

## 第七章 凝结与沸腾换热

工质在饱和温度下由气态转变为液态的过程称为凝结或冷凝，而在饱和温度下，由液态转变为气态的过程称为沸腾。两者都是伴随相变化的对流换热，是制冷机、锅炉、蒸气加热器等设备中最基本的换热过程。本章将在讨论相变换热机理的基础上介绍它们的基本计算方法。

### 第一节 凝 结 换 热

当壁温低于蒸气的饱和温度时，蒸气在壁面上发生冷凝过程，如水蒸气在加热器中冷凝，制冷剂在冰箱的冷凝器中冷凝等等。本节仅讨论纯蒸气在壁面的膜状凝结换热。

#### 1-1 概述

蒸气同低于饱和温度的冷壁接触，有两种凝结形式：当凝结液能很好地润湿壁面时，凝结液将形成连续的膜向下流动，称为膜状凝结，这是最常见的凝结形式，水蒸气在洁净无油的表面上凝结时就是如此；若凝结液不能很好地润湿壁面，则凝结液将聚成一个个的液珠，称为珠状凝结，例如水蒸气接触到有油膜的壁。凝结液润湿壁的能力取决于它的表面张力和对壁的附着力。若附着力大于表面张力，则会形成膜状凝结，反之则形成珠状凝结。膜状凝结时，蒸气与壁之间隔着一层液膜，凝结只能在膜的表面进行，潜热则以导热和对流方式通过液膜传到壁，故膜的厚薄及其运动状态（层流或紊流）对换热的影响很大，而这些又取决于壁的高度（液膜流程长度）以及蒸气与壁的温度差。一般地说，层流膜状凝结表面传热系数是随壁的高度及温度差的增加而降低，而紊流膜状凝结则与此相反。

珠状凝结时，壁面除液珠占住的部分外，其余都裸露于蒸气中，因此，可认为换热是在蒸气与液珠表面和蒸气与裸露的壁之间进行的，由于液珠的表面积比它所占的壁面面积大很多，而且裸露的壁上无液膜形成的热阻，故珠状凝结具有很高的表面传热系数。实验测量表明，大气压下水蒸气呈珠状凝结时，表面传热系数可达  $4 \times 10^4 \sim 10^5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ，相比之下，膜状凝结约为  $6 \times 10^3 \sim 10^4$ ，两者相差 10 余倍，但珠状凝结很不稳定，目前还难于获得实用的持久性珠状凝结过程（除水银等不润湿壁面的介质外），为此，国内外学者正致力于研究材料表面处理技术以设法降低凝结液的附着力，或者加珠状凝结促进剂以达持久形成珠状凝结的条件 [1] [2]。由于在一般工业设备中均为膜状凝结，故本章仅讨论纯蒸气的膜状凝结。

#### 1-2 膜状凝结换热

##### 一、层流膜状凝结理论解

层流膜状凝结理论解是 1916 年努谢尔特（Nusselt）最先导得的。努氏根据连续液膜

层流运动及导热机理，建立了液膜运动微分方程式和能量方程式，然后求解液膜内的速度场和温度场，从而得出表面传热系数的理论解。此理论解是层流膜状凝结换热计算的基础。

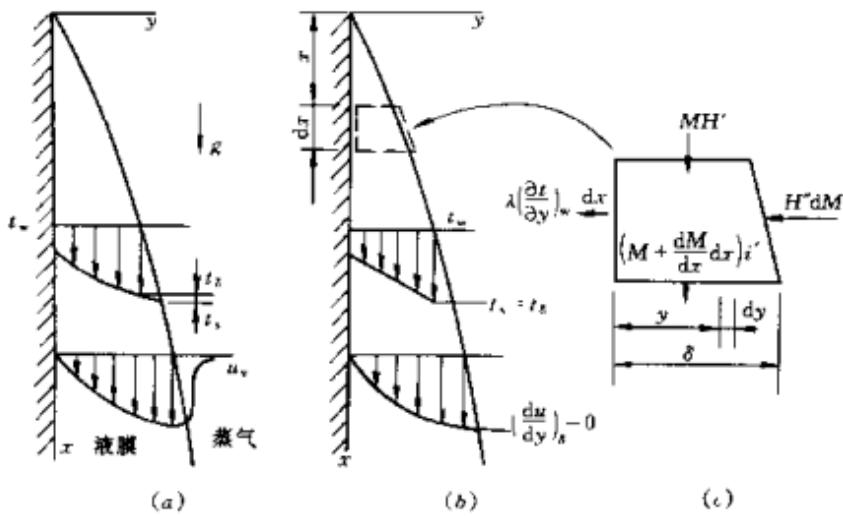


图 7-1 膜状凝结换热膜内温度及速度场

在建立并求解液膜运动微分方程及能量微分方程中，努氏对液膜的速度场和温度场[如图 7-1 (a) 所示]作了若干合理的假定，把它简化为图中 (b) 的情况，这些假定是：

- (1) 纯蒸气在壁上凝结成层流液膜，且物性为常量；
- (2) 液膜表面温度  $t_s$  等于  $t_s$  (饱和温度)，即蒸气—液膜界面无温度梯度，仅发生凝结换热而无对流换热与辐射换热；
- (3) 蒸气是静止的，且认为蒸气对液膜表面无粘滞应力作用，故液膜表面  $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=\delta} = 0$ ；
- (4) 液膜很薄且流动速度缓慢，可忽略液膜的惯性力；
- (5) 凝结热以导热方式通过液膜，膜内温度为线性；
- (6) 忽略液膜的过冷度，即凝液的焓为饱和液体的焓  $H'$  (实际凝结液的温度总低于饱和温度  $t_s$ ，故蒸气不但放出潜热，还放出显热)。

根据上述假定，把第五章动量微分方程式 (5-4) 应用于液膜中的微元体，考虑到重力方向与坐标  $x$  方向一致，在稳态情况下，方程为：

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho g - \frac{dp}{dx} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

式中， $\rho$  为液膜密度， $\text{kg}/\text{m}^3$ ； $\frac{dp}{dx}$  为液膜在  $x$  方向的压强梯度，此压强梯度可按  $y=\delta$  处液膜表面蒸气压强梯度计算。将式 (1) 应用于蒸气，并设蒸气密度为  $\rho_v$ ，考虑到前述 (3) 和 (4) 的假定，则由式 (1) 得：

$$\frac{dp}{dx} = \rho_v g$$

再把它代入式 (1)，由上述假定 (4)，在忽略惯性力后，即得到液膜运动微分方程式

$$\mu \frac{d^2 u}{dy^2} + (\rho - \rho_v) g = 0 \quad (2)$$

上式表明，作用在微元体上的力就只有粘滞应力和重力，两力达到平衡。式(2)的边界条件是

$$y = 0, u = 0$$

$$y = \delta, \frac{du}{dy} = 0$$

因为在一般压力条件下， $\rho \gg \rho_v$ ，故积分式(2)可得膜层内速度分布为

$$u = \frac{\rho g}{\mu} \left( \delta y - \frac{1}{2} y^2 \right) \quad (3)$$

用同样方法，当对流项为零时，由能量微分方程式(5-11)，得到液膜能量微分方程式

$$\frac{d^2 t}{dy^2} = 0 \quad (4)$$

式(3)与式(4)即为层流膜状凝结换热微分方程组。由式(4)的边界条件：

$$y = 0, t = t_w$$

$$y = \delta, t = t_s$$

积分得到凝结液膜内温度分布为

$$t = t_w + (t_s - t_w) \frac{y}{\delta} \quad (5)$$

由速度分布式(3)，在 $y=0 \sim \delta$ 范围内积分，则通过 $x$ 处断面1m宽壁面的凝液质流量为

$$M = \int_0^\delta \rho u dy = \frac{\rho^2 g \delta^3}{3\mu} \text{ kg/s} \quad (6)$$

则质量 $M$ 在 $dx$ 距离内的增量为[参见图7-1(c)]

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dx} dx &= \frac{dM}{d\delta} \frac{d\delta}{dx} dx \\ &= \frac{dM}{d\delta} d\delta \end{aligned}$$

将式(6)代入得：

$$dM = \frac{\rho^2 g \delta^2}{\mu} d\delta \quad (7)$$

如图7-1(c)，液膜微元段热平衡关系式为

$$H'' dM + M H' = \lambda \left( \frac{dt}{dy} \right)_w dx + H' \left( M + \frac{dM}{dx} dx \right)$$

由式(5)、(7)以及潜热 $r = H'' - H'$ ，上式改写为

$$r \frac{\rho^2 g \delta^2}{\mu} d\delta = \lambda \left( \frac{t_s - t_w}{\delta} \right) dx$$

分离变量 $\delta$ 与 $x$ ：

$$\delta^3 d\delta = \frac{\lambda \mu (t_s - t_w) dx}{\rho^2 g r} \quad (8)$$

由 $x=0$ 处 $\delta=0$ 积分式(8)，得 $x$ 处的液膜厚度

$$\delta = \left[ \frac{4 \mu \lambda x (t_s - t_w)}{\rho^2 g r} \right]^{1/4} \quad (9)$$

由于膜层厚度  $\delta$  随  $x$  的增加与液膜表面凝结换热量有关，而  $dx$  微元段内的凝结换热量等于该段膜层的导热量，故

$$h_x(t_s - t_w)dx = \lambda \frac{(t_s - t_w)}{\delta} dx$$

$$\therefore \delta = \frac{\lambda}{h_x}$$

将上式代入式(9)，消去  $\delta$ ，得局部表面传热系数

$$h_x = \left[ \frac{\rho^2 g \lambda^3 r}{4 \mu x (t_s - t_w)} \right]^{1/4} \quad (7-1a)$$

设壁的长度为  $l$ <sup>①</sup>，则液膜的平均表面传热系数为：

$$h = \frac{1}{l} \int_0^l h_x dx = \frac{3}{4} h_{x=l} = 0.943 \left[ \frac{\rho^2 g \lambda^3 r}{\mu d (t_s - t_w)} \right]^{1/4} W/(m^2 \cdot K) \quad (7-1b)$$

式(7-1a)、(7-1b) 分别为垂直壁层流膜状凝结局部及平均表面传热系数的努谢尔特理论计算式。对于与水平面夹角为  $\theta$  的倾斜壁，只需将式(7-1)中的  $g$  改为  $g \sin \theta$  即可。

对于水平圆管外壁的平均凝结表面传热系数，可在倾斜壁表面传热系数理论解的基础上导出，定型尺寸为管径  $d$ ，m，为

$$h = 0.725 \left[ \frac{\rho^2 g \lambda^3 r}{\mu d (t_s - t_w)} \right]^{1/4} W/(m^2 \cdot K) \quad (7-2a)$$

式(7-1)、(7-2)中各项物性数据按膜层平均温度  $t_m = \frac{(t_s - t_w)}{2}$  确定，潜热  $r$  按蒸气饱和温度  $t_s$  确定。这两式相比，除系数不同外，主要是定型尺寸，对垂直壁为长度  $l$ ，对水平管则为直径  $d$ ，因此，只要不是很短的管子，横放时管外的凝结表面传热系数将高于竖放，例如，在相同条件下，当长径比  $l/d = 50$  时，水平管的平均表面传热系数是垂直管的 2 倍多（按层流分析），故冷凝器设计中，通常多采用水平布置。

## 二、层流膜状凝结换热准则关联式

理论解式(7-1)、(7-2)奠定了层流膜状凝结换热计算的基础，但为了判断膜层流态及对比、整理实验数据，一般都需要把计算式整理成准则关联式形式，所用的准则是凝结液膜雷诺数  $Re_c$  及凝结准则  $Co$ 。

凝结液膜雷诺数  $Re_c$  由  $Re$  的定义式，考虑到液膜的流动特点（参见图 7-2），表达为

$$Re_c = \frac{d_c u_m}{\nu} = \frac{d_c u_m \rho}{\mu} \quad (10)$$

式中  $u_m$ ——壁的底部液膜断面平均流速，m/s；

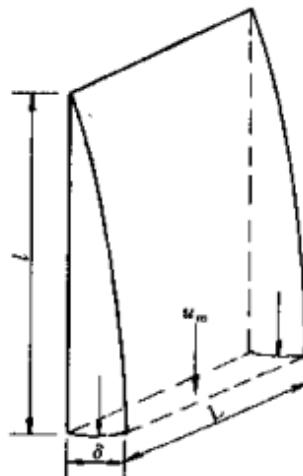


图 7-2 液膜的流动

① 本章因为同时有焓  $H$  出现，为免混乱，将竖壁的高度称为长度。

$d_e$ ——该膜层断面的当量直径, m。

如图 7-2, 设液膜宽为  $L$ , 则润湿周边  $U=L$ , 液膜断面积  $f=L \cdot \delta$ ,  $d_e=\frac{4f}{U}=4\delta$ 。

$$\therefore Re_e = \frac{4\delta u_m \rho}{\mu} = \frac{4M}{\mu} \quad (7-3)$$

式中  $M=\delta u_m \rho$  是单位时间通过单位宽度的壁底部断面的凝液质量, kg/(s·m), 则凝液  $M$  的潜热就是长为  $l$ , 宽为 1m 的壁的冷凝换热量, 即

$$h(t_s - t_w)l = rM \quad (11)$$

代入式 (7-3), 得出  $Re_e$  的另一形式是:

$$Re_e = \frac{4hl(t_s - t_w)}{\mu r} \quad (7-4)$$

式中定型尺寸对垂直壁为高度, 而对水平管管外凝结为周长  $\pi d$ , m。

凝结准则  $Co$   $Co=h\left[\frac{\lambda^3 \rho^2 g}{\mu^2}\right]^{-1/3}$  为无量纲数群<sup>●</sup>, 其大小反映凝结换热的强弱。 $Co$  的形式还可写为  $Co=\frac{hl}{\lambda}\left[\frac{gl^3}{\nu^2}\right]^{-1/3}=Nu \cdot Ga^{-1/3}$ ,  $Ga$  称伽利略 (Galileo) 准则。某些文献因此也把  $Co$  称为修正  $Nu$  准则。

利用上述  $Re_e$  及  $Co$  两准则后, 式 (7-1b)、(7-2a) 可改写为:

$$\text{垂直壁理论解} \quad Co=1.47Re_e^{-1/3} \quad (7-1c)$$

$$\text{水平管理论解} \quad Co=1.51Re_e^{-1/3} \quad (7-2b)$$

将努氏理论解与实验关联式进行比较, 如图 7-3 所示 (图中曲线在  $1 < Re_e < 7200$  范围内已经过水蒸气实验验证 [3]), 垂直壁的理论解在  $Re_e > 30$  以后就逐渐偏低于实验关

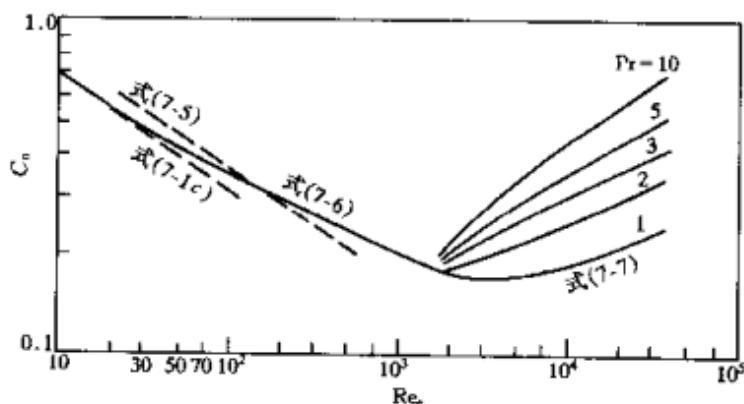


图 7-3 垂直壁膜状凝结理论解与实验关联式的比较

联式<sup>[3], [4]</sup>。原因是: 在  $Re_e$  较小时, 实验观察表明凝结液膜表面光滑, 无波纹, 如图 7-4 的液膜剖面所示, 故理论与实际相符。但当  $30 < Re_e < 1800$  时, 由于液膜的表面张力以及蒸气与液膜间的粘滞应力的作用, 层流膜表面发生了波动, 它促进了膜内热量的对流传递, 这正是前述理论解的假定条件 (4)、(5) 所忽略的。因此, 在实际计算中, 当  $30 < Re_e < 1800$  时, 一般可按理论解比实验数据平均偏低 20% 来计算, 将式 (7-1b) 的系数提

●  $Co$  可由式 (7-1a) 导出, 同样,  $Re_e$  可由液膜运动微分方程导出。

高 20%，以此作为垂直壁层流膜状凝结换热的实用计算式：

$$h = 1.13 \left[ \frac{\rho^2 g \lambda^3 r}{\mu l (t_s - t_w)} \right]^{1/4} \text{W/(m}^2 \cdot \text{K}) \quad (7-5a)$$

或

$$Co = 1.76 Re_c^{-1/3} \quad (7-5b)$$

在实际计算中还可以采用 Kutateladze 推荐的准则关联式<sup>●</sup> (7-6)。

$$Co = \frac{Re_c}{1.08 Re_c^{1.22} - 5.2} \quad (7-6)$$

在  $30 < Re_c < 1800$  范围内，上述式 (7-1c)、(7-5b)、(7-6) 的比较已示于图 7-3。

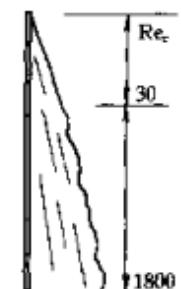


图 7-4 层流液膜表面波动

对于水平管，理论解与实验结果非常接近，故可直接应用式 (7-2)。

实验证明，对于垂直壁，当  $Re_c > 1800$  后，液膜流态将转变为紊流。对于水平管，凝液从管壁两侧向下流，层流到紊流的转变点为  $Re_c = 3600$ ，但一般因水平管直径均比较小，不会出现紊流。

### 三、紊流膜状凝结

当  $Re_c > 1800$  时，膜层流态为紊流。在紊流液膜中，通过膜层的热量，除导热方式外，紊流传递将成为重要因素，这时，换热将随  $Re_c$  增大而增加。如图 7-3，这恰与层流时的情况相反。

蒸气在壁面形成凝结液膜，壁的上部仍将维持层流，只有当壁的高度足够时，在壁的下部才逐渐转变成紊流，因此，整个壁面将分成层流段与紊流段。

由文献<sup>●</sup> 推荐的下列紊流换热准则关联式 (7-7)，可用来计算垂直壁紊流液膜段的平均表面传热系数：

$$Co = \frac{Re_c}{8750 + 58Pr^{-0.5} (Re_c^{0.75} - 253)} \quad (7-7)$$

则整个壁面的平均凝结表面传热系数应按加权平均计算：

$$h = h_l \frac{x_c}{l} + h_t \left( 1 - \frac{x_c}{l} \right) \quad (12)$$

式中  $x_c$  是由层流转变为紊流的临界高度；下标  $l$  为层流， $t$  为紊流； $h_l$  及  $h_t$  分别为层流段与紊流段的平均表面传热系数。

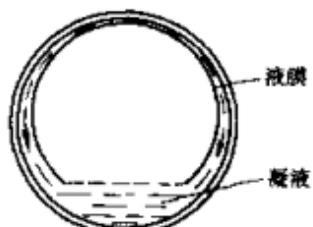


图 7-5 水平管内低速蒸气凝结

因凝结换热准则关联式都是表面传热系数的隐函数，使用这些关联式计算表面传热系数，都须要采用试算的方法。

### 四、水平管内凝结换热

蒸气在水平管内凝结时，凝液在管内聚集并随蒸气一起流动，因此，蒸气流速对换热的影响很大。当蒸气流速很小时，凝液将顺管壁两侧向下流动，其方向与蒸气流动方向垂直，如图 7-5 的状况。

管内蒸气流动雷诺数  $Re_v$  (按管子进口蒸气参数计算) 为

<sup>●</sup> S.S. Kutateladze, Fundamentals of Heat Transfer, Academic Press, New York, 1963.

<sup>●</sup> Техноэнергетика, 4, pp. 72—80, 1957—转引自文献 [3]

$$Re_v = \frac{\rho_v u_{m,v} d}{\mu_v} = \frac{G_v d}{\mu_v}$$

当  $Re_v < 35000$  时，可采用下式估算平均表面传热系数<sup>①</sup>：

$$h = 0.555 \left[ \frac{g \rho (\rho - \rho_v) \lambda^3 r'}{\mu d (t_s - t_w)} \right]^{1/4} \quad (7-8)$$

式中  $u_{m,v}$  为蒸气平均流速，m/s；角码 v 表示蒸气参数。考虑到靠壁的凝液是过冷液，式 (7-8) 中采用潜热修正值  $r'$ ，它由下式计算<sup>②</sup>

$$r' = r + \frac{3}{8} c_p (t_s - t_w) \quad (7-9)$$

式中  $c_p$  为凝液比热容，J/(kg·K)。

式 (7-9) 亦适用于式 (7-1)、(7-2)、(7-5) 等式，以考虑凝液的过冷效果。

对于管内蒸气速度较高时的凝结换热，可参考文献 [4]。

### 五、水平管束管外平均表面传热系数

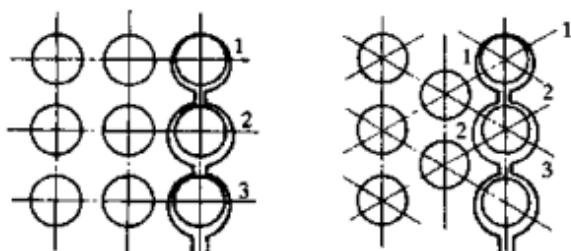


图 7-6 水平管束凝结液

卧式冷凝器由多排管子组成，上一层管子的凝液流到下一层管子上，使下一层管面的膜层增厚，如图 7-6，故下一层管上的  $h$  比上一层低。由式 (7-2) 计算的只是最上层管子的表面传热系数。对于沿凝液流向有  $n$  排管的管束，一种近似但较方便的方法是以  $nd$  作为定型尺寸代入式 (7-2)，求得全管束的平均表面传热系数。这种计算的基本

论点是认为当管间距离较小时，凝液是平静地由上一根管流到下一根管面上，且保持与高度  $l = nd$  的垂直壁相当的层流状态。但当管间距较大时，上一根管滴溅到下一根管的凝液，会使换热强于层流，计算值可能偏低，这一问题请参阅 [5] [6]。

**【例 7-1】** 一台卧式蒸汽热水器，黄铜管外径  $d = 16\text{mm}$ ，表面温度  $t_w = 60^\circ\text{C}$ ，水蒸气饱和温度  $t_s = 140^\circ\text{C}$ ，热水器垂直列上共有 12 根管，求凝结表面传热系数。

**【解】**  $t_s = 140^\circ\text{C}$  时潜热  $r = 2144.1 \text{ kJ/kg}$ 。

由液膜平均温度  $t_m = \frac{t_s + t_w}{2} = \frac{140 + 60}{2} = 100^\circ\text{C}$ ，查得水的物性数据：

$\lambda = 0.683 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ； $\mu = 2.825 \times 10^{-4} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ； $\rho = 958.4 \text{ kg}/\text{m}^3$  则式 (7-2a) 中的

$$\left[ \frac{\rho^2 g \lambda^3 r}{\mu} \right]^{1/4} = \left[ \frac{958.4^2 \times 9.81 \times 0.683^3 \times 2144.1 \times 10^3}{2.852 \times 10^{-4}} \right]^{1/4} \\ = 12150$$

定型尺寸为  $nd$  则

$$\begin{aligned} [nd(t_s - t_w)]^{1/4} &= [12 \times 0.016 \times (140 - 60)]^{1/4} \\ &= 1.98 \end{aligned}$$

① J. Heating Refrig. Aircond. Eng., 4, p. 52, 1962.

② 参见本节例题。若按非线性液膜温度分布，更精确的  $r'$  应该用 0.68 代替 3/8，参见文献 [4]。

代入式 (7-2a) 得

$$h = 0.725 \left[ \frac{\rho^2 g \lambda^3 r}{\mu n d (t_s - t_w)} \right]^{1/4} = 0.725 \times \frac{12150}{1.98} = 4449 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

**【讨论】** 如果是单排管子，则  $h$  可达  $8280 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 。为此在工业设备中有时要采取措施，使凝液能及时泄走，见 1-3 节所述。

**【例 7-2】** 外径 50mm 管子垂直放置， $t_s = 120^\circ\text{C}$  的干饱和水蒸气在管外凝结，管长  $l = 3\text{m}$ ， $t_w = 100^\circ\text{C}$ ，试求凝结液膜流态转变为紊流时的高度  $x_c$  及该管全长平均表面传热系数。

**【解】** 由  $t_m = \frac{t_s + t_w}{2} = \frac{120 + 100}{2} = 110^\circ\text{C}$  查水的物性数据： $\lambda = 0.685 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ； $\mu = 2.59 \times 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ ； $\rho = 951 \text{ kg}/\text{m}^3$ ； $\Pr = 1.60$ ；

由  $t_s$  确定潜热： $r = 2202.3 \text{ kJ}/\text{kg}$

当  $Re_c = 1800$  时，由式 (7-6) 得：

$$Co = \frac{Re_c}{1.08 Re_c^{1.22} - 5.2} = \frac{1800}{1.08 \times 1800^{1.22} - 5.2} = 0.1781$$

∴ 层流段的表面传热系数

$$h_l = Co \left[ \frac{\lambda^3 \rho^2 g}{\mu^2} \right]^{1/3} = 0.1781 \times \left[ \frac{0.685^3 \times 951^2 \times 9.81}{(2.59 \times 10^{-4})^2} \right]^{1/3} \\ = 6209.3 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

由式 (7-4) 得

$$x_c = Re_c \times \frac{\mu r}{4h(t_s - t_w)} \\ = 1800 \times \frac{2.59 \times 10^{-4} \times 2202.3 \times 10^3}{4 \times 6209.3 \times (120 - 100)} \\ = 2.07 \text{ m}$$

为了确定全管长的平均表面传热系数，须先分别计算出层流段和紊流段的平均表面传热系数，层流段的  $h_l$  已算出，计算中层流段  $Re_{c,t} = 1800$  是已知的，但对于紊流段， $Re_{c,t}$  是未知值，由于式 (7-7) 为  $h$  的隐函数，为此，要采用试算。本例采用简单迭代法进行，即从设定  $h_t$  开始，按

$$h_t \rightarrow Re_{c,t} \rightarrow Co \rightarrow h_t'$$

校核  $h_t'$  是否接近  $h_t$ ，如果相差较大，则以  $h_t'$  作为  $h_t$  重新进行计算，直至获得满意结果。为便于计算，先计算出两项常数值，即

$$X = \left[ \frac{\lambda^3 \rho^2 g}{\mu^2} \right]^{1/3} = \left[ \frac{0.685^3 \times 951^2 \times 9.81}{(2.59 \times 10^{-4})^2} \right]^{1/3} = 34860$$

$$Y = \frac{4l(t_s - t_w)}{\mu r} = \frac{4 \times 3 \times (120 - 100)}{2.59 \times 10^{-4} \times 2202.3 \times 10^3} = 0.4208$$

设  $h_t = 6500$ ，则

$$Re_{c,t} = h_t Y = 6500 \times 0.4208 = 2735$$

由式 (7-7)

$$\begin{aligned} Co &= \frac{Re_{c,t}}{8705 + 58 \times Pr^{-0.5} (Re_{c,t}^{0.75} - 253)} \\ &= \frac{2735}{8750 + 58 \times 1.6^{-0.5} (2735^{0.75} - 253)} \\ &= 0.1887 \end{aligned}$$

$$\therefore h_t' = CoX = 0.1887 \times 34860 = 6578$$

再用  $h_t = 6578$  重复上述计算, 得:  $Re_{c,t} = 2786$ ;

$$Co = 0.1891; h_t' = 6592$$

对比设定值与计算值误差已小于 0.5%, 试算结束, 取:

$$h_t = (h_t + h_t') / 2 = (6578 + 6592) / 2 = 6585 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K})$$

最后得到全管长平均凝结表面传热系数:

$$\begin{aligned} h &= h_l \frac{x_c}{l} + h_t \left(1 - \frac{x_c}{l}\right) \\ &= 6209 \times \frac{2.07}{3} + 6585 \times \left(1 - \frac{2.07}{3}\right) \\ &= 6326 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}) \end{aligned}$$

**【讨论】** 若将此管横放, 平均凝结表面传热系数会更高。

**【例 7-3】** 试用能量守恒原理论证式 (7-9), 推导时按线性温度分布考虑液膜的过冷度。

**【解】** 考虑凝液过冷产生的显热, 则图 7-1 (c) 微元段在  $x$  断面由凝液带入的能量应是:

$$q_x = MH' + \int_0^{\delta} \rho u c_p (t - t_s) dy$$

由  $x + dx$  断面带走的能量则为:

$$\begin{aligned} q_{x+dx} &= q_x + \frac{dq_x}{dx} dx \\ &= q_x + \frac{d}{dx} [MH' + \int_0^{\delta} \rho u c_p (t - t_s) dy] dx \end{aligned}$$

故微元段能量守恒式为:

$$H' dM + q_x = \lambda \left( \frac{dt}{dy} \right)_w dx + q_{x+dx}$$

代入  $q_x$  及  $q_{x+dx}$  后化简, 得到

$$rdM = \frac{\lambda}{\delta} (t_s - t_w) dx + \frac{d}{dx} \left[ \int_0^{\delta} \rho u c_p (t_s - t_w) dy \right] dx$$

将速度及温度场表达式 (3)、(5) 代入上式右边第二项微分积分式内, 该项为

$$\frac{d}{dx} \left[ \int_0^{\delta} \rho c_p \frac{\rho g}{\mu} \left( \delta y - \frac{y^2}{2} \right) \left( \frac{y}{\delta} - 1 \right) (t_s - t_w) dy \right] dx = -\frac{3}{8} \frac{\rho^2 g c_p}{\mu} (t_s - t_w) \delta^2 d\delta$$

再将上式及式 (7) 的  $dM$  代入能量守恒关系式, 整理后得

$$\delta^3 d\delta = \frac{\mu \lambda (t_s - t_w) dx}{\rho^2 g \left[ r + \frac{3}{8} c_p (t_s - t_w) \right]} = \frac{\mu \lambda (t_s - t_w) dx}{\rho^2 g r'}$$

将上式与式(8)对比,证明将 $r$ 改用式(7-9)以考虑液膜过冷的影响是合理的。

**【讨论】** 以例[7-1]为例,  $r^{\frac{1}{4}} = 6.81$ , 而相应的 $\left[r + \frac{3}{8}c_p(t_s - t_w)\right]^{\frac{1}{4}} = 6.9$ , 对计算结果的影响很小。

### 1-3 影响膜状凝结的因素及增强换热的措施

**一、影响因素** 除前面所叙及的液膜流态(层流、紊流)、凝结壁面位置(水平壁、竖壁、倾斜壁, 管束排列数), 壁面形状(管内、管外)等因素外, 尚有:

1. 蒸气速度 前述努谢尔特等计算式没有考虑蒸气速度的影响, 故只适用于蒸气速度较低的情况, 对水蒸气一般低于10m/s, 大的速度会在液膜表面产生明显的粘滞应力。当蒸气向下吹时, 加速了液膜流动, 使之变薄, 换热强化。但如果速度过大, 则不论是向下或向上运动, 液膜将脱离壁, 都能增强凝结。

2. 蒸气含不凝气体 蒸气中即使只含微量不凝性气体也会对凝结换热产生极有害的影响。例如, 在一般冷凝温差下, 当不凝气体含量为2/1000时, 表面传热系数将下降约20%~30%; 含量为0.5%, 降低50%; 而含量1%时, 表面传热系数将只达纯蒸气的1/3。究其原因是: 蒸气冷凝时, 把不凝气体分子也带到了液膜附近, 因不能凝结而逐渐聚集在膜表面, 使这里的不凝气体浓度(分压强)高于离壁较远的浓度, 从而增加了蒸气分子向液膜表面扩散的阻力。同时, 由于总压强保持不变, 故膜层表面的蒸气分压低于远处蒸气分压, 这一因素又使膜表面蒸气的饱和温度降低, 因而, 相应地降低了有效的冷凝温度差, 使凝结换热壁表面传热系数和换热量降低。因此, 必须设法排除蒸气中的不凝气体成分(除气器)。当然, 增加蒸气流速能够破坏不凝气体分子在液膜表面的聚集, 使不凝气体的影响减小。多组分蒸气凝结时, 凝结温度低的组分也具有不凝气体的类似作用。

3. 表面粗糙度 当凝结雷诺数较低时, 凝液易于积存在粗糙的壁上, 从而使液膜增厚表面传热系数可低于光滑壁30%; 但当 $Re_c > 140$ 后, 表面传热系数又可高于光滑壁, 这种现象类似于粗糙壁对单相流体对流换热的影响。

4. 蒸气含油 如果油不溶于凝结液(如水蒸气和氨蒸气中的润滑油), 则油可能沉积在壁上形成油垢, 增加了热阻。

5. 过热蒸气 在压缩式制冷机中, 从压缩机进入冷凝器的制冷剂是过热的, 这时, 液膜表而仍将维持饱和温度, 只有远离膜的地方维持过热温度, 故液膜换热温差仍为 $t_s - t_w$ , 实验证实, 用前述公式计算过热蒸气的凝结换热表面传热系数误差不大, 约3%, 可以忽略。但计算中, 应将潜热改为过热蒸气与饱和液体的焓差。

### 二、增强凝结换热的措施

增强凝结换热的关键是设法减薄凝液膜层的厚度, 加速它的排泄, 以及促成珠状凝结等。主要措施有如下几方面:

1. 改变表面几何特征 主要指在壁面上开沟槽、挂丝等。如在壁面上顺凝结液流向轧制(滚压)出一些细小的沟槽(对垂直管)或螺旋槽(对于水平管)、矮肋, 可使表面传热系数成倍的增加。其机理一方面是槽(或肋)的脊背部分可起肋片的作用, 更重要的是凝结液将由于表面张力的作用被拉回到沟槽内, 顺槽排泄, 而槽的脊背上只有极薄的液膜, 使热阻大为降低。故这些表面又称高效冷凝面。这些方法已在工业上得到广泛应用。

2. 有效地排除不凝气体 为此应使设备正压运行，对于负压运行的冷凝器（如发电厂冷凝器），则需加装抽气装置。

3. 加速凝结液的排除 加装中间导流装置、使用离心力、低频振动和静电吸引等方法加速凝结液的排泄。

4. 关于形成珠状凝结的方法，目前正在研究的主要有：在凝结壁面上涂镀凝结液附着力很小的材料（如聚四氟乙烯、镀金）；在蒸气中加促进剂（如油酸）以促进珠状凝结的形成。

## 第二节 沸 腾 换 热

当壁温高于液体的饱和温度时，发生沸腾过程。如水在锅炉中的沸腾汽化，制冷剂在蒸发器中蒸发，都属沸腾换热，为液相转变成气相的换热。

沸腾分为大空间沸腾（或称池沸腾）和有限空间沸腾（或称受迫对流沸腾、管内沸腾）。而这些又可分为过冷沸腾及饱和沸腾。本节主要分析可润湿壁的液体在大空间的沸腾换热，以阐明沸腾换热机理及其计算。

### 2-1 大空间沸腾换热

高于饱和温度的热壁面沉浸在具有自由表面的液体中所进行的沸腾，称为大空间沸腾。此时产生的蒸气泡能自由浮升，穿过自由表面进入容器空间。研究大空间沸腾换热的目的是揭示液体沸腾的一般规律。

#### 一、饱和沸腾过程和沸腾曲线

一定压强下，当液体主体为饱和温度  $t_s$ ，而壁面温度  $t_w$  高于  $t_s$  时的沸腾称为饱和沸腾。若主体温度低于  $t_s$ ，而  $t_w$  已超过  $t_s$ ，这时发生的沸腾称过冷沸腾。

饱和沸腾时，壁温与饱和温度之差称为沸腾温差，它对沸腾状态的影响很大，可通过沸腾时的热流密度  $q$  随沸腾温差  $\Delta t$  的变化加以阐明。 $q$  与  $\Delta t$  的关系曲线称为沸腾曲线。如图 7-7，随着  $\Delta t$  的变化，有三种沸腾状态：对流沸腾、泡态沸腾及膜态沸腾。

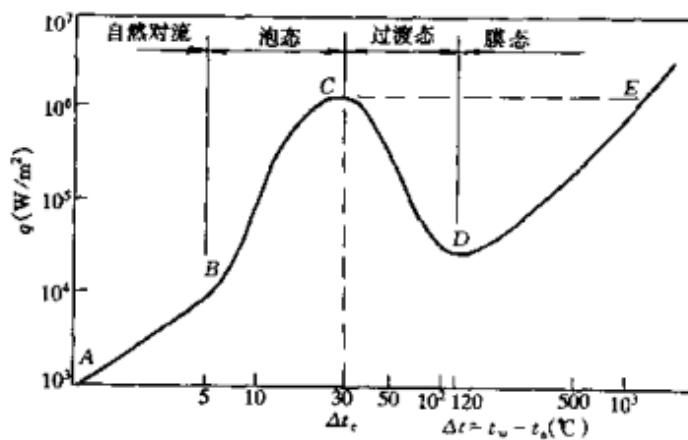


图 7-7 大空间沸腾曲线 (水,  $1.013 \times 10^5$  Pa)

当沸腾温差很小时，如图中  $B$  点以前，壁上只有少量气泡产生，而且产生的气泡不能脱离壁和上浮，故看不到沸腾的景象，热量依靠自然对流过程传递到主体，蒸发在液体

表面进行，这时的沸腾称为自然对流沸腾。它可以近似按单相流体自然对流规律计算它的表面传热系数。

$\Delta t$  继续增加，B 点以后开始产生大量的气泡，称为泡态沸腾（亦称核沸腾）。在泡态沸腾过程中，气泡在壁上生成、长大，随后因浮力作用而离开壁。实测证明，沸腾的液体主体温度这时有一定的过热度，故气泡通过液体层时还会继续被加热、膨胀，直到逸出液面。由于气泡大量迅速的生成和它的激烈运动，换热强度剧增，热流密度  $q$  随  $\Delta t$  的提高而急剧增大，直到达到热流密度的峰值  $q_c$ ，在图 7-7 的沸腾曲线上这相应为 C 点，故 C 称为沸腾临界点，与之相应的  $\Delta t$  称临界温度差  $\Delta t_c$ ，<sup>●</sup> 可见，在泡态沸腾中，换热与气泡的生成和运动密切相关。一般工业设备的沸腾换热都在泡态沸腾下进行。

C 点以后，若继续提高  $\Delta t$ ，热流密度  $q$  呈降低趋势，这是因为生成的气泡太多，在加热面上形成气膜，开始时是不稳定的，气膜会突然裂开变成大气泡离开壁，这种气膜阻碍了传热，换热状况恶化。当再提高  $\Delta t$  到 D 点以后，壁面将全部被一层稳定的气膜所覆盖，这时气化只能在气膜—液交界面上进行，气化所需热量靠导热、对流、辐射通过气膜传递，因壁温过高，辐射热量将随热力学温度 4 次幂急剧增加，因而 D 点以后热流密度又继续回升。D 点以后的现象称为膜态沸腾，而 C-D 是不稳定的过渡态沸腾（不稳定的膜态沸腾）。

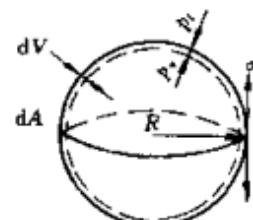
图 7-7 的曲线为水在大气压下的沸腾曲线，自然对流沸腾时的温差为 3~5℃ 以下；泡态沸腾达到临界点时的温度差  $\Delta t_c \approx 30^\circ\text{C}$ ，临界热流密度一般可超过  $1\text{MW/m}^2$ （与壁面材料及状况有关），在泡态沸腾阶段，水具有的过热度约为  $0.3\sim 0.4^\circ\text{C}$ 。可见水的沸腾换热过程是高强度的换热。

但是，上述典型过程是依靠控制壁温以改变沸腾工况实现的。如果某沸腾换热设备是靠控制热流密度以改变沸腾工况，例如电加热器、核反应堆（加热循环冷却水）以及大型高压锅炉的炉内辐射加热等，若热流密度一旦达到或少许超过峰值，由于临界点是一个不稳定的工况，沸腾状态将突然由 C 沿虚线跳跃到稳定的膜态沸腾，壁温将突然升高到 E 点的水平（图 7-7 的典型情况超过  $1000^\circ\text{C}$ ）。这时，容器将因瞬时过热而烧毁。所以 C 点又可称为烧毁点。故一般热力设备的热流密度设计必须低于  $q$  的峰值，以免烧毁。

由沸腾曲线  $q \sim \Delta t$  的关系，可以绘制出沸腾表面传热系数  $h \sim \Delta t$  曲线。工质不同，压力不同，沸腾参数亦异，但现象的演变规律是类似的。

**二、泡态沸腾机理** 因为正常的沸腾都是在泡态下进行，因而要特别关注它的机理，这可通过气泡的生长大和传热的规律来说明。问题包括：气泡生成的条件及核化点、气泡数量与沸腾温差的关系、图 7-8 气泡上的作用力、泡态沸腾过程热量传递的途径以及压力对泡态沸腾的影响等。

设图 7-8 为沸腾过程中出现的一个气泡，半径为  $R$ 。该气泡将受到两种力的作用，一是表面张力  $\sigma$ ，一是压强  $p$ （泡内  $p_v$ ，泡外  $p_l$ ）。若不计液体深度的静压强，则  $p_l$  就是沸腾时的饱和压强。表面张力是使气泡表面积缩小的力，因此，要使气泡能够长大，泡内



● 在传热学中，也有文献把泡态沸腾表面传热系数达到最高值时相应的温度差  $\Delta t_{DNB}$  作为临界点，但以  $q_c$  作为临界点的居多。（DNB 称泡态沸腾偏离点，Departure from Nucleate Boiling）。 $\Delta t_{DNB} < \Delta t_c$ 。

压力须克服表面张力对外作功，设图中气泡体积膨胀了微元体积  $dV$ ，相应的表面积增量为  $dA$ ，则作功量为

$$dW = (p_v - p_i)dV - \sigma dA$$

当气泡处于既不长大也不缩小的平衡状态时，作功  $dW = 0$ ，即

$$(p_v - p_i)dV = \sigma dA$$

对于球形  $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ ,  $A = 4\pi R^2$ , 代入上式, 微分, 得到

$$(p_v - p_i) = \frac{2\sigma}{R} \quad (1)$$

式(1)就是气泡能够存在而不消失的条件。如果压强差作用力大于表面张力，气泡就能继续长大，即

$$(p_v - p_i) > \frac{2\sigma}{R} \quad (2)$$

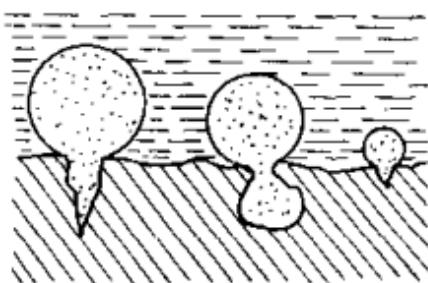


图 7-9 气泡在核化点上生成

的活化能量为最少，因此，借助于一些分子团足够的活化能，气泡能在凹缝上自发生成[7]。如图 7-9，气泡核产生时，它必须挤开周围的液体，耗费一定的能，而借助于凹缝等外部条件，所需能量为最小。故孕育气泡核的这些点称为活化点或核化中心。

气泡生成后能继续长大的动力条件则是液体的过热度。因为泡内饱和蒸气压强为  $p_v$ ，相应的饱和温度为  $t_v$ ；而泡外压强为沸腾压强  $p_i$ ，其饱和温度为  $t_s$ 。沸腾进行时，内壁不断蒸发，气泡长大，这表明泡内  $p_v$  必定是大于泡外  $p_i$  [见式(2),  $p_v > p_i$ ]。但沸腾压强  $p_i$  是人为设定的， $t_s$  也随之确定，那么是什么能够促使  $p_v > p_i$ ? 这个条件就是泡壁周围的液体温度  $t_i$  必定大于或至少等于  $t_v$ ，也就是说沸腾液必具有一定的过热度，即液体的温度  $t_i$  大于它的饱和温度  $t_s$ 。所以，沸腾液的过热度是气泡存在和长大的动力。在凹缝等活化点上形成气泡所需的过热度也最低。

总之，泡态沸腾能够生成的气泡核越多，则沸腾就越激烈，而生成气泡核的基本动力是沸腾温差，只须经适当的推导，就可以从气泡半径和沸腾温差的关系中得出气泡核的最小半径，从而可解释泡态沸腾现象。

因式(1)中的  $(p_v - p_i)$  毕竟是一个很小的量，可近似表达为

$$p_v - p_i = \left(\frac{dp}{dT}\right)_s (t_v - t_s) \quad (3)$$

式中,  $\left(\frac{dp}{dT}\right)_s$  是气液两相饱和曲线上压强随温度的变化率，对一定的压强它是常数。根据饱和曲线上压强随温度的变化和饱和状态各参数间的关系，克劳修斯—克拉贝隆提出了

下列计算式，称克劳修斯—克拉贝隆方程式：

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_s = \frac{r\rho_v \rho_l}{T_s(\rho_l - \rho_v)} \quad (4)$$

式中  $\rho_v$  及  $\rho_l$  分别为气泡内蒸气和沸腾液体的密度， $\text{kg}/\text{m}^3$ 。当沸腾远离临界点时， $\rho_v \ll \rho_l$ ，则式(4)简化为

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_s = \frac{r\rho_v}{T_s} \quad (5)$$

式中  $r$  为饱和温度下的气化潜热， $\text{J}/\text{kg}$ 。将式(5)代入式(3)，再由式(1)可得

$$R = \frac{2\sigma T_s}{r\rho_v(t_v - t_s)} \quad (6)$$

对于一定的沸腾压强，式中  $\sigma$ 、 $r$ 、 $\rho_v$ 、 $T_s$  均为定值，这样  $R$  就仅与  $(t_v - t_s)$  成反比，在沸腾情况下，气泡核在壁面上生成， $t_v$  最大可能值是  $t_w$ ，用沸腾温差  $\Delta t = t_w - t_s$  代替  $(t_v - t_s)$ ，得到壁面上气泡核生成时的最小半径

$$R_{\min} = \frac{2\sigma T_s}{r\rho_v \Delta t} \quad (7)$$

式(7)表明，在一定的  $p$  和  $\Delta t$  条件下，初生的气泡核只有当它的半径大于上述值时，它才能继续长大。故式(7)就是初生气泡核能站住脚的最小半径。由此可以解释两个现象：一是紧贴加热面的液体温度等于壁温，过热度最大，在这里生成气泡核所需的半径最小，故壁面上凹缝、孔隙是生成气泡核的最好地点。二是当  $\Delta t$  增加时， $R_{\min}$  也随之减小，这意味着初生的气泡中将有更多的气泡能够符合长大的条件，故  $\Delta t$  提高后，气泡量急剧增加，沸腾也相应被强化。

关于  $R_{\min}$  和过热度的具体量级，以水在大气压下沸腾为例， $\sigma = 5.89 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ ； $r = 2257 \times 10^3 \text{ J/kg}$ ； $\rho_v = 0.598 \text{ kg/m}^3$ ； $T_s = 273 \text{ K}$ ，代入式(7)，得沸腾温度差  $\Delta t = 3^\circ\text{C}$  时， $R_{\min} = 10.8 \times 10^{-3} \text{ mm}$ ； $\Delta t = 10^\circ\text{C}$  时， $R_{\min} = 3.2 \times 10^{-3} \text{ mm}$ 。按式(6)可以计算  $(t_v - t_s)$ ，如半径 1mm 的气泡约为  $0.016^\circ\text{C}$ ，而实际水在此时的过热度可达  $0.3 \sim 0.4^\circ\text{C}$ 。

关于热量传递的途径。在沸腾过程中，热量一方面经由气泡与壁直接接触的表面传给气泡，另一方面热由壁传给液体，再由液体传到气泡表面，使液体在气泡壁上气化，气泡继续长大，由于液体的导热系数远大于蒸气，故传递的途径主要是后者。气泡膨胀长大，受到的浮力也增加，当浮力大于泡与壁的附着力时，气泡就脱离壁升入液体。而附着力又与液体对壁的润湿能力有关，如图 7-10，液体能很好地润湿壁， $\theta < 90^\circ$ ，如水、煤油等；液体不能很好地润湿壁， $\theta > 90^\circ$ ，如水银。显然，后者沸腾时的气泡难于脱离壁，传热量也低。

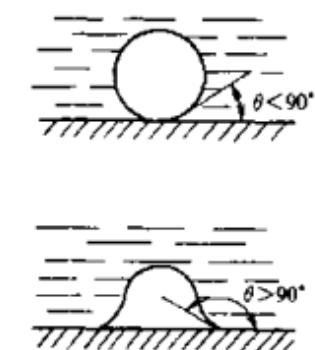


图 7-10 气泡在壁上的形状

关于压强的影响。分析式(7)，在一定  $\Delta t$  下， $\sigma$ 、 $r$ 、 $T_s$ 、 $\rho_v$  这 4 个值中，只有  $\rho_v$  随压强的变化最大， $p$  增加时， $\rho_v$  的增加值将超过  $T_s$  的增值和  $r$  的减小，最终使  $R_{\min}$  随  $p$  而减小，故对一定的  $\Delta t$ ，随着压强的提高，能够生成的气泡核更多，沸腾也随之加强。图 7-11 为水的  $q_c$ 、 $\Delta t_c$  及  $h_c$  随压强的变化情况。大空间泡态

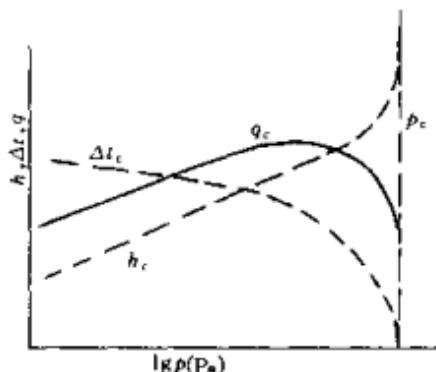


图 7-11 大空间沸腾水的  $q_c$ 、 $\Delta t_c$  及  $h_c$  随  $p$  的变化

沸腾的热流密度峰值，推荐按下式估计①：

$$q_c = \frac{\pi}{24} \rho_v^{1/2} r [g\sigma (\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad (7-10)$$

除此以外，不凝气体含量、重力场、液位（沸腾面与自由液面间的距离）等也都有一定影响，详见文献[7]。

### 三、大空间泡态沸腾表面传热系数的计算

综上所述，影响泡态沸腾换热的因素有多方面，其中最主要的是沸腾温差、压强、物性、壁面材料状况等。故一般把它归纳为下列函数关系：

$$h = f(\Delta t, g(\rho_l - \rho_v), r, \sigma, c_p, \lambda, \mu, C_w) \quad (8)$$

式中  $C_w$  为与沸腾液体及表面材料有关的系数。由于沸腾换热的复杂性，目前已提出的实验数据及计算式很多，不同学者提供的数据有时分歧还比较大。本节仅介绍以下两种类型的计算式。

1. 把沸腾表面传热系数直接整理成与沸腾温差的函数关系。如米海耶夫（Михеев）推荐水在  $(1 \sim 40) \times 10^5 \text{ Pa}$  下的大空间沸腾表面传热系数计算式[1]：

$$h = 0.533 q^{0.7} p^{0.15} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}) \quad (7-11a)$$

由  $q = h\Delta t$ ，上式亦可写为

$$h = 0.122 \Delta t^{2.33} p^{0.5} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}) \quad (7-11b)$$

式中  $p$ ——沸腾绝对压强，Pa；

$q$ ——热流密度，W/m<sup>2</sup>；

$\Delta t$ ——沸腾温差， $t_w - t_s$ ，℃。

2. 由式(8)进行相似分析归纳实验数据提出的计算式。如罗森瑙（Rohsenow）在关联不同工质及壁面材料的实验数据基础上，提出下列大空间泡态沸腾热流密度计算式②：

$$q = \mu_l r \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \left[ \frac{c_{p,l} (t_w - t_s)}{C_{w,l} r \Pr_l^s} \right]^3 \text{ W/m}^2 \quad (7-12)$$

式中， $\Pr_l$  为饱和液普朗特数，它的指数为  $s$ ，对于水  $s = 1.0$ ；对其他液体  $s = 1.7$ 。 $c_{p,l}$  为饱和液体定压比热容，J/(kg·K)； $\mu_l$  为液体动力粘度，kg/(m·s)； $C_{w,l}$  为实验确定的常数，它与液体及壁面材料组合情况有关，见表 7-1③。

在上述两个计算式中，热流密度与温度差的关系前者为 3.33 次幂，后者为 3 次幂，都说明  $\Delta t$  对  $q$  有重大影响。

① 称 Zuber-Kutateladze 公式。参见 Trans. ASME, Ser. C, VOL. 80, p. 711, 1958.

② Trans. ASME, Vol. 74, p. 969, 1952.

③ 转引自 [3] [7]。

$C_{w,t}$  值

表 7-1

液体及壁面材料组合情况	$C_{w,t}$	液体及壁面材料组合情况	$C_{w,t}$
水—有划痕的铜	0.0068	水—机械抛光不锈钢	0.0132
水—抛光的铜	0.0128	水—抛光不锈钢	0.0060
水—化学浸蚀过的不锈钢	0.0133		

**【例 7-4】** 一横放的实验用不锈钢电加热蒸汽发生器，水在电热器管外大空间沸腾，绝对压强为  $1.96 \times 10^5 \text{ Pa}$ ，已知电功率为  $5 \text{ kW}$ ，管外径  $16 \text{ mm}$ ，总长  $3.2 \text{ m}$ ，求表面沸腾表面传热系数，并校验它的壁温。

**【解】** 热流密度

$$q = \frac{W}{\pi d l} = \frac{5000}{\pi \times 0.016 \times 3.2} = 3.11 \times 10^4 \text{ W/m}^2$$

由式 (7-11a)

$$h = 0.533 q^{0.7} p^{0.15} = 0.533 \times (3.11 \times 10^4)^{0.7} \times (1.96 \times 10^5)^{0.15} = 4629 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K})$$

由  $p = 1.96 \times 10^5 \text{ Pa}$ ,  $t_s = 119^\circ\text{C}$ , 则

$$t_w = t_s + \frac{q}{h} = 119 + \frac{3.11 \times 10^4}{4629} = 125.7^\circ\text{C}$$

沸腾温差

$$\Delta t = 6.7^\circ\text{C}$$

**【讨论】** 如果本题按式 (7-12) 计算，则需进行试算，即先假定  $\Delta t$  后，再核对  $q$  值。用式 (7-12) 以机械抛光不锈钢表面计算，结果是  $\Delta t = 5.9^\circ\text{C}$ 。

**【例 7-5】** 在  $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$  绝对压强下，纯水在  $t_w = 117^\circ\text{C}$  抛光铜质加热面上进行大空间泡态沸腾，试求  $q$  及  $h$ 。

**【解】** 由  $t_s = 100$  确定各项物性数据：

$$\rho_l = 958.4 \text{ kg/m}^3; \rho_v = 0.598 \text{ kg/m}^3; c_{p,l} = 4220 \text{ J/(kg}\cdot\text{K});$$

$$\mu_l = 2.825 \times 10^{-4} \text{ N}\cdot\text{s/m}^2; \sigma = 5.89 \times 10^{-2} \text{ N/m};$$

$$Pr_l = 1.57; C_{w,l} = 0.0128; r = 2257 \text{ kJ/kg}$$

由式 (7-12)，等式右边各项：

$$\mu_l r = 2.825 \times 10^{-4} \times 2257 \times 10^3 = 637.6$$

$$\left[ \frac{g (\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} = \left[ \frac{9.81 \times (958.4 - 0.598)}{5.89 \times 10^{-2}} \right]^{1/2} = 399.4$$

$$\left[ \frac{c_{p,l} (t_w - t_s)}{C_{w,l} r Pr_l^{1/0}} \right]^3 = \left[ \frac{4220 \times (117 - 100)}{0.0128 \times 2257 \times 10^3 \times 1.75} \right]^3 = 2.857$$

$$q = 637.6 \times 399.4 \times 2.857 = 7.28 \times 10^5 \text{ W/m}^2$$

$$h = \frac{q}{\Delta t} = \frac{7.28 \times 10^5}{17} = 4.28 \times 10^4 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K})$$

**【讨论】** 若本例采用“有划痕的铜 ( $C_{w,l}$  为 0.0068)”作为沸腾材料，在保持热流密度不变的情况下，材料表面温度可降低到  $109.03^\circ\text{C}$ 。这说明材质虽然相同，但表面状况不同，后者的表面经过处理强化了沸腾换热。可见材料表面状况对沸腾换热的影响很

大。

#### 四、泡态沸腾换热的增强

水的沸腾表面传热系数一般远高于水的受迫对流换热，所以水的沸腾属于高强度换热之列。因为  $h$  大，在一般情况下，往往可以略去沸腾热阻；即使不略去，对计算值准确度的要求也不高。但是像制冷剂这类低沸点工质的沸腾表面传热系数和热流密度却远低于水的数值， $h$  值大约为  $500\sim 2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ，需要予以强化。

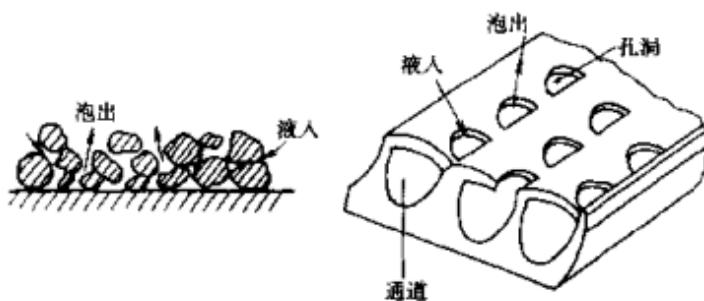


图 7-12 多孔表面的沸腾

强化泡态沸腾换热的措施很多，关键是设法使沸腾表面有更多半径大于  $R_{min}$  的气泡核。这方面已付诸实用的措施主要有：在管表面用烧结法覆盖一层多孔铜或多孔铝，如图 7-12 (a) 所示，用机械加工方法使管表面形成微孔层，如图 7-12 (b)，这种多孔层厚度约  $0.25\sim 0.5 \text{ mm}$ ，孔隙度  $50\% \sim 60\%$ ，孔径  $0.01\sim 0.1 \text{ mm}$ 。此外尚有采用挤压、打磨等方法使表面变粗糙等办法。多孔表面能使表面传热系数提高数倍至 10 倍，并使泡态沸腾能在很小的沸腾温差下实现，且具有良好的抗结垢性能，可在长期运行中保持稳定的高效率。据分析，其特点是：(1) 微孔表面提供了大量的气化核心点，凹穴能够稳定地固定住大量的气泡核；(2) 使金属壁和气泡之间的液膜的厚度达到很小的程度（减小了向气泡传热的阻力）；(3) 气泡在孔隙中生成、长大、跃离，新液又不断补充进来，且因毛细管作用，多孔层具有泵的功能，使液体在孔隙中强烈地循环，从而又可避免局部结垢<sup>[7]</sup>。

### 2.2 管内沸腾换热简述

水管锅炉及制冷系统的管式蒸发器中的沸腾，属于管内沸腾换热，由于沸腾空间的限制，沸腾产生的蒸气和液体混合在一起，构成汽液两相混合物，成为两相流。因此，管内沸腾时，沸腾状态是随流向而不断改变的。图 7-13 是低热流密度时垂直管内沸腾的情况，设初始进入管中的液体温度低于饱和温度，这时流体与壁之间为单相液体的对流换热。随后，向前流动的液体在壁表面附近最先加热到饱和温度，管壁开始有气泡产生，但管中心流体尚处于未饱和状态，这种情况称为过冷沸腾。继之，液体在整个截面上达到饱和温度，气泡充满管子全断面，沸腾进入泡态，起先气泡小而分散，并逐渐增多，称泡状流，随着气泡越来越多，小气泡就会集中合并成大气泡，流动状态逐渐变为块状流（或称栓塞流、炮弹流），这时的换热仍属于泡态沸腾。继续加热后，气液两相流中，蒸气所占比例越来越大，大气泡将进一步合并，在管中心形成气芯，把液体排挤到壁上，呈环状液膜，称为环状流，在这种情况下，热主要以对流方式通过液膜，气化过程主要发生在液气界面上，称为液

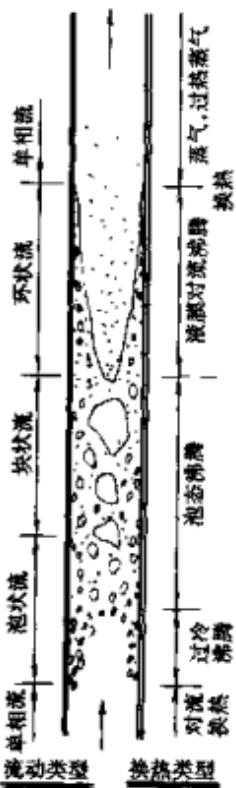


图 7-13 垂直管内沸腾

膜的对流沸腾。随着气化，液膜逐渐变薄，一直到气化完毕，成为干蒸气，使换热进入单相蒸气流的对流换热过程。

对于水平管内的沸腾，在流速比较高的情况下，情形与垂直管基本类似。但当流速较低时，如图 7-14，由于重力的影响，气液将分别趋于集中在管的上半部和下半部。进入环状流后，液体就不一定是连续地环绕在管的圆周上，上半部可能局部地出现间隙干燥表面，不能被液体润湿，如图中的（3），这里的局部换热较差。随着液体的不断气化，干燥面积不断扩大，直到成为干蒸气，进入单相气体对流换热区。

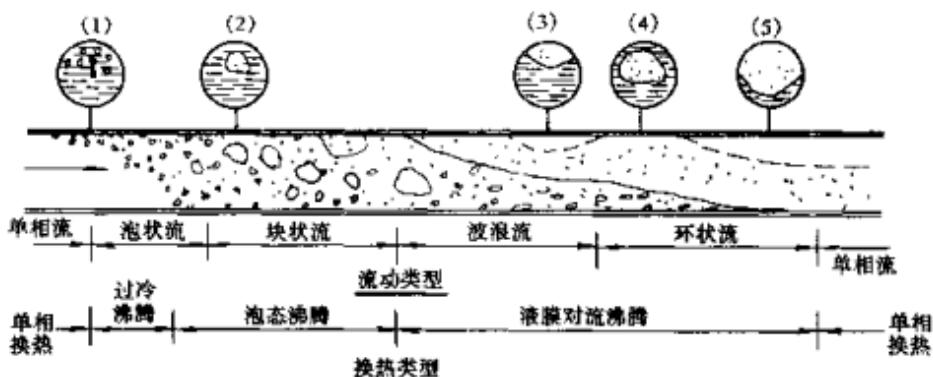


图 7-14 水平管内沸腾

由此可见，管内沸腾换热还要取决于管的放置情况（垂直、水平或倾斜），管长与管径，壁面状况，气液的比例，液体的初参数、流量等。情况比大空间沸腾复杂得多。有关换热计算可参文献 [7]。

### 第三节 热 管

热管是 1964 年前后才付诸实用的具有很高热传输性能的元件，它集沸腾与凝结于一身。一般热管是由管壳、管芯（起毛细管作用的多孔结构物）和工作液组成的一个封闭系统。

图 7-15 为热管原理示意图，其中：1 为热管的加热区（蒸发段）；2 为蒸气输送区（绝热段）；3 为散热区（凝结段）。当加热蒸发段时，管内工质蒸气，蒸气从管中心通道流向凝结段散热区，放出其潜热，凝结后借助管芯的毛细力的作用，液体重新返回蒸发段再蒸发，如是形成一个闭合的循环（使液体从凝结段返回蒸发段，还可采用重力，这样凝结段应处于蒸发段的上方），用这种办法，把热从加热区传递到散热区。可见，热管的工作原理是沸腾与凝结两种相变过程的巧妙结合。因沸腾和凝结都是在饱和温度下进行，且具有高表面传热系数，故热管有如下一些特点：（1）靠蒸气流动传输热量，故传热能力很大，若把它作为导热元件看待，它的导热能力可超过同样形状和大小的铜、银制品的导热能力几倍到几千倍；（2）由于沸腾和凝结是在同一根管内，两者间几乎没有压力差，故加热区和散热区的温度接近相等，整个热管趋于等温，减少了传热

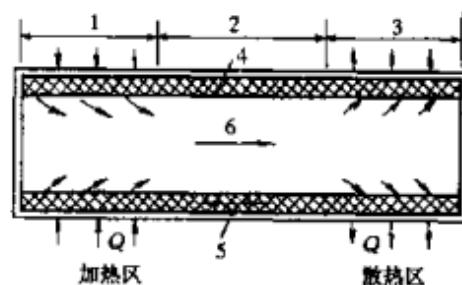


图 7-15 热管工作原理

1—蒸发段；2—绝热段；3—凝结段；  
4—管壳；5—工作液；6—蒸气

时的温差损失，例如直径 13mm 的热管，长 0.6m，在 100℃ 工作温度下输送 200W 能量，只需 0.5℃ 的温差，若采用同样尺寸的实芯铜棒代替，则两端温差可达 70℃；(3) 采用不同的工作液，可使热管适应由 -200 到 2200℃ 的温度范围内工作；(4) 在热量传递中，具有变换热流密度的性能，即加热区和散热区热管表面的热流密度可以不同；(5) 结构简单，无运动部件，工作可靠，可根据使用对象做成直管、弯管、圆筒等等。

热管所用工质种类很多，如氨、甲醇、水、氟利昂、钠、钾等，对工质的要求是能润湿吸液芯，使用温度必须远低于工质的临界温度，工质不腐蚀管壳及管芯。常用的管芯材料有：金属丝网、玻璃纤维、布、多孔金属层等等。管壳则可选用铜、铝、钢及不锈钢等。

热管的特点决定了它可在很多场合下作为传递热能的元件，利用热管温差小的特点造成恒温环境；把不稳态热流变为常热流等。目前已推广应用到工业设备的散热器或加热器，余热利用换热器；小型元器件的冷却等方面。

## 小结

本章叙述了凝结和沸腾换热的机理、影响因素及其计算方法。学习本章的基本要求是了解凝结换热的 Nusselt 理论解、相似准则意义，理解主要影响因素及掌握凝结换热关联式的应用。理解沸腾换热机理、沸腾曲线，了解主要影响因素及沸腾换热的计算方法；了解热管工作原理及其主要特点。本章主要内容是：

一、凝结换热 分膜状与珠状凝结。工业设备运行中主要是层流膜状凝结。本节首先阐明层流膜状凝结理论解的假定条件，由动量微分方程和能量微分方程推导了液膜的速度场及温度场，从而得出层流膜状凝结表面传热系数理论解；介绍了凝结换热准则及理论解的准则关联式；将理论解与实验关联式进行了对比，提出了实用的层流膜状凝结换热准则关联式；介绍了紊流膜状凝结换热及水平管内凝结换热计算式。由于凝结换热准则关联式均为表面传热系数的隐函数，可采用简单迭代进行试算。判别竖壁液膜流态为层流或紊流的临界凝结雷诺数  $Re_c = 1800$ ；水平管为  $Re_c = 3600$ 。但为判别流态，计算  $Re_c$  必须采用试算方法。本节还分析了管束及其排列方式、蒸气速度、不凝气体、含油等因素的影响及增强凝结换热的基本途径。

$$\text{按 } h = C \left[ \frac{\rho^2 g \lambda^3 r}{\mu_l (t_s - t_w)} \right]^{1/4} \text{ 直接计算层流膜态凝结换热表面传热系数时的 } C \text{ 值:}$$

分类	理 论	经实验检验
竖壁 (定型尺寸:壁高)	0.943 [ $Re_c < 30$ ]	1.13 [ $30 < Re_c < 1800$ ]
水平单圆管 (定型尺寸:管径)	0.725 [ $Re_c < 3600$ ]	0.725 [ $Re_c < 3600$ ]
倾斜壁 (与水平夹角 $\theta$ )	0.943，并把 $g$ 改为 $g \sin \theta$	

按凝结液膜雷诺数  $Re_c$  判断流态，并由关联式  $C_0 = C Re_c^{-1/3}$  计算层流膜态凝结换热表面传热系数时的  $C$  值：

分类	理 论	经实验检验
竖壁	1.47 [ $Re_c < 30$ ]	1.76 [ $30 < Re_c < 1800$ ]
水平单圆管 $Re_c < 3600$	1.51	1.51
倾斜壁 (与水平夹角 $\theta$ )	1.47，并把 $g$ 改为 $g \sin \theta$	

二、沸腾换热 本节着重阐述大空间沸腾换热的沸腾曲线 ( $q \sim \Delta t$  关系)，自然对流沸腾、泡态沸腾及膜态沸腾的基本特征；分析了泡态沸腾过程中有关气泡的生成、长大以及热量传递途径等机理和影响因素。介绍了两种类型的计算式和增强沸腾换热的主要措施。对管内沸腾时两相流体运动情况作了简要介绍。

三、热管 本节扼要叙述了热管工作原理，特点，结构及其主要用途。

### 复习题

1. 计算  $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$  绝对压强下干饱和水蒸气在外径  $d = 40\text{mm}$ ，长为  $1\text{m}$  的竖管上的凝结液量  $G$  ( $\text{kg}$ )。已知壁面温度  $t_w = 60^\circ\text{C}$ 。
2. 上式的管子改为水平放置时，凝结水量又为若干？并对它们的差别进行分析。
3. 水平冷凝器内，干饱和水蒸气绝对压强  $1.99 \times 10^5 \text{ Pa}$ ，管外径  $16\text{mm}$ ，长为  $2.5\text{m}$ ，已知第一排每根管的换热量为  $3.05 \times 10^4 \text{ J/s}$ ，试确定第一排管的凝结表面传热系数及管壁温度。
4. 绝对压强  $2.7 \times 10^5 \text{ Pa}$  的干饱和水蒸气在垂直黄铜管表面凝结，凝结温差  $\Delta t = 15^\circ\text{C}$ 。试求自顶端向下  $l = 0.1, 0.5$  及  $1.0\text{m}$  处的局部表面传热系数、平均表面传热系数和液膜厚度。并求向下多少距离处液膜达到紊流。
5. 按上题参数求管长为  $3.3\text{m}$  时的平均表面传热系数。并与上题结果进行比较。
6. 已知干饱和水蒸气温度为  $100^\circ\text{C}$ ，在温度为  $30^\circ\text{C}$  的竖壁上冷凝，试确定液膜临界雷诺数等于 30 的竖壁高度。(利用此题了解临界雷诺数为 30 时，竖壁高度的数量级概念)
7. 垂直列上有 20 排管的顺排冷凝器，水平放置，求管束的平均表面传热系数与第一排的表面传热系数之比。
8. 绝对压强  $1.43 \times 10^5 \text{ Pa}$  干饱和水蒸气在直径  $50\text{mm}$ ，长  $1.5\text{m}$  的竖管上凝结，管壁温度  $104^\circ\text{C}$ ，求凝结水量。
9. 在上题中如果考虑凝液的过冷度，则凝液量又为若干？与上题相差多少%？对此有何结论？
10. 第 8 题改为水平管，求产生相同数量的凝结水，管长应为多少？与竖管相比变化多少%？
11. 温度  $-10^\circ\text{C}$  的氟利昂 F-12 干饱和蒸气在  $50\text{mm}$  直径，长  $1.5\text{m}$ ，表面温度  $-15^\circ\text{C}$  的竖管上凝结，求凝结表面传热系数及凝结液量。
12. 上题管子改为水平管管外冷凝，在完成相同任务的前提下，管长能缩短吗？
13. 第 11 题的管子用于水蒸气冷凝，绝对压强为  $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ ，冷凝温差为  $5^\circ\text{C}$ ，试与第 11 题比较冷凝表面传热系数及两者的倍率。请注意两者的数量级差别。
14. 比较  $60, 50, 40^\circ\text{C}$  下干饱和蒸气在水平管外冷凝表面传热系数。壁温均保持为  $20^\circ\text{C}$ ，管外径为  $20\text{mm}$ ，长  $1\text{m}$ ，工质有 6 种：水蒸气、氨气、R11、R22、R152a、R134a。作图显示表面传热系数与工质种类和饱和温度的关系。
15. 水平式氟利昂冷凝器，每个垂直列上管数为 8 根，共有 64 根管，管外径  $18\text{mm}$ ，长  $1.0\text{m}$ 。当干饱和蒸气温度为  $35^\circ\text{C}$ ，冷凝温差为  $15^\circ\text{C}$  时，用该冷凝器冷凝 F-12 和 F-22 时，两者的冷凝换热量有多大差异？哪个大？为什么会有这样的差异？
16. 试从沸腾过程分析，为什么用电加热时容易发生电热管壁被烧毁的现象？而采用

蒸汽加热则不会？

17. 根据沸腾状况，试绘管内沸腾时沿管长局部表面传热系数的变化趋势示意图。
18. 试解释  $p \rightarrow p_c$  时，图 7-11 中  $\Delta t_c$ ,  $q_c$ ,  $h_c$  的变化规律。
19. 110℃的饱和水在温度 119℃的壁表面沸腾，壁面材料为抛光铜，试求表面传热系数。
20. 试求水在水平蒸发器管面上沸腾时的表面传热系数。管外径  $d = 38\text{mm}$ ,  $t_w = 195^\circ\text{C}$ 。绝对压强  $10.03 \times 10^5 \text{Pa}$ 。
21. 上题若  $t_w$  降为 183℃，其他条件不变，表面传热系数相应为若干？并与按自然对流关联式计算的结果相比较。
22. 电加热器为机械抛光不锈钢管，总长 4m，加热功率 4kW，试求水在标准大气压下沸腾时电加热器管表面温度及表面传热系数。
23. 直径 1mm 的长加热丝，沉浸 在 1 标准大气压的纯水中，通电功率为 3150W/m，表面温度达到 126℃，试求它的沸腾表面传热系数，并计算系数  $C_{w,I}$ 。

#### 参 考 文 献

- [1] B.П 伊萨琴科等著。传热学。王丰等译。北京：高等教育出版社，1987
- [2] Advances in Heat Transfer, Vol. 9, Academic Press, 1973
- [3] F.P.Incropera, D.P.Dewitt. Fundamentals of Heat Transfer and Mass Transfer, 2-nd Ed., John Wiley & Sons, 1985
- [4] J.G. 科利尔著。对流沸腾和凝结。魏先英等译。北京：科学出版社，1982
- [5] 钱滨江等编。简明传热手册。北京：高等教育出版社，1984
- [6] 尾花英朗著。热交换器设计手册。徐忠权译。北京：石油工业出版社，1981
- [7] 林瑞泰编著。沸腾换热。北京：科学出版社，1988