与流体种类和温度有关。在上述条件下，把空气和水的 A 值作为温度的函数列于表 1 和表 2 中。由于 A 与压力无关，所以表中值也可用于其它压力情况。

因此，根据 T_m 值，通过线性内插法，由表可近似求得 A_m ， λ_m ，从而可由 (18) 式计算出 $R_{n,m}$ 。再由 (13) 式便可求出 α_s 。进而可由 (7)、(8) 式计算相应的热流量。

2 水平平板

对于边长为 l 的正方形水平板，费兴敦 (Fishenden) 和桑德斯 (Saunders) 曾推荐一些经验公式^[3]。

对于热面向上或冷面向下的情况下，在 $10^4 < R_{n,m} < 10^9$ 时

$$N_n = 0.54 R_{n,m}^{1/4} \quad (20)$$

在 $R_{n,m} > 10^9$ 时

$$N_n = 0.14 R_{n,m}^{1/3} \quad (21)$$

对于热面向下或冷面向上，且 $10^4 < R_{n,m} < 10^9$ 时

$$N_n = 0.25 R_{n,m}^{1/4} \quad (22)$$

(20) ~ (22) 式中，与温度有关的流体物性值均按薄膜温度计算，此外，在 $R_{n,m}$ 和 N_n 中都从 l 为特征尺寸。

3 水平圆柱

经验公式为^[2]

$$N_n = 0.53 R_{n,m}^{1/4} \quad (23)$$

其适用范围为 $10^3 < R_{n,m} < 10^9$ ，由此可计算整个圆柱表面的平均表面换热系数，取直径 D 为 $R_{n,m}$ 和 N_n 中的特征尺寸，并用薄膜温度计算与温度有关的流体物性值。如果进一步计算热流量时，表面积为 $S = \pi D l h$ ，其中 h 为直圆柱的高。

4 球

尤芝 (Yuge) 曾提出^[4]

$$N_u = 2 + 0.392 G_r^{0.25} \quad (24)$$

如果将 (24) 式右端的第二项乘以 $P_r^{0.25}/0.72^{0.25}$, 其中 0.72 为空气的平均普朗特数, 则得

$$N_u = 2 + 0.426 R_{am}^{0.25} \quad (25)$$

适用范围为 $1 < R_{am} < 10^5$ 。特征尺寸为球的直径, 仍以薄膜温度为定性温度。

5 水平平板之间和竖直平板之间流体的自由对流

考虑彼此相隔为 b 的两块水平大平板之间的流体, 如果底板的表面温度比顶板的温度低时, 且忽略端部的影响, 则通过流体层的热传递过程为一纯导热过程。若取二平板之间的温差为牛顿冷却定律中的驱动温差, 则可证明此种情况下的努谢尔特数为 1, 即

$$\frac{\alpha b}{\lambda} = 1 \quad (26)$$

对于底板温度高于顶板温度的水平平板之间的空气, 则有^[5]

$$N_u = 0.195 G_r^{1/4} \quad (27)$$

适用于 $10^4 < G_r < 3.7 \times 10^5$

对于 $3.7 \times 10^5 < G_r < 10^7$, 则有

$$N_u = 0.068 G_r^{1/3} \quad (28)$$

对于二平行平板之间的液体, 当热板在下时, 对于水, 硅油和水银, 且对于 $1.5 \times 10^5 < R_u < 10^6$, 则有

$$N_u = 0.069 R_u^{1/3} / P_r^{0.074} \quad (29)$$

在 (27)、(28)、(29) 式中, 特征尺寸取二平板之间的距离 b , 物性值按二平板表面温度的平均值求得, 而牛顿冷却定律中的驱动温差为二平板表面温度差。

对于垂直方向高度为 h 和间距为 b 的两块平行平板之间的竖直空气夹层, 且以 b 为特征尺寸的 G_r 略低于 2000, 即 $G_r < 2000$ 的情况下, 以二板温度的平均值为定性温度, 则有^[5]

$$\frac{\alpha b}{\lambda} = 1.0 \quad (30)$$

当 $2 \times 10^3 < G_r < 2 \times 10^5$ 时

$$N_u = \frac{0.18 G_r^{1/4}}{(h/b)^{1/9}} \quad (31)$$

当 $2 \times 10^5 < G_r < 10^7$ 时

$$N_u = \frac{0.065 G_r^{1/3}}{(h/b)^{1/9}} \quad (32)$$

而牛顿冷却定律中的驱动温差为二平板之间的温差, 并且要求

$$h/b > 3 \quad (33)$$

对于 $h/b < 3$ 的情况, 由于大量的自由对流, 竖直表面之间的换热系数至少可近似地适用于两表面中的任一表面。

三、辐射换热的计算

1 表面辐射换热

我们考虑灰表面和周围物体间进行辐射换热的情况。净辐射换热 (流) 量为

$$\phi_r = MS - ES \quad (34)$$

式中 M ——有效辐射出射度；
 E ——辐射照度；
 S ——物体的面积。

(34) 式实际上是假定辐射和照度都是均匀的。有效辐射通量为

$$MS = M^c S + (1 - \alpha) ES \quad (35)$$

式中 $M^c S$ ——自持辐射；
 α ——吸收比；
 $(1 - \alpha) ES$ ——反射来自其它物体的辐射。

而 M^c 可表示为

$$M^c = \epsilon \sigma_b \left(\frac{T}{100} \right)^4 = \epsilon M_b \quad (36)$$

式中 ϵ ——灰体的发射率；
 M_b ——与灰体同温度的黑体的辐射出射度。

由 (34) ~ (36) 式有

$$\phi_r = \frac{M_b - M}{\frac{1 - \epsilon}{\epsilon S}} \quad (37)$$

令 $R_w = (1 - \epsilon) / \epsilon S$ 称为热阻。对于不透明的灰体， $\epsilon = \alpha$ 。

2 空间辐射换热

考虑由几个灰体表面构成的辐射系统中的任意两表面，可以证明其辐射换热（流）量为

$$\phi_{12} = \frac{M_{b1} - M_{b2}}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1 S_1} + \frac{1}{\varphi_{12} S_1} + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2 S_2}} \quad (38)$$

式中 M_{b1} ——温度为 T_1 时的黑体辐射出射度；
 M_{b2} ——温度为 T_2 时的黑体辐射出射度；
 ϵ_1 ——表面1的发射率；
 ϵ_2 ——表面2的发射率。
 φ_{12} ——为平均角系数。

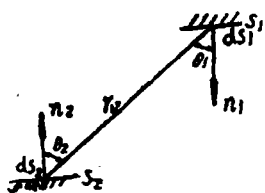


图1

如图1所示

$$\varphi_{12} = \frac{1}{\pi S_1} \iint_{s_1, s_2} (\cos \theta_1 \cos \theta_2 / r_{12}^2) dS_1 dS_2 \quad (39)$$

设有两灰体，其表面是互相平行的平面，面积相等，两面间距离比其长、宽都小得很多。无疑它们构成封闭系统， $\varphi_{12} = 1$ ， $S_1 = S_2 = S$ ，由 (38) 式有：

$$\phi_{12} = \epsilon_a \sigma_b \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] S \quad (40)$$

式中 ϵ_e —— 当量发射率, 由下式给出

$$\epsilon_e = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \quad (41)$$

表1 大气压力下空气的热物理性质

T K	ρ kg/m ³	\bar{c}_p kJ/kg·K	$\mu \times 10^6$ kg/(m·s)	$\nu \times 10^8$ m ² /s	$\lambda \times 10^8$ W(m·K)	$\alpha \times 10^6$ m ² /s	$P_r \times 10^8$	$A \times 10^{-8}$ 1/(m ² ·K)
100	3.6010	1.0266	.6924	1.923	9.246	2.501	770	2.04×10^7
150	2.3675	1.0099	1.0283	4.343	13.735	5.745	753	2.62×10^6
200	1.7684	1.0061	1.3289	7.49	18.09	10.165	739	6.41×10^5
250	1.4128	1.0053	1.488	9.49	22.27	13.161	722	2.38×10^5
300	1.1774	1.0057	1.983	15.68	26.24	22.16	708	8.76×10^4
350	0.9980	1.0090	2.075	20.76	30.03	29.83	697	4.52×10^4
400	0.8826	1.0140	2.286	25.90	33.65	37.60	689	2.52×10^4
450	0.7833	1.0207	2.484	28.86	37.07	42.22	683	1.48×10^4
500	0.7048	1.0295	2.671	37.90	40.38	55.64	680	9300
550	0.6423	1.0392	2.848	44.34	43.6	65.32	680	6160
600	0.5879	1.0551	3.018	51.34	46.59	75.12	680	4240
650	0.5430	1.0635	3.177	58.51	49.53	85.78	682	3000
700	0.5030	1.0752	3.332	66.25	52.30	96.72	684	2190
750	0.4709	1.0856	3.481	73.91	55.09	107.74	686	1640
800	0.4405	1.0978	3.625	82.29	57.79	119.51	689	1250
850	.4149	1.1095	3.765	90.75	60.28	130.97	692	971
900	0.3925	1.1212	3.899	99.3	62.79	142.71	696	769
950	0.3716	1.1321	4.023	108.2	67.25	155.10	699	615
1000	0.3524	1.1417	4.152	117.8	67.52	167.79	702	496
1100	0.3204	1.160	4.44	138.6	73.2	196.90	704	327
1200	0.2947	1.179	4.69	159.1	78.2	225.10	707	228
1300	0.2707	1.197	4.93	182.1	83.7	258.30	705	160
1400	.2515	1.214	5.17	205.5	89.1	292.0	705	117
1500	0.2355	1.230	5.40	229.1	94.6	326.2	705	87.3
1600	0.2211	1.248	5.63	254.5	100	360.9	705	66.4
1700	0.2082	1.267	5.85	280.5	105	397.7	705	51.6
1800	0.1970	1.287	6.07	308.1	111	437.9	704	40.4
1900	0.1858	1.309	6.29	338.5	117	481.1	704	31.7
2000	0.1762	1.338	6.50	369.0	124	526.0	702	25.3
2100	0.1682	1.372	6.72	399.6	131	571.5	700	20.6
2200	0.1602	1.419	6.93	432.6	139	612.0	707	16.8
2300	0.1538	1.482	7.14	464.0	149	654.0	710	14.1
2400	.1458	1.574	7.35	504.	161	702.0	718	11.6
2500	0.1394	1.688	7.57	543.5	175	744.1	730	9.72

表2 水在饱和状态下的热物理性质

T °C	ρ kg/m ³	c_p kJ/kg·K	$\mu \times 10^4$ kg/(m·s)	$\nu \times 10^6$ m ² /s	$\lambda \times 10^3$ W/(m·K)	$\alpha \times 10^7$ m ² /s	Pr	$\beta \times 10^3$ K ⁻¹	$A \times 10^{-10}$ 1/(m ² ·K)
0	1002.28	4.2178	17.90	1.788	552	1.308	13.60	- .07	
20	1000.52	4.1818	10.00	1.006	597	1.430	7.02	0.206	1.417
40	994.59	4.1784	6.54	0.658	623	1.512	4.34	0.385	3.800
60	985.46	4.1843	4.71	0.478	651	1.554	3.02	0.523	6.799
80	974.08	4.1964	3.55	.364	668	1.636	2.22	0.643	10.59
100	960.63	4.2161	2.82	0.294	680	1.680	1.74	0.753	14.83
120	945.25	4.250	2.33	0.247	685	1.708	1.446	0.860	20.07
140	928.27	4.283	1.99	0.214	684	1.724	1.241	0.975	25.93
160	909.69	4.342	1.72	0.190	680	1.729	1.099	1.098	33.09
180	889.03	4.417	1.54	0.173	675	1.724	1.004	1.233	40.62
200	866.76	4.505	1.39	0.160	665	1.706	0.937	1.392	50.0
220	842.41	4.610	1.26	0.150	652	1.68	0.891	1.597	62.39
24	815.66	4.756	1.17	0.143	635	1.639	0.871	1.862	77.79
260	785.87	4.949	1.08	0.137	611	1.577	0.874	2.21	100.4
280	752.55	5.208	1.02	0.135	580	1.481	0.910	2.70	132.1
300	714.26	5.728	0.964	0.135	540	1.324	1.019	3.46	190.5

摘自 Analysis of Heat & Mass Transfer by Eckert & Drake Copyright 1972 by McGraw-Hill, Inc.

参 考 文 献

- [1] James, Sucec, Heat Transfer, 1957 (中译本)
- [2] McAdams W.H., Heat Transmission, 3d ed. New York, McGraw-Hill Book Company 1954.
- [3] Fishenclen.M. and O.A.Saunders, An Introduction to Heat Transfer, New York, Oxford University Press, 1957.
- [4] Yuge.T., Journal of Heat Transfer, Series.co., 82, pp214—220(1960)
- [5] Jakob, M., Transactions of the A.S.M.E., 68, pp189—194(1946)

A Calculation of the Infrared Radiator Heating

Liu Jingsheng

Abstract

In this paper a basic formula for calculating the infrared

radiation heating and several simple formulas for practical applications were given by means of combining infrared radiation heating with the heat engineering. The calculation method of mean surface heat interchange coefficient of a product and the radiant interchange between the surface of the product and its surroundings were given too.