



工业和信息化部“十二五”规划教材
核工业集团“十二五”规划专项基金资助出版
黑龙江省精品图书出版工程项目

沸腾传热和 气液两相流动

FEITENG CHUANRE HE QIYE
LIANGXIANG LIUDONG

郝老迷 胡 古 郭春秋 编著

HEUP 哈尔滨工程大学出版社



工业和信息化部“十二五”规划教材
核工业集团“十二五”规划专项基金资助出版
黑龙江省精品图书出版工程项目

沸腾传热和 气液两相流动

FEITENG CHUANRE HE QIYE
LIANGXIANG LIUDONG

郝老迷 胡 古 郭春秋 编著

HEUP 哈尔滨工程大学出版社

内 容 简 介

伴随在核反应堆、火箭等技术领域的广泛应用,沸腾传热与气液两相流这门新兴学科从20世纪中叶以来引起各国学者的广泛关注,经过半个多世纪的迅速发展,该学科已日趋成熟。

本书系统介绍了沸腾传热与气液两相流领域中的基础理论和基础知识,着重强调了基本概念、基础理论和分析解决问题的方法,同时对工程中可能遇到的一些实际问题进行了扼要介绍和分析,比较充分地反映了该领域的研究成果。

本书是中核集团“十二五”核专业研究生教育规划教材之一,可作为高等学校核能、热能动力、航空航天等专业的教科书,也可供相关领域的科技工作者参考。

图书在版编目(CIP)数据

沸腾传热和气液两相流动/郝老迷,胡古,郭春秋编著. —哈尔滨:
哈尔滨工程大学出版社,2016.8
ISBN 978-7-5661-1010-7

I. ①沸… II. ①郝… ②胡… ③郭… III. ①流动沸腾传热
②气体-液体流动-两相流动 IV. ①TK124 ②O359

中国版本图书馆CIP数据核字(2015)第073948号

责任编辑 张淑娜 石 岭

封面设计 恒润设计

出版发行 哈尔滨工程大学出版社
社 址 哈尔滨市南岗区东大直街124号
邮政编码 150001
发行电话 0451-82519328
传 真 0451-82519699
经 销 新华书店
印 刷 哈尔滨市石桥印务有限公司
开 本 787mm×1092mm 1/16
印 张 19
字 数 499千字
版 次 2016年8月第1版
印 次 2016年8月第1次印刷
定 价 59.80元

<http://www.hrbeupress.com>

E-mail:heupress@hrbeu.edu.cn

前 言

沸腾传热与气液两相流是在流体力学和传热传质学基础上发展起来的一门新兴学科,由于其多样性及复杂性,其发展基于大量的实验研究结果。伴随在核能、航空航天领域的广泛应用,各国学者进行了大量的实验研究和理论探索,经过半个多世纪的发展,相关理论、方法已日趋成熟。

编著本书的目的是:

(1)为高等学校和科研院所相关专业的本科生、研究生提供一门系统阐述沸腾传热与气液两相流理论的教科书;

(2)为相关领域的科研工作者和工程技术人员提供一门用于沸腾传热与气液两相流计算分析的简明工具书。

本书共由 15 章组成。第 1 章简述了沸腾传热的基础。第 2 章介绍了池内沸腾传热机理及计算关系式。第 3 章介绍了流动沸腾传热基础知识。第 4 到第 7 章详细介绍了流动沸腾传热各传热工况机理及计算方法、关系式。第 8 章阐述了凝结传热机理,着重对膜状凝结传热进行了介绍。第 9 章介绍了研究两相流的方法基础。第 10 到第 12 章详细介绍了两相流压降计算方法及重要参量计算。第 13 到第 15 章介绍了两相流系统中可能出现的三种重要现象:两相临界流动、溢流与流动反转、两相流动不稳定性。

本书是作者根据为核工业研究生部研究生授课的材料编写而成。初稿承蒙张培升教授、柴宝华教授仔细审阅,指出了细节的错误和不妥之处,在此表示衷心感谢。

书中错误与不妥之处,恳请读者不吝指正。

编著者

2015 年 1 月

目 录

第 1 章 沸腾传热基础	1
1.1 气-液两相平衡	1
1.2 气泡在液相中平衡存在的条件	5
1.3 气泡产生(成核)的条件	6
1.4 加热壁面上气泡的生成	8
练习思考题	14
第 2 章 池内沸腾传热	16
2.1 池内沸腾曲线	16
2.2 各传热工况的机理和传热关系式	17
练习思考题	29
第 3 章 流动沸腾传热基础知识	30
3.1 垂直圆管内流动沸腾的流型和传热工况	30
3.2 流动沸腾图	33
3.3 强制对流沸腾的临界热流密度工况(CHF)	33
第 4 章 流动欠热泡核沸腾	35
4.1 A 区单相液体对流传热	35
4.2 泡核沸腾开始点(ONB)的确定	37
4.3 气泡开始脱离壁面点(FDB)的确定	40
4.4 热平衡态饱和沸腾开始点的确定	43
4.5 部分欠热泡核沸腾传热计算	47
4.6 充分发展的欠热泡核沸腾传热计算	49
练习思考题	52
第 5 章 流动饱和沸腾	54
5.1 流动饱和泡核沸腾	54
5.2 饱和泡核沸腾的抑制	54
5.3 两相强制对流蒸发	55
5.4 适用于泡核沸腾和两相强制对流蒸发的通用关系式	61
练习思考题	69

第 6 章 流动沸腾临界热流密度 (CHF)	70
6.1 两种流动沸腾临界热流密度工况及其机理	70
6.2 在均匀热流密度加热的垂直圆管内水强制流动的临界热流密度	71
6.3 复杂情况下强制流动沸腾的临界热流密度	82
练习思考题	95
第 7 章 临界后 (POST - CHF) 的传热	96
7.1 干涸后的传热	96
7.2 DNB 后的传热 (反环状流) - 膜态沸腾	105
7.3 过渡沸腾传热	105
7.4 最小膜态沸腾	106
练习思考题	109
第 8 章 凝结	110
8.1 凝结概述	110
8.2 膜状凝结	115
练习思考题	121
第 9 章 两相流动导论	122
9.1 导言	122
9.2 描述管内两相流动的参量	123
9.3 两相流流型和流型图	129
9.4 两相流的模型处理法	135
练习思考题	138
第 10 章 两相流基本方程和压降计算	139
10.1 两相流基本方程的推导	139
10.2 均匀流模型基本方程和压降计算	144
10.3 分离流模型的动量方程和压降计算	148
10.4 两相流动局部压降和压力损失	167
练习思考题	173
第 11 章 气 - 液两相流空泡份额的计算	175
11.1 单相流模型	176
11.2 滑移模型 (一维两速度模型)	183
11.3 混合相 - 单相并流模型	191
11.4 影响空泡份额 α 的主要参量	192

练习思考题	194
第 12 章 流动过冷沸腾的空泡份额和压降	195
12.1 流动过冷沸腾的空泡份额	195
12.2 过冷沸腾的压降计算	201
第 13 章 两相临界流动	205
13.1 临界流动现象	205
13.2 单相流体的临界流	206
13.3 两相临界流动	208
第 14 章 溢流和流动反转	224
14.1 一维两速度漂移流模型	224
14.2 溢流和流动反转	226
第 15 章 两相流动不稳定性	233
15.1 两相流动概述	233
15.2 水动力不稳定性	233
15.3 密度波不稳定性	237
练习思考题	238
附录 1 两流体气 - 液两相流模型	239
附录 1.1 引言	239
附录 1.2 局部瞬时方程	241
附录 1.3 平均方程	247
附录 2 系统程序中一维两流体气 - 液两相流模型	266
附录 2.1 CATHARE 程序中一维两流体气 - 液两相流模型	266
附录 2.2 RELAP5/MOD3 程序中一维两流体气 - 液两相流模型	268
附录 2.3 CATHARE 和 RELAP5/MOD3 两相流模型比较	279
附录 3 饱和水和饱和水蒸气的某些热物性	280
附录 4 水和水蒸气在不同温度和不同压力下的物性	282
复习提纲和部分复习题	286
参考文献	295

第 1 章 沸腾传热基础

沸腾是指液体内部生成气泡或气相并由液态转变成气态的一种剧烈的汽化过程,而沸腾传热则指该过程中传递热量的模式。按照发生沸腾的不同方式沸腾可分为均匀沸腾和非均匀沸腾两类。均匀沸腾是指在液体内部没有固定的加热面,在较大的液体过热度下,气泡由能量较集中的液体高能分子团的运动与集聚而产生,例如“闪蒸(Flashing)”。非均匀沸腾则指气泡在与液体相接触的固定加热面上产生、长大的过程,又常称为表面沸腾,所需过热度较低,是一种常见的应用最多的沸腾类型。

按照液体是否流动可将非均匀沸腾分成流动沸腾和池内沸腾两大类,前者包含着气液两相流体的流动与沸腾传热的相互影响,后者是在原来静止液体内部或为静止液体覆盖的加热面上的沸腾;按照沸腾时生成气相的形态不同,非均匀沸腾可分成泡核沸腾、过渡沸腾和膜态沸腾等;液体整体温度比系统压力下的饱和温度低时的沸腾叫欠热沸腾(又称过冷沸腾),液体整体处在与系统压力相应的饱和温度时的沸腾叫饱和沸腾。

研究沸腾传热的方法可分为宏观和微观两种。宏观方法把流体看作连续介质,采用物理变量(例如温度、速度等)的时间、空间平均值去描述系统,根据基本物理定律和质量、动量、能量守恒方程,以实验或理论方法阐明和分析各种沸腾过程。微观方法基于大量微观粒子的统计性能和量子概念去研究各种沸腾现象。本教材主要阐述宏观方法,以大量实验结果为基础。

1.1 气 - 液两相平衡

1.1.1 与液体相变有关的三个基本参量

1. 表面张力 σ

在恒温恒压下可逆地令液体增加单位表面积所需的功为 σ , 因为所需的功等于液体自由能的增加, 且这一增加是由于液体表面积增加所致的, 故将 σ 称为表面自由能或表面能, 其单位为 J/m^2 或 N/m 。习惯上也常称为 σ 表面张力。

表面张力是一种物理效应, 它使得液体的表面总是试图获得最小的、光滑的面积, 有自动形成球形以降低体系能量的趋势。表面张力的成因可用分子力或分子势能来解释。从分子力的角度来看, 液体的内聚力是形成表面张力的原因, 在液体内部, 每个分子在各个方向都受到邻近分子的吸引力(也包括排斥力), 因此, 液体内部分子受到的分子力合力为零, 而在液体与气体的分界面上的液体分子在各个方向受到的引力是不均衡的, 因外层空间气相分子对它的吸引力小于内部液相分子对它的吸引力, 所以该分子所受合力不等于零, 其合力方向垂直指向液体内部, 造成表层中的分子受到指向液体内部的吸引力, 结果导致液体表面具有自动缩小的趋势, 在宏观上的表现即为表面张力现象。从分子势能的角度来看, 液体表面层的分子相对于液体内部的分子具有较高的分子势能, 根据热力学第二定律, 为了达到低能量的稳定状态, 表面层中的分子有向液体内部移动的趋势, 从而使表面层中

的分子数量减少而减小体系能量,宏观上则表现为液体表面积减小。

液体表面张力的的大小,不但与液体本身有关,还和与它相接触的气相性质有关。表面张力 σ 随温度的增加而减小,达临界温度时, $\sigma=0$ 。

不仅在液体和气体界面上存在表面能,在固体-气体、固体-液体、液体-液体等界面上都存在表面能,表面能都有自发减小的趋势。

2. 接触角 θ

使液体均匀地黏附在固体表面上的现象称为润湿现象,液体润湿固体表面的情况取决于相间表面张力的平衡特性,如图1-1所示。用 σ_{sg} 、 σ_{sl} 和 σ_{lg} 分别表示固-气、固-液和液-气之间的表面张力,用液体与固体表面接触点处的切线 AP 与表面 MN 之间的夹角衡量液体的润湿特性,习惯上取液相侧的夹角 θ 称为接触角。

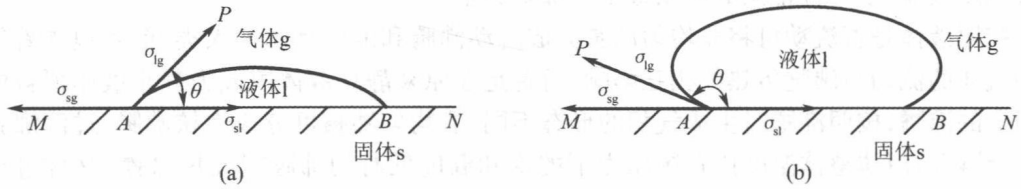


图1-1 接触角 θ 和各表面张力

(a) $\theta < 90^\circ$; (b) $\theta > 90^\circ$

按照力的平衡特性有:

$$\cos\theta = \frac{\sigma_{sg} - \sigma_{sl}}{\sigma_{lg}} \quad (1.1.1)$$

如果 $\sigma_{sg} - \sigma_{sl} = \sigma_{lg}$,则 $\cos\theta = 1$,即 $\theta = 0^\circ$,这表示液体与固体在一个平面上,是完全润湿情况;如果 $\sigma_{sg} - \sigma_{sl} > 0$,则 $0 < \cos\theta < 1$,即 $0^\circ < \theta < 90^\circ$,这表示接触角为锐角,液体倾向于黏附在固体表面上,称为可润湿, θ 越小,越易润湿。反之,若 $\sigma_{sg} - \sigma_{sl} < 0$,则 $\theta > 90^\circ$,液体趋于呈球形,表示固体不易被润湿。

3. 比自由焓 g

在某体系恒温恒压及成分一定的条件下,一千克(1 kg)物质对体系总自由焓的贡献称为比自由焓 g ,即

$$g = h - Ts \quad (1.1.2)$$

式中, h 为物质的比焓,J/kg; T 为绝对温度,K; s 为物质的比熵,J/(kg·K)。

根据自由焓降低的原理,平衡时,物质在各相中的比自由焓应相等,即气-液平衡时,液相的比自由焓 $g_l(T,p)$ 等于气相的比自由焓 $g_g(T,p)$:

$$g_l(T,p) = g_g(T,p) \quad (1.1.3)$$

1.1.2 气液压力-比容特性

弯曲液面的饱和蒸气压与水平液面的饱和蒸气压之间的关系遵循开尔文关系式:

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{2\sigma M}{RTpr} \quad (1.1.4)$$

式中, p_r 为弯曲液面的饱和蒸气压,Pa; p_∞ 为水平液面的饱和蒸气压,Pa; σ 为表面张力,N/m; M 为液体的摩尔质量,kg/mol; R 为摩尔气体常数, $R=8.314$ J/(mol·K); T 为开尔文

温度, K ; ρ 为液体密度, kg/m^3 ; r 为曲率半径, m 。

从开尔文关系式可知,液滴的饱和蒸气压随其曲率半径减小而增加,凹液面上饱和蒸气压随曲率半径减小而降低。

图 1-2 是对纯介质的单位质量所作的压力 p - 比容 v 曲线图和气 - 液各种平衡状态。在恒定温度下,稳定平衡的 $p - v$ 曲线是由过冷液体 AB 、气 - 液混合物 BE 和过热蒸气 EF 组成,其中沿线段 BE 压力 (p_s) 保持不变,比容 v 由其比焓 h 决定。但是,沿线 BC 小心地降低加在液体上的压力(即增加液体比容),并保持其温度恒定,就可能使液体过热而不生成蒸气;沿线 ED 提高加在蒸气上的压力(即减小蒸气比容),就可能使蒸气过冷而不凝结成液体。同样,仔细将液体温度升高并超过与所加静压对应的饱和温度,也可以达到 C 点。这个过程叫过热,而该液体状态称为过热液体;仔细将蒸气温度降低并低过与所加静压对应的饱和温度,也可以达到 D 点。这个冷却过程叫过饱和,而该蒸气状态称为过饱和蒸气。在 BC 线上的液体和在 ED 线上的蒸气叫作处于亚稳定平衡。

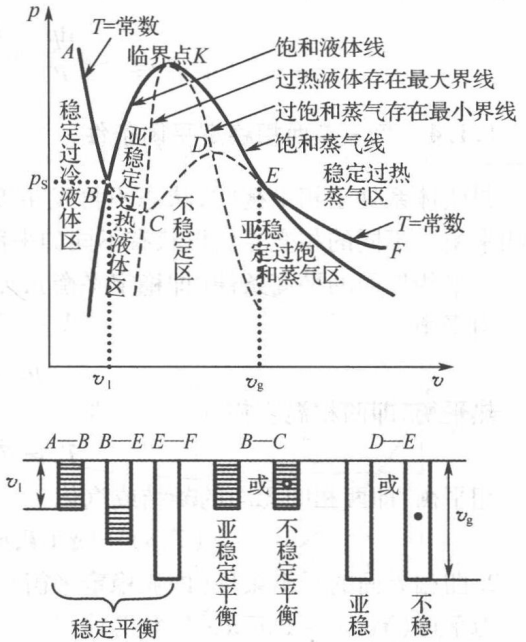


图 1-2 $p - v$ 特性和气液各种平衡状态

沿 BC 或 ED 线,气相和液相可以并存。但这种并存处于不稳定的平衡态。因为在 BC 线上与过热液体处于平衡的气泡和在 ED 线上与过冷蒸气处于平衡的液滴都有一个临界尺寸,稍微减小气泡或液滴的直径将使它们立刻破灭,稍微增大它们的直径将使它们瞬时长大。但是在线 CD 上,不可能存在过热液体或过饱和蒸气,只可能是气 - 液两相共存。线 CD 系不稳定两相共存区,稍受扰动即可能会发生完全凝结或者完全蒸发。因此, KC 虚线表示过热液体可能存在的上限,而 KD 虚线则表示过饱和蒸气可能存在的下限。

亚稳定两相流动过程的研究,对生成气泡核的机理和反应堆事故瞬态过程分析十分有用,常可以用于解释反应堆失水事故喷放过程中所遇到的一些现象。

1.1.3 Clausius - Clapeuron 方程

从“工程热力学”得知,在气 - 液两相处于平衡时,即在 $p - T$ 饱和线上(用下标 S 表示饱和),满足 Clausius - Clapeuron 方程:

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_s = \frac{h_{fg}}{T(v_g - v_l)} \quad (1.1.5)$$

式中各物理量都表示 $p - T$ 饱和线上对应的状态参量。假设对饱和蒸气近似应用理想气体状态方程:

$$pv_g M = RT \quad (1.1.6)$$

以上两式中, h_{fg} 是汽化潜热, J/kg ; v 是比容, m^3/kg ; M 是蒸气的摩尔质量, kg/mol ; 一般假定

$v_g \gg v_l$, 所以, 式(1.1.5)可简化成:

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_s = \frac{h_{fg}}{Tv_g} \quad (1.1.7)$$

将式(1.1.6)代入式(1.1.7)消去 v_g 则得

$$\frac{dp}{p} = \frac{h_{fg} M dT}{RT^2} \quad (1.1.8)$$

1.1.4 气-液两相稳定平衡条件

封闭体系处于相平衡时, 状态不再发生变化。稳定平衡条件应该满足力平衡、热平衡和相平衡。不同的相交界面形状有不同的平衡条件。

1. 平相界面的平衡条件(即稳定平衡), 如图 1-3 所示。

力平衡

$$p_g = p_l \quad (1.1.9A)$$

热平衡, 即两相温度相等

$$T_l = T_g = T_s \quad (1.1.9B)$$

相平衡, 即两相间无净的凝结或汽化

$$g_l(T, p) = g_g(T, p) \text{ 或者 } p_s = p(T_s) \quad (1.1.9C)$$

2. 曲相界面的平衡条件(即亚稳定平衡), 如图 1-4 所示。

力平衡(Young-Laplace 关系式)

$$p_g = p_l + \frac{2\sigma}{r^*} \quad (1.1.10A)$$

热平衡, 即两相温度相等

$$T_l = T_g > T_s \quad (1.1.10B)$$

相平衡, 即两相间无净的凝结或汽化

$$g_l(T, p) = g_g(T, p) \quad (1.1.10C)$$

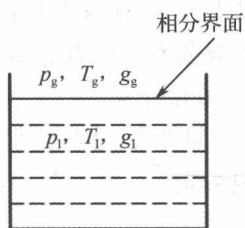


图 1-3 平相界面

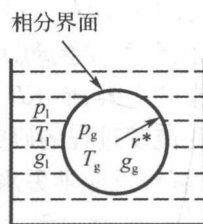


图 1-4 曲相界面

由于蒸气压力 p_g 比液体压力 p_l 高, 来自气相的撞击在分界面上并被其吸收的分子数就比平的分界面要多。为了维持平衡, 由液相通过分界面逸出的分子数必须相应增多。因此, 只有将系统(液体和蒸气)的温度升高到超过平的分界面平衡所必需的温度, 即超过与液体压力 p_l 对应的饱和温度 T_s 时才能达到。所以, 弯曲分界面附近的液体对所加液体压力 p_l 而言是过热的。对于半径为 r^* 的球形气泡, 蒸气和液体间的力平衡方程为(1.1.10A), 即

$$p_g - p_l = \frac{2\sigma}{r^*}$$

式中, p_g 是气泡内蒸气压, Pa; p_l 是对应于饱和温度 T_s 的液体压力, Pa; σ 是液体表面张力, N/m。

1.2 气泡在液相中平衡存在的条件

气泡要在液相中平衡存在, 就必须使邻近气泡的液体保持足够的过热度。液相的过热度 ΔT_s 定义为

$$\Delta T_s = T_l - T_s \quad (1.2.1A)$$

在气-液平衡时

$$\Delta T_s = T_g - T_s \quad (1.2.1B)$$

所需要的过热度可以如下推导出来:

由热力学理论可知, 在相同的液体温度 T_g 下, 弯曲分界面的曲率使气泡内蒸气压 p_g 稍低于平的分界面上的压力 p_∞ , 如图 1-5 所示。

在液体系统压力 p_l 下, 平的分界面平衡所必需的温度定义为饱和温度 T_s 。在系统温度 $T_g (= T_l)$ 下, 对应于温度 T_g , 设平的分界面的蒸气压为 p_∞ , 弯曲分界面的蒸气压为 p_g , 可以证明

$$p_g = p_\infty \exp\left(-\frac{2\sigma v_l M}{r^* RT}\right) \quad (1.2.2)$$

将式(1.1.6)代入上式得

$$p_g = p_\infty \exp\left(-\frac{2\sigma v_l}{r^* p_\infty v_g}\right) \approx p_\infty \left(1 - \frac{2\sigma v_l}{r^* p_\infty v_g}\right) \quad (1.2.3)$$

联立式(1.1.10A)和式(1.2.3)消去 p_g 得

$$p_\infty - p_l = \frac{2\sigma}{r^*} \left(1 + \frac{v_l}{v_g}\right) \quad (1.2.4)$$

为了计算相应于压差($p_\infty - p_l$)的液体过热度($T_g - T_s$), 可以在 $p = p_\infty$ (相应于 $T = T_g$) 和 $p = p_l$ (相应于 $T = T_s$) 范围内积分 Clausius - Clapeyron 方程(1.1.7), 得

$$\ln\left(\frac{p_\infty}{p_l}\right) = -\frac{h_{fg} M}{R} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_s}\right) = \frac{h_{fg} M}{RT_g T_s} (T_g - T_s) \quad (1.2.5)$$

将式(1.2.4)代入式(1.2.5), 并整理后得

$$\Delta T_s = T_g - T_s = \frac{RT_g T_s}{h_{fg} M} \ln\left[1 + \frac{2\sigma}{p_l r^*} \left(1 + \frac{v_l}{v_g}\right)\right] \quad (1.2.6)$$

通常 $v_g \gg v_l$, $\left(\frac{2\sigma}{p_l r^*}\right) \ll 1$, 则式(1.2.6)简化成:

$$\Delta T_s = \frac{RT_g T_s 2\sigma}{h_{fg} M p_l r^*} \approx \frac{2\sigma T_s v_g}{h_{fg} r^*} = \frac{T_s v_g}{h_{fg}} (p_g - p_l) \quad (1.2.7)$$

这样, 要使半径为 r^* 的气泡处于与液相平衡, 就必须使液相保持式(1.2.7)计算得到的过热

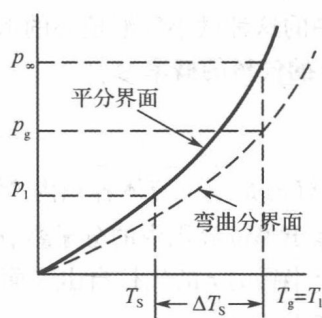


图 1-5 平的和弯曲的分界面饱和压力和饱和温度之间的关系

度。同样,在给定过热度 ΔT_s 的过热液体中,能够存在的平衡气泡的半径 r^* 为

$$r^* = \frac{2\sigma T_s v_g}{h_{fg} \Delta T_s} \quad (1.2.8)$$

1.3 气泡产生(成核)的条件

1.3.1 均相成核(泡化)

使液体均匀缓慢升温,并超过饱和温度。这样,液体便无扰动地渐入亚稳态。由式(1.2.8)可以看到,随过热度 ΔT_s 的增加,能够平衡存在的气泡尺寸(r^*)变小。当 r^* 接近分子大小时,在亚稳态液体中发生热波动,能量较大的活化分子就随机聚集在一起,形成暂时局部微小的低密度区。这些低密度区被认为是半径为 r^* 的气泡核心(气核)。在亚稳态液体中的这种微小气泡核心的形成过程称为“均相成核”。由分子热力学理论可得形成半径为 r 的气核的概率为

$$\frac{N(r)}{N_0} = \exp\left[-\frac{\Delta G(r)}{kT_g}\right] \quad (1.3.1)$$

式中, $N(r)$ 是单位液体容积内产生半径为 r 的气核数目; N_0 是常数,如果 $N(r)$ 较小,则 N_0 近似等于单位容积内的分子数; k 是 Boltzmann 常数 ($k = 1.38065 \times 10^{-23} \text{ J/K}$); $\Delta G(r)$ 是形成一个半径为 r 的气核自由表面所需要的能量(自由焓差),它等于气核表面张力能与体积膨胀功之和,即

$$\Delta G(r) = 4\pi r^2 \sigma - \frac{4}{3}\pi r^3 (p_g - p_l) \quad (1.3.2)$$

将式(1.1.10)代入上式得

$$\Delta G(r) = 4\pi r^2 \sigma \left(1 - \frac{2r}{3r^*}\right) \quad (1.3.3)$$

图 1-6 表示出自由焓差 $\Delta G(r)$ 随气核半径 r 的变化,当 $r = r^*$ 时,自由焓差 $\Delta G(r)$ 达到极大值 ΔG_m :

$$\Delta G_m = \Delta G(r^*) = \frac{4}{3}\pi r^{*2} \sigma \quad (1.3.4)$$

再将式(1.1.10)与上式联合,消去 r^* 得

$$\Delta G_m = \frac{16\pi\sigma^3}{3(p_g - p_l)^2} \quad (1.3.5)$$

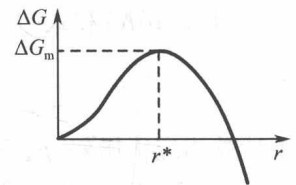


图 1-6 自由焓差 $\Delta G(r)$ 随气核半径 r 的变化

根据热力学第二定律,只有自由焓减小的过程才能自发进行,

所以只有半径 r 大于 r^* 的气泡核心才能在过热液体中进一步长大,而那些半径小于 r^* 的气核就会自行破灭。具有半径 r^* 的气核称为临界气核。如果又有一个分子与平衡气核相碰撞便将产生均匀的蒸气泡化。在温度为 T_g 的亚稳定液体中,泡化速率 $\frac{dn}{dt}$ 可以用单位体积内的平衡气核数 $N(r^*)$ 与碰撞频率 f 相乘得到:

$$\frac{dn}{dt} = f \cdot N(r^*) = f \cdot N_0 \exp\left[-\frac{\Delta G(r^*)}{kT_g}\right] = f \cdot N_0 \exp\left[-\frac{16\pi\sigma^3}{3kT_g(p_g - p_l)^2}\right] \quad (1.3.6)$$

从而得

$$p_g - p_l = \left[\frac{16\pi\sigma^3}{3kT_g \ln\left(f \cdot N_0 / \frac{dn}{dt}\right)} \right]^{1/2} \quad (1.3.7)$$

将式(1.3.7)代入式(1.2.7)得

$$\Delta T_s = \frac{T_s v_g}{h_{fg}} \left[\frac{16\pi\sigma^3}{3kT_g \ln\left(f \cdot N_0 / \frac{dn}{dt}\right)} \right]^{1/2} \quad (1.3.8)$$

碰撞频率 f 的表达式为

Westwater:

$$f = \frac{kT_g}{h} \quad (1.3.9)$$

Bernath:

$$f = \left(\frac{2\sigma}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (1.3.10)$$

其中, h 是 Planck 常数, $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$; m 是一个分子的质量。对于 $100 \text{ }^\circ\text{C}$ 的水, $f = (10^{12} \sim 10^{13}) \text{ s}^{-1}$ 。

Simpson 和 Walls 认为,要形成可见的泡化现象,要求泡化速率 $\frac{dn}{dt}$ 的值必须在 $(10^9 \sim 10^{13}) / (\text{m}^3 \cdot \text{s})$ 。对于大气压力下的水,相应于泡化速率 $10^{13} / (\text{m}^3 \cdot \text{s})$ 的液体温度为 $320.7 \text{ }^\circ\text{C}$,即过热度 $\Delta T_s = 220.7 \text{ }^\circ\text{C}$ 才形成可见的泡化。因此,理论上均相泡化所要求的过热度是相当大的,而实际上所观察到的过热度只不过 $10 \text{ }^\circ\text{C}$ 以下。造成这种巨大差别的原因主要是在液体中还存在着非均相泡化。

在高温高压液体突然泄漏或失压时,就会发生过热液体中的成核泡化现象,从而引起突发性的容积沸腾(闪蒸)。

1.3.2 非均相成核(泡化)

外来杂质(如不凝气体)和容器表面一般都可提供充足的气核作为气泡形成的核心。这种由现成的气核产生蒸气的过程叫作“非均相泡化”。液体中悬浮的不凝结气泡和容器壁面的伤痕或空穴处充满的气体与蒸气都是现成的气核。

1. 不凝结气体的影响

液体中含有不凝结气体形成气核时,力的平衡条件为

$$p_g + p_a - p_l = \frac{2\sigma}{r^*} \quad (1.3.11)$$

式中, p_a 是不凝结气体的分压力,Pa。这时方程(1.2.6)改变成:

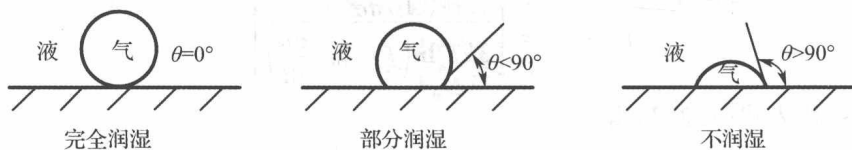
$$\Delta T_s = T_g - T_s = \frac{RT_g T_s}{h_{fg} M} \ln \left[1 + \left(\frac{2\sigma}{p_l r^*} - \frac{p_a}{p_l} \right) \left(1 + \frac{v_l}{v_g} \right) \right] \quad (1.3.12)$$

由上式可以看到,不凝结气体的存在,降低了为维持亚稳定平衡状态的半径为 r^* 的气泡所需要的过热度。

2. 介质与壁面接触角的影响(润湿特性的影响)

介质与壁面接触角 θ 定义为相界面与壁面间液相侧的夹角,如图 1-7 所示。

在均相泡化中,自由焓差 $\Delta G(r^*)$ 的计算是基于 $\theta = 0^\circ$ (即液体完全润湿表面)。实际


 图 1-7 接触角 θ

上, θ 一般不等于零。因此 $\Delta G(r^*)$ 应该考虑到 θ 的影响。考虑了 θ 之后, 自由焓差 $\Delta G_\theta(r^*)$ 将降低 ϕ 倍, 即

$$\Delta G_\theta(r^*) = \phi \Delta G(r^*) \quad (1.3.13)$$

Kast 和 Bankoff 指出, ϕ 是 θ 的函数:

$$\phi = \frac{1}{4}(2 - \cos\theta)(1 + \cos\theta)^2 \quad (1.3.14)$$

将式(1.3.13)代入式(1.3.6), 并按照式(1.3.8)的形式整理得到:

$$\Delta T_s = \frac{T_s v_g}{h_{fg}} \left[\frac{16\pi\sigma^3\phi}{3kT_g \ln(f \cdot N_0 / \frac{dn}{dt})} \right]^{1/2} \quad (1.3.15)$$

对于大多数固体-液体系统, $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$, 所以, $\phi = 1 \sim 0.5$ 。因此, 考虑了接触角 θ 的影响之后, 使 ΔT_s 的降低并不多, 尚不足以说明均相泡化与实际泡化之间 ΔT_s 的巨大差距。

3. 壁面上含气空穴(即气核)的影响

壁面含气空穴的存在, 使流体与壁面的“有效”接触角 θ' 增大, 从而使 ϕ 值和 ΔT_s 下降。对于一个二维锥形空穴, 如图 1-8 所示, 设锥角为 β , 则 θ' 为

$$\theta' = \theta + \frac{180^\circ - \beta}{2} \quad (1.3.16)$$

从而有

$$\phi = \frac{1}{4} \left[2 + \sin\left(\theta - \frac{\beta}{2}\right) \right] \left[1 - \sin\left(\theta - \frac{\beta}{2}\right) \right]^2 \quad (1.3.17)$$

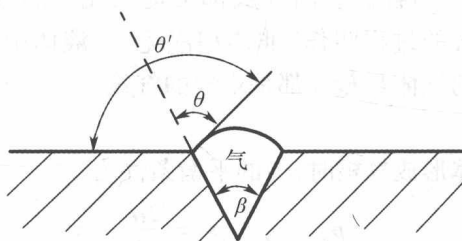


图 1-8 锥形空穴

1.4 加热壁面上气泡的生成

1.4.1 含气空穴存在的条件

在实际的沸腾系统中, 壁面附近的液体只要有几度或十几度的过热度就能在壁面上产生气泡。这主要是因为, 在加热壁面上存在着各种大小的含气空穴(即活性泡化发源点)。

含气空穴提供了较大的平衡半径 r^* 的泡化核心,从而使产生气泡所要求的过热度 ΔT_s 大大降低。含气空穴存在的条件是:当液体涌入空穴时,应能使部分气体残留于空穴中;当液体退出空穴时,不应残留部分液体,以免把气体完全挤出空穴。对于夹角为 β 的锥形空穴,其成为含气空穴的条件是

$$\begin{cases} \theta > \beta, & \text{液体涌入} \\ \theta > 180^\circ - \beta, & \text{液体退出} \end{cases} \quad (1.4.1)$$

如图 1-9 所示。对于 $\theta > \beta$ 的情形,当液体涌入时,液相前沿在到达空穴底部之前已先碰到了空穴的另一壁面,从而就有一部分气体被封存在空穴内;对于 $\theta > 180^\circ - \beta$ 的情形,当液体退出时,液相后沿在离开空穴底部之后,空穴内仍然存有部分气体。含气空穴起泡化核心的作用。

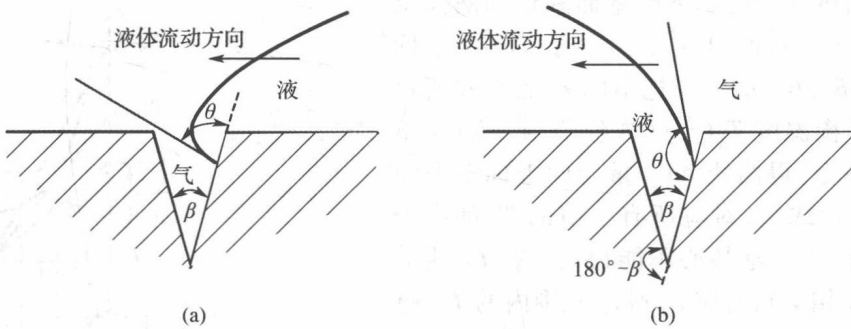


图 1-9 含气空穴存在的条件
(a) 液体涌入; (b) 液体退出

1.4.2 含气空穴气泡的生长过程和长大的条件

图 1-10 表示出气泡从含气空穴的生长过程。当气泡长出空穴并穿入液体中时,随着距离壁面的距离 y 的增加,气泡半径 r_y 首先减小到最小值 r_c (相应于 y_2),而后又逐渐增加。与 y 相对应的气泡平衡过热度 $\Delta T_s(y) (= T_g - T_s)$ 首先是随 y 的增加而增加到极大值 $\Delta T_s(r_c)$,而后又逐渐降低。

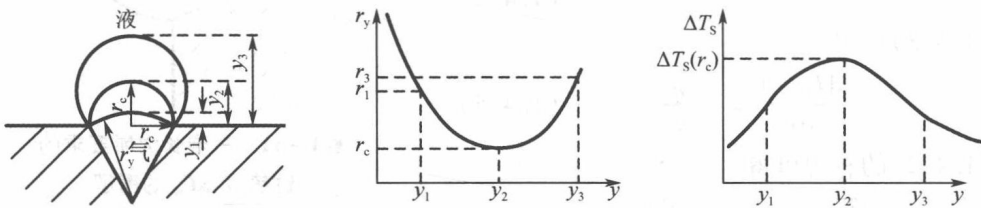


图 1-10 锥形空穴气泡的生长过程

Y. Y. Hsu 认为,对于半径为 r_c 的半球形气泡(相当于 $\theta = 90^\circ$),当气泡顶部液体温度 $T_1(r_c)$ 超过气泡 r_c 保持平衡所需要的温度 $T_g(r_c)$ (方程 (1.2.6) 或 (1.2.7)) 时,半径为 r_c 的气泡就会长大,即

$$T_1(y = r_c) \geq T_g(r_c) = \frac{2\sigma T_s v_g}{h_{fg} r_c} + T_s \quad (1.4.2)$$

1.4.3 气泡开始长大所要求的壁面过热度 $\Delta T_w (= T_w - T_s)$

随着表面热流密度 q 的增加,壁表面温度 T_w 将超过饱和温度 T_s 。下面推导当 T_w 超过 T_s 到什么程度(即 ΔT_w 为多大)气泡才开始长大。

在加热壁面附近存在着厚度为 δ 的液体过热边界层,其内的液体温度 $T_1(y)$ 一般随距离 y 的增加而减小,到 $y = \delta$ 时, $T_1(\delta) = T_{1\infty}$,而在壁面上, $y = 0, T_1(0) = T_w$ 。在很薄的 δ 范围内,可以将热边界层内液体温度 $T_1(y)$ 的分布近似看成线性的,即

$$T_1(y) = T_w - (T_w - T_{1\infty}) \frac{y}{\delta} = T_w - \frac{q}{k_1} y \quad (1.4.3)$$

式中, k_1 是液体的热导率, $W/(m \cdot ^\circ C)$ 。

将不同热流密度 q 下的壁面附近的液体温度分布 $T_1(y)$ (方程(1.4.3)) 绘于 $T_1 - y$ 坐标上,得直线 B_1, B_2, B_3 。再把不同 r_c 的空穴所对应的气泡平衡温度 $T_g(r_c)$ (方程(1.4.2)) 绘于 $T_g - r_c$ 坐标上,得曲线 AA 。重合两坐标系得图 1-11。在 B_1 线上,对应所有 y 值的 T_1 都小于 T_g ,因而壁面上气泡核心不能长大。在 B_3 线上(与曲线 AA 相交),对应 r_{c1} 到 r_{c3} 范围内的 $T_1(y)$ 都满足不等式(1.4.2),即半径为 r_{cmin} 到 r_{cmax} 范围内的所有空穴都能使气泡长大。 B_2 线恰好与曲线 AA 相切,这时,只有半径为 r_{c2} 的空穴能够使气泡核心长大,小于或大于 r_{c2} 的空穴都不能使气泡核心长大成气泡。因此,切点 C 就是气泡开始长大(即泡核沸腾开始)的条件:

$$\begin{cases} T_1(y) = T_g(r_c) & (\text{相交条件}) \\ \frac{dT_1(y)}{dy} = \frac{dT_g(r_c)}{dr_c} & (\text{相切条件}) \end{cases} \quad (1.4.4)$$

由式(1.4.3)可得

$$\frac{dT_1(y)}{dy} = - \frac{q}{k_1} \quad (1.4.5)$$

由式(1.4.2)的右边可得

$$\frac{dT_g(r_c)}{dr_c} = - \frac{2\sigma T_s v_g}{h_{fg} r_c^2} \quad (1.4.6)$$

将式(1.4.5)和(1.4.6)代入式(1.4.4)可得气泡开始长大的空穴半径 r_{c2} (即临界半径)的表达式:

$$r_{c2} = \left(\frac{2\sigma T_s v_g k_1}{qh_{fg}} \right)^{1/2} \quad (1.4.7)$$

在切点 C 处, $y = r_c = r_{c2}$, 则式(1.4.3)和式(1.4.2)的右边变成:

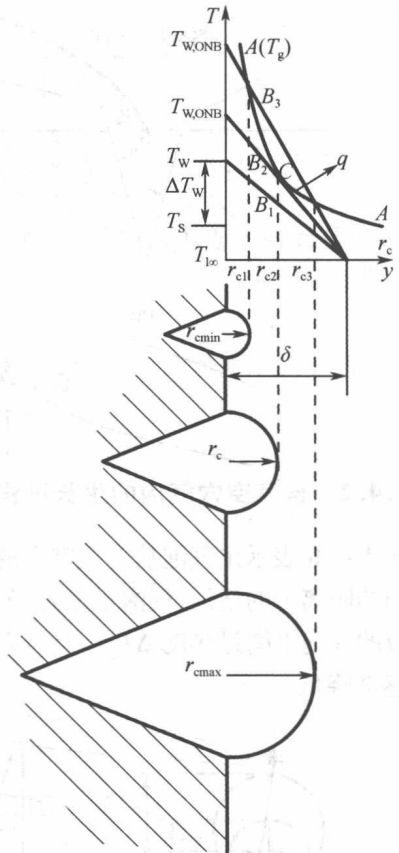


图 1-11 气泡长大所要求的过热度 ΔT_w 的图解