

山西能源学院教案

授课班级_____ 授课时间_____ 计 2 学时

课题（章节及内容）	7.1 凝结传热模式、7.2 膜状凝结分析解及计算关联式、7.3 膜状凝结的影响因素及其传热强化
教学目的和要求	<ol style="list-style-type: none"> 1. 了解凝结换热的种类与特点； 2. 理解膜状凝结换热中层流理论解的推导过程，并掌握其应用方法； 3. 掌握膜状凝结换热中紊流及管外换热准则关联式的使用方法； 4. 了解影响凝结因素及增强换热的措施。
重点难点	层流膜状凝结理论解， 凝结液膜雷诺数， 凝结准则， 紊流膜状凝结准则关联式， 水平管内凝结换热准则关联式， 水平管束外凝结换热准则关联式。
教学进程（含课堂教学内容、教学方法、辅助手段等）	<p>教学内容：</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. 凝结传热模式：珠状凝结、 膜状凝结； 2. 层流膜状凝结理论解； 3. 凝结液膜雷诺数， 凝结准则， 紊流膜状凝结沸腾准则关联式； 4. 水平管内凝结换热准则关联式， 水平管束管外凝结换热准则关联式； 5. 影响凝结因素及增强换热的措施。 <p>教学方法：讲授与练习、启发讨论、诱导式、归纳总结法。</p>
作业布置	习题 7.8
主要参考资料	<ol style="list-style-type: none"> 1. 杨世铭 陶文铨，《传热学》（第四版），高等教育出版社，2006. 2. 章熙民、任泽霏等，《传热学》，中国建筑工业出版社，2014.
课后自我总结分析	<p>在课堂教学中穿插一些生活实例. 用力知学知识进行解释. 使学生从根本上清楚原因， 会提高学生的学习兴趣。</p>

山西能源学院教案

第七章相变对流传热

蒸气遇冷凝结、液体受热沸腾也属于对流传热的范围。但它们都是伴随有相变的对流传热，例如：空调器中的冷凝器和蒸发器。

本章主要介绍有相变的对流传热，也称之为相变换热，目前涉及的是凝结换热和沸腾换热两种。

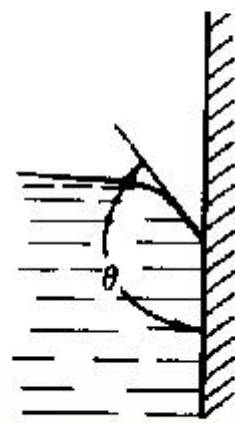
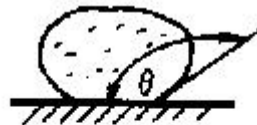
相变换热的特点：由于有潜热释放和相变过程的复杂性，比单相对流传热更复杂，因此，目前，工程上也只借助于经验公式和实验关联式。

7.1 凝结传热的模式

一、珠状凝结与膜状凝结

膜状凝结：在壁面形成完整的液膜的凝结。

珠状凝结：凝结液以液珠的形式向下滚落时形成的对流传热。



(a) 润湿能力强

(b) 润湿能力差

是否形成膜状凝结主要取决于凝结液的润湿能力，而润湿能力又取决于表面张力和附着力。表面张力小于附着力的润湿能力强。实践表明，几乎所有的常用蒸气在纯净条件下在常用工程材料洁净表面上都能得到膜状凝结。

二、凝结液构成了蒸气与壁面间的主要热阻

在工业中常用流体的润湿能力都比较强。凝结时，先在壁面上凝结成液体，

沿壁面下流，逐渐形成液膜。

膜状凝结时，壁面总被液膜覆盖，凝结时放出的潜热必须穿过液膜才能传到壁面上，故液膜是换热的主要热阻。

珠状凝结的特点是小液珠在壁面形成、长大、脱落，沿途清扫液珠，壁面裸露，蒸气直接与壁接触，凝结成新的液珠。

在珠状凝结时，蒸气与冷却壁之间没有液膜热阻，故传热量大大加强。珠状凝结传热效果好，但难于获得（现在有对紫铜管进行表面改性处理，可连续运行3800小时）。

7.2 膜状凝结分析解及实验关联式

凝结换热是一个非常复杂的现象，如要考虑所有因素将无法进行分析。传热学中惯用的方法是进行简化，忽略次要因素，突出主要因素，使理论分析可以进行。Nusselt 1916年成功地用理论分析法求解了膜状凝结问题，他抓住了液体膜层的导热热阻是凝结过程的主要热阻。下面即为此理论：

物理问题：纯蒸气在均匀壁温的竖直冷壁面凝结，形成液膜，蒸气凝结将热量传给冷壁面，求换热系数。

一、努赛尔的蒸气层流膜状凝结分析解

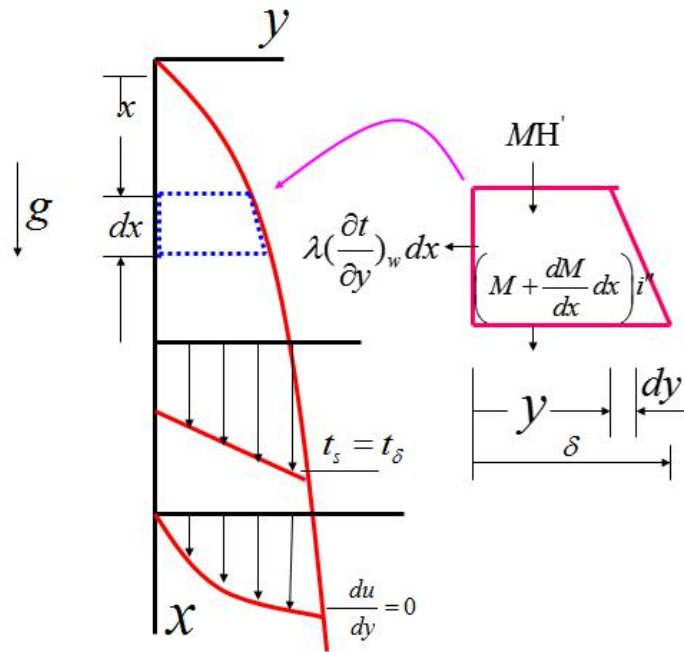
1. 基本假设：

凝结液膜的流动和换热符合边界层的薄层性质。

- 1) 二维、稳态、常物性、层流；
- 2) 蒸气是静止的，汽液界面上无对液膜的粘滞应力；
- 3) 液膜很薄且流动缓慢，惯性力可忽略，液膜流动只取决于重力和粘滞力；
- 4) 汽液界面上无温差，界面上液膜温度等于饱和温度，忽略汽液界面热阻；
- 5) 膜内温度分布是线性的，即认为液膜内的热量转移只有导热，而无对流作用；
- 6) 液膜的过冷度可以忽略，认为液膜与蒸汽只有潜热交换无显热换热；
- 7) $\rho_v \ll \rho_l$ ；
- 8) 液膜表面平整无波动。

2. 边界层方程组的简化

凝结液膜的流动和传热符合边界层的薄层性质。以竖壁的膜状凝结为例，把坐标 x 取为重力方向进行分析如下：



因为液膜具有边界层的特性，故满足边界层微分方程组，但要加上重力项。

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \rho_l \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{dp}{dx} + \rho_l g + \eta_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = a_l \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \end{cases}$$

由于 $\rho_v \ll \rho_l$ ，则

$$p - g\rho_v x = 0 \quad \frac{dp}{dx} = \rho_v g$$

方程组式及边界条件联立得：

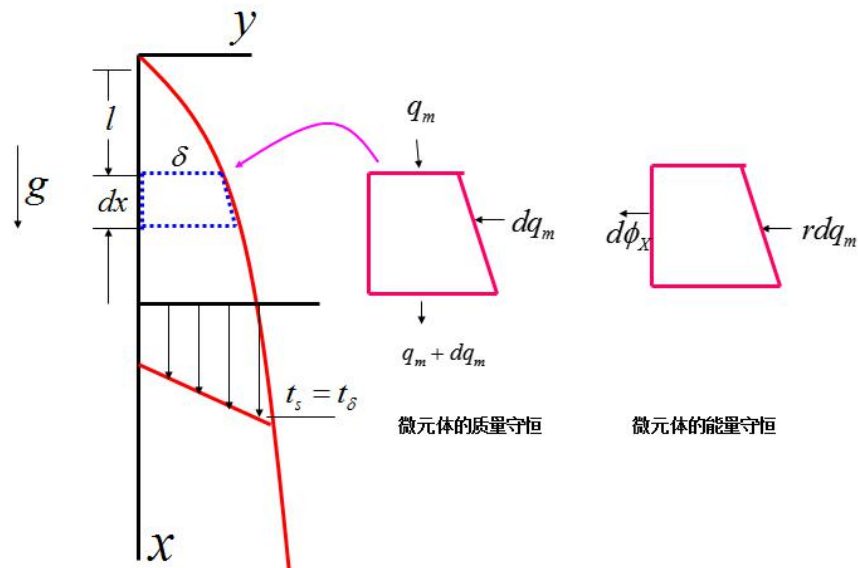
$$\begin{cases} \rho_l g + \eta_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = 0 \\ y=0, \quad u=0, \quad t=t_w, \\ y=\delta, \quad \frac{du}{dy}=0, \quad t=t_s \end{cases}$$

3. 求解过程与结果

通过对方程组式进行积分，并结合边界条件求解得：

$$u = -\frac{g\rho_l}{\eta_l}\left(\delta y - \frac{1}{2}y^2\right)$$

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



通过 $x=1$ 截面处宽为 1m 的壁面凝结液体的质量流量为

$$\begin{aligned} q_m &= \int_0^\delta dM = \int_0^\delta \rho_l u dy = \int_0^\delta \frac{\rho_l^2 g}{\eta_l} \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2 \right) dy \\ &= \left[\frac{\rho_l^2 g}{\eta_l} \left(\frac{1}{2} \delta y^2 - \frac{1}{6} y^3 \right) \right]_0^\delta = \frac{\rho_l^2 g \delta^3}{3\eta_l} \end{aligned}$$

在 dx 微元段上，壁面凝结液体的质量流增量为 ($x+dx$ 处质量流量的增加)：

$$dq_m = \frac{g\rho_l^2 \delta^2 d\delta}{\eta_l}$$

对微元体应用热力学第一定律

$$rdq_m = d\Phi_x$$

$$r \frac{g \rho_l^2 \delta^2 d\delta}{\eta_l} = \lambda_l \frac{t_s - t_w}{\delta} dx$$

分离变量积分

$$\int_0^\delta \delta^3 d\delta = \int_0^x \frac{\lambda_l \eta_l (t_s - t_w)}{r g \rho_l^2} dx$$

液膜厚度

$$\delta = \left[\frac{4 \lambda_l \eta_l (t_s - t_w) x}{r g \rho_l^2} \right]^{\frac{1}{4}}$$

$$d\Phi_x = h_x (t_s - t_w) dx = \lambda_l \frac{t_s - t_w}{\delta} dx$$

$$h_x = \lambda_l / \delta$$

$$h_x = \lambda_l \left[\frac{r g \rho_l^2}{4 \lambda_l \eta_l (t_s - t_w) x} \right]^{\frac{1}{4}} = \left[\frac{r g \lambda_l^3 \rho_l^2}{4 \eta_l (t_s - t_w) x} \right]^{\frac{1}{4}}$$

竖壁的平均表面传热系数：

$$\bar{h}_v = \frac{1}{l} \int_0^L h_x dx = \frac{4}{3} h_{x=l} = 0.943 \left[\frac{r g \lambda_l^3 \rho_l^2}{\eta_l l (t_s - t_w)} \right]^{\frac{1}{4}}$$

二、 竖直管与水平管的比较及实验验证

1. 水平管及球表面的凝结传热表面传热系数

(1) 水平管

$$h_H = 0.729 \left[\frac{r g \lambda_l^3 \rho_l^2}{\mu_l d (t_s - t_w)} \right]^{\frac{1}{4}}$$

(2) 球表面

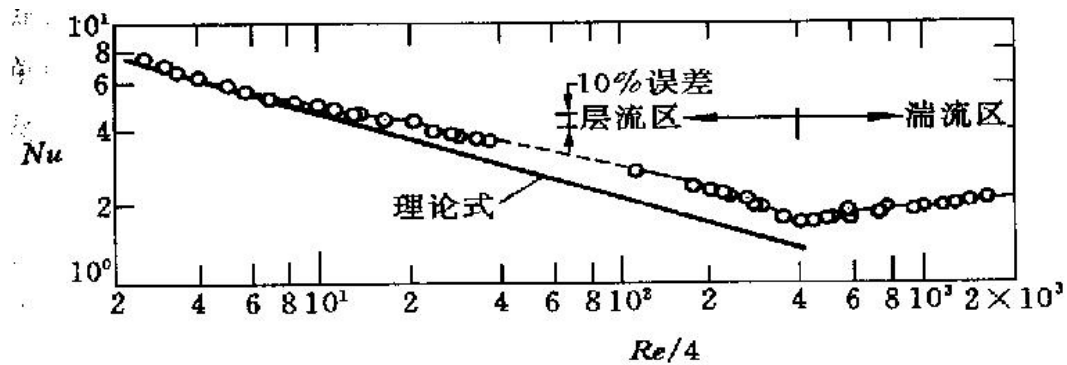
$$h_s = 0.826 \left[\frac{rg \lambda_l^3 \rho_l^2}{\mu_l d (t_s - t_w)} \right]^{1/4}$$

2. 水平管外凝结与竖壁外凝结的比较

$$\frac{h_H}{h_V} = 0.77 (l/d)^{1/4}$$

当 $l/d > 2.85$, $h_H > h_V$; 在 $l/d=50$ 时, $h_H = 2h_V$

3. 分析解的实验验证和假设条件的的影响



横管吻合很好; 竖壁, $Re < 20$ 时吻合好, $Re > 20$ 时, 实验值高 20%。

$$h = 1.2 \times h = 1.13 \left[\frac{rg \lambda_l^3 \rho_l^2}{\mu_l L (t_s - t_w)} \right]^{1/4}$$

实验表明, 竖壁液膜由层流转变为湍流的临界雷诺数为 1600, 横管 3600。

三、湍流膜状凝结

对于 $Re > 1600$ 的湍流液膜, 热量的传递除了靠近壁面极薄的层流底层仍依靠导热方式外, 层流底层以外以湍流传递为主, 换热比层流时大为增强。对于底部已达到湍流状态的竖壁凝结换热, 其沿整个壁面的平均表面传热系数按下式计算:

$$h = h_{ia} \frac{x_c}{L} + h_t \left(1 - \frac{x_c}{L} \right)$$

$$Nu = Ga^{\frac{1}{3}} \frac{Re}{58Pr^{-1/2}(Pr_w/Pr_s)^{1/4}(Re^{3/4} - 253) + 9200}$$