

# 数值研究“二次成核”在喷雾冷却中的作用

王亚青,刘明侯,刘东,徐侃

(中国科学技术大学热科学与能源工程系,安徽合肥 230027)

**摘要:**基于喷雾冷却换热原理和气泡-液滴动力学基本知识,对有气泡产生的换热表面进行数值研究,重点考察“二次成核”在整个换热过程中的作用,成核系数 $\alpha$ 和成核范围系数 $\beta$ 变化对换热的影响.研究表明,随着成核系数 $\alpha$ 增大,换热效果增强,当 $\alpha > 6$ 时,增强效果已不明显;成核范围系数 $\beta = 8$ 为极值位置,增大或者减少都会使换热效果减弱.通过 $\alpha = 6, \beta = 3, 5, 8, 10$ 的各种情况下的换热量计算,并与Cho, Ponzel提出的经验公式结果进行比较,发现在 $\beta = 8$ 的时,计算结果与经验公式结果符合最好,由此可以得出 $\alpha, \beta$ 的最佳值分别为6, 8.

**关键词:**二次成核;成核系数;成核范围;气泡动力学

**中图分类号:**TK124      **文献标识码:**A

## Numerical study on the effect of secondary nucleation on spray cooling

WANG Ya-qing, LIU Ming-hou, LIU Dong, XU Kan

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

**Abstract:** Based on the fundamental principle of spray cooling and bubble-droplet dynamics, a numerical method was developed to study the heat transfer characteristics of heated surfaces with bubbles on them, and the effect of secondary nucleation, secondary nucleation coefficient ( $\alpha$ ) and secondary nuclei range coefficient ( $\beta$ ) on spray cooling was specially studied. The results indicate that increasing the secondary nucleation ( $\alpha$ ) could result in a rise of the heat flux, but the heat flux does not increase obviously any more when  $\alpha$  is greater than 6. The extreme point is reached when  $\beta$  equals 8, and increasing or reducing the  $\beta$  could weaken heat transfer. Compared with the results of Cho, Ponzel, for the cases of  $\alpha = 6, \beta = 3, 5, 8, 10$ , it was found that  $\beta = 8$  can achieve the best result. Therefore, the prime  $\alpha, \beta$  are 6 and 8.

**Key words:** secondary nucleation; secondary nucleation coefficient; secondary nuclei range; bubble dynamics

## 0 引言

喷雾冷却是把冷却介质雾化后喷淋到发热固体表面,在热表面进行单相和两相换热以带走热量的冷却方式.其最先主要运用在机械加工、能源、化工

等领域.近年来,随着一些大功率高热流密度电子元件的出现,传统冷却方式已无法满足该类电子元件的散热需求,发展新型冷却技术迫在眉睫<sup>[1,2]</sup>.喷雾冷却技术有着传热温差小,换热系数高,且不存在沸腾滞后效应等独特优点,在高热流密度电子元件

收稿日期:2008-02-29;修回日期:2008-05-22

基金项目:中国高技术研究发展(863)计划(2007AA05Z236)资助.

作者简介:王亚青,男,1983年生,博士生.研究方向:传热与传质. E-mail: wangyq05@mail.ustc.edu.cn

通讯作者:刘明侯,博士. E-mail: mhliu@ustc.edu.cn

冷却方面又有着很大的发展前景<sup>[3~7]</sup>.

上世纪 70 年代,研究者已开始从事喷雾冷却的研究.实验发现,用水作为冷却介质,临界热流密度可达  $1\ 000\ \text{W}/\text{cm}^2$ ;冷却介质为甲醇,碳氟类化合物(FC-72,FC-87)和  $\text{LN}_2$  时,临界热流密度分别可达  $490\ \text{W}/\text{cm}^2$ ,  $90\ \text{W}/\text{cm}^2$  和  $160\ \text{W}/\text{cm}^2$ .可见,这些介质喷雾冷却换热能力远远超过普通池内沸腾的换热情况(水,甲醇,碳氟类化合物,  $\text{LN}_2$  池内沸腾临界热流密度分别是  $120\ \text{W}/\text{cm}^2$ ,  $50\ \text{W}/\text{cm}^2$ ,  $20\sim 30\ \text{W}/\text{cm}^2$  和  $16\ \text{W}/\text{cm}^2$  左右)<sup>[3~5]</sup>.Chen 等<sup>[6~8]</sup>通过实验研究了影响喷雾换热性能的一些参数如液滴粒径、喷射速度等,发现喷雾冷却过程受单相强迫对流换热、液膜表面蒸发、热表面核态沸腾及“二次成核”引起的核态沸腾四个机理共同作用.受现阶段测量水平的限制,以上机理通过实验很难完全证实,这样数值研究显得尤为重要.目前关于喷雾冷却的数值研究方法主要是将池内沸腾换热模型直接运用到喷雾冷却中计算,且数值研究较实验研究少很多.Selvam 等<sup>[9]</sup>另辟捷径,运用“level set”方法直接求解 N-S 方程对喷雾过程中液膜内部传热进行数值模拟,得到了不同液膜厚度下的换热情况,分析了液膜在整个喷雾冷却中的重要性.喷雾冷却中另一个换热机理——“二次成核”在喷雾换热中的重要性很多研究者都有阐述,但通过实验很难观测到“二次成核”中某些具体性质对换热的影响,比如“二次成核”的数目,分布情况等<sup>[7]</sup>.目前关于“二次成核”的理论无论是实验还是数值研究都比较少.

本文主要从一些公认的换热机理出发,运用气泡-液滴动力学基本知识对喷雾冷却进行数值计算,重点考察“二次成核”对喷雾冷却的影响.

## 1 换热机理

### 1.1 无沸腾区(no boiling)换热机理

喷雾冷却中依据热表面温度的不同将其分为:无沸腾区(no boiling)和沸腾区(boiling).图 1 为一典型的喷雾冷却曲线,从中可看出在无沸腾区,热流密度和壁面温度之间基本成线性关系.换热以单相强迫对流为主,同时伴有液膜蒸发.喷淋到热表面上的液滴因不能及时蒸发而形成了一层薄膜,在液滴冲击力作用下,液膜不断向热表面两侧流动.喷射速度愈大,移动愈快,换热效果愈好.强迫对流与液膜蒸发换热贯穿喷雾冷却始终.Rini<sup>[7]</sup>研究表明,在整个喷雾冷却中沸腾换热大约占据了总换热量的

35%~65%,剩下热量主要由强迫对流带走.

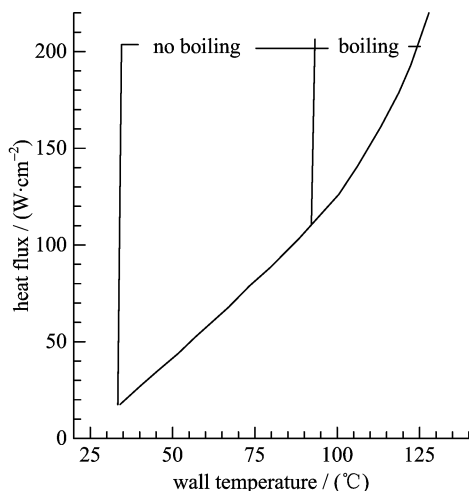


图 1 典型的喷雾冷曲线(水)

Fig. 1 Typical spray cooling curve(water)

### 1.2 沸腾区(boiling)换热机理

由图 1 可见,当散热表面温度接近或高于工质沸点温度时,曲线斜率明显变大,此时换热进入沸腾区.因散热面(电子元件表面)温度一般低于冷却介质 Leidenfrost 温度,沸腾为核态沸腾.如前所述,此区域的换热主要由强迫对流换热、液膜蒸发、核态沸腾和因“二次成核”引起的核态沸腾换热共同作用<sup>[7,8]</sup>,如图 2 所示.

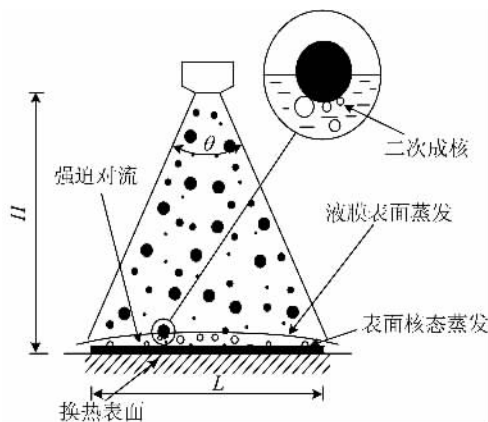


图 2 喷雾冷却机理图

Fig. 2 Heat transfer mechanism in spray cooling

## 2 计算模型

### 2.1 液滴的粒径大小和数目分布

液滴运动状况是影响喷雾系统换热性能的重要参数之一.对于机械雾化喷嘴,液滴粒径、喷嘴口径及周围介质有着以下关系<sup>[10]</sup>

$$\frac{d_{32}}{d_0} = 3.07 \left( \frac{\rho_a^{0.5} \Delta p d_0^{1.5}}{\sigma^{0.5} \mu_f} \right)^{-0.259} \quad (1)$$

其中,  $d_{32}$  为液滴撒特直径,  $\rho_a$  为空气密度,  $\Delta p$  喷嘴内外压差,  $d_0$  为喷嘴口径,  $\sigma$  表示液体表面张力,  $\mu_f$  为液体粘度. 为简化计算, 假定雾化后液滴粒径大小均匀, 位置分布随机. 雾化后液滴粒径用平均直径  $d_1$  来描述, 依据 Lefebvre<sup>[11]</sup> 给出的 Rosin-Rammler 分布中平均直径与撒特直径关联式

$$d_1 = 1.272 d_{32} \left( 1 - \frac{1}{s} \right)^{1/s} \quad (2)$$

其中,  $s=3.5$ ; 联合式(1), (2)可得到撒特直径, 平均直径的值.

喷雾冷却中喷嘴高度, 雾化角非常重要, 直接影响换热效果. Mudawar<sup>[10]</sup> 实验发现在冷却表面为方形时, 喷射锥形底圆刚好和热表面内切时, 喷嘴所有流量都作用于散热表面, 冷却效果最佳. 但工程实际中很难做到这一点(图2), 即只是其中一部分, 而非所有流量  $Q$  都能直接用于喷雾冷却换热. 直接参与换热的冷却介质质量称之为有效流量, 用  $Q_i$  表示. 喷嘴高度为  $H$ , 雾化角度为  $\theta$  时, 有效流量  $Q_i$  和总流量  $Q$  之间有以下关系<sup>[8]</sup>

$$\frac{Q_i}{Q} = \frac{1}{1 - \cos \frac{\theta}{2}} \left[ 1 - \frac{1}{((1 + (L/2H)^2)^{1/2})} \right] \quad (3)$$

其中,  $L$  为换热面的长度. 如冷却介质流量为  $Q_i$ , 联立方程(2), 则液滴总数  $n$  为

$$n = \frac{6Q_i}{\pi d_1^3} \quad (4)$$

## 2.2 气泡半径随时间变化关系

Rini<sup>[7]</sup> 在对池内沸腾和喷雾冷却中气泡的成长过程观察后发现, 两者气泡生长规律非常相似. 因此, 本文计算中, 采用池内沸腾气泡直径随时间的变化关系来模拟喷雾冷却中气泡生长过程<sup>[12]</sup>

$$R(t) = 2 \frac{(T_\infty - T_{\text{sat}})}{\rho_v h_{fg}} \sqrt{\frac{3\rho_l c_{pl} k_l t}{\pi}} \quad (5)$$

其中,  $T_\infty$  为热表面平均温度;  $T_{\text{sat}}$  为介质饱和温度;  $\rho_l$  为液体密度;  $\rho_v$  为气化后介质密度;  $c_{pl}$  为液体比热容;  $k_l$  为液体热导率;  $h_{fg}$  为冷却介质气化潜热.

## 2.3 二次成核模型

喷雾中液滴喷射速度大, 可直接穿透液膜到达换热面. 实验发现, 在液滴经过的区域常有气泡产生, 即“二次成核”. 这主要因为液滴表面经常会附着一些气体, 在液膜内部或换热表面形成气化核心, 并在一定的条件下成长为气泡. 每个液滴所携带的

“二次核心”数目以及其在液滴表面的分布情况直接影响着换热, Esmailzadeh<sup>[13]</sup> 实验发现一个液滴携带的“二次核心”数目往往多于一个, 且其在液滴表面的分布是随机的. 用成核系数  $\alpha$  (即单位液滴所携带的气化核心数目) 和成核范围系数  $\beta$  (核心和液滴之间的距离与液滴半径的比值) 来表示“二次成核”对换热的影响.  $\alpha, \beta$  的不同主要表示壁面换热状况的差异. 一般认为, 表面温度愈高,  $\alpha, \beta$  值愈大, 壁面捕捉核心的能力愈强. 但换热性能受到很多因素的共同制约, 不能单以  $\alpha, \beta$  判断换热性能的好坏. 在表面温度一定的情况下, 通常有个最佳的  $\alpha, \beta$  值, 可表征换热状况. 本文通过数值计算, 得到了当壁面温度为  $66^\circ\text{C}$  时的最佳  $\alpha, \beta$  值. 计算中认为每个液滴均带有  $\alpha$  个“二次成核”的气化核心, 如达到成核条件均可发展成气泡. 二次核心与液滴的距离即  $R_{nd}$  由下式计算:

$$R_{nd} = \beta \times r_{dp} \quad (6)$$

其中,  $\beta(\geq 1)$  为成核范围系数,  $r_{dp}$  为液滴半径<sup>[7]</sup>.

## 2.4 固定气化核心模型<sup>[7]</sup>

喷雾冷却中气泡除了由“二次成核”产生之外, 和池内沸腾相似, 换热面上一些凹凸不平的地方会因残留气体存在而产生气泡. 一般认为固体表面凹凸地方越多越利于气泡产生. 由于热表面面积有限, 可产生气泡数量亦有限. 对于本文研究的散热面 ( $15 \times 15 \text{ mm}^2$ ), 表面凹凸不平处产生的气化核心预计在数百个左右. 喷雾冷却中, 液滴数量很大(一般几十万), 且每个液滴可携带多个“二次核心”, 因而二次成核数目远远比热表面凹凸处产生的气化核心数目大. Rini<sup>[7]</sup> 的研究结果表明, 表面 ( $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) 凹凸不平处产生的气化核心数目从  $0 \sim 1000$  变化对最终喷雾换热性能影响很小. 作为机理研究, 本文假定热表面可以产生 500 个气化核心, 且位置随机. 并非每个气化核心最终都可成长为气泡, 因为气泡的生成除了与气化核心有关外, 还和表面温度有关. 另外, 两个靠得很近的气化核心也很难同时产生气泡. 因此计算中认为只有当两个核心的位置满足一定关系才可成长为气泡, 即

$$\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \geq h \quad (7)$$

其中,  $(x_1, y_1), (x_2, y_2)$  分别为壁面上两气化核心的坐标,  $h$  为允许产生气泡的最小距离. 同样, 若气化核心与处于成长期的气泡距离很小, 此核心也很难成长为气泡. 计算中假定, 气泡和气化核心的距离小于等于气泡半径时, 在气泡没破碎前此核心不可能

成长成新的气泡. 图 3 中核心 1 可成长为气泡, 而核心 2 因为和气泡 2 的距离太近则不能成长为气泡.

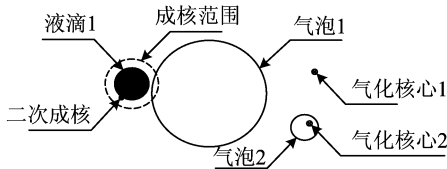


图 3 气泡, 液滴, 气化核心之间关系图

Fig. 3 Relation of bubble, droplet and nuclei

## 2.5 气泡-液滴动力学模型

喷雾冷却中气泡按照式(5)给出的关系不断变大. 同时, 如果高速射入的液滴接触到正处于成长中的气泡, 则气泡可能会被撞碎. 因此, 气泡和液滴之间关系特别重要, 直接影响着计算结果. 一般认为当气泡和液滴之间距离小于某一临界值时, 气泡就将被撞碎(图 4), 即

$$R_{DP} = \gamma \times r_{dp} \leq l \quad (8)$$

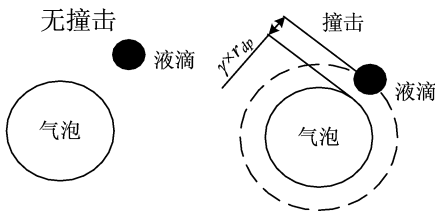


图 4 液滴撞击气泡模型

Fig. 4 Model of droplet puncturing bubble

其中,  $R_{DP}$  代表液滴和气泡之间距离;  $\gamma$  为气泡破碎系数, 主要和喷射角度、喷射速度有关;  $r_{dp}$  为液滴半径;  $l$  为气泡和液滴之间临界距离. 气泡在成长过程中需要不断地吸收热量, 致使壁面温度下降. 气泡破碎后, 只有经过一个等待时间  $\tau_w$  后, 才可能有新的气泡产生.  $\tau_w$  定义为相同区域前一个气泡离开到后一个气泡产生之间的时间间隔. 根据已有实验, 本文计算中选用  $\tau_w$  为  $0.7e-3s$ <sup>[7]</sup>.

两气泡之间距离等于或小于其半径之和时, 将会接触碰撞. 气泡接触的结果可能是气泡因相互撞击而破碎, 或气泡互相黏附在一起. 试验观察发现: 在多数情况下, 两个气泡碰撞后会重新聚合成一个新气泡. 因此, 在本文计算中, 如两气泡发生了相互接触, 认为其将聚合成一个新的气泡并且其体积为聚合前两气泡体积之和, 如图 5 所示. 即

$$V_n = V_1 + V_2 \Rightarrow d_{bn}^3 = d_1^3 + d_2^3 \Rightarrow d_{bn} = \sqrt[3]{d_1^3 + d_2^3} \quad (9)$$

其中,  $d_1, d_2, d_{bn}$  分别表示聚合前后的气泡直径, 如

果聚合后气泡的直径小于允许的最大气泡直径则其依然会按照公式(5)的关系继续成长, 直到被液滴戳破或者超过其最大允许直径自动脱离壁面而破碎.

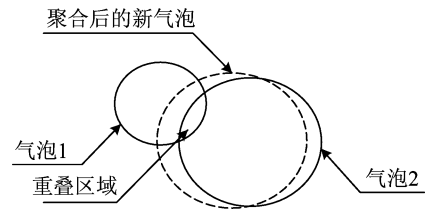


图 5 气泡聚合模型

Fig. 5 Model of bubble merging

## 2.6 换热模型

本文主要关注核态沸腾下气泡的产生、破碎所带走的热量, 忽略强迫对流、液膜表面蒸发. 因此, 气泡数目, 大小直接影响换热效果. 计算中, 当系统平衡时开始收集数据. 所谓平衡是指系统参数已不随时间变化. 总热流  $q_N$  由下式计算

$$q_N = (\rho_v \times V_r \times h_{lv}) / t_{collecttime} \quad (10)$$

其中,  $\rho_v$  为蒸汽密度;  $V_r$  为破碎和自由脱离壁面的气泡总体积;  $h_{lv}$  为气化潜热;  $t_{collecttime}$  为平衡态和计算结束之间时间间隔.

## 3 计算方法

本文计算时间步长  $\Delta t = 0.01 \text{ ms}$ , 每个时间步内有  $\Delta t \times n$  个液滴喷入换热面, 液滴喷入位置随机, 忽略液滴之间相互作用. 每个液滴均带有“二次成核”的气化核心, 核心在液滴表面随机分布. 核心数目及核心与液滴之间距离在每次计算中固定. 具体计算步骤如下:

(I) 固定表面气化核心及“二次成核”的气化核心, 如满足条件则可产生气泡.

(II) 气泡将依照式(5)给出的关系不断成长.

(III) 如果两气泡之间距离小于其半径之和时, 将会聚合成新的气泡, 半径将依照式(9)计算获得, 位置为聚合前两气泡中间位置.

(IV) 气泡体积如超过允许的最大值, 将会自动离开换热面, 其体积将被记录下来用于换热量的计算.

(V) 每个时间步长内液滴随机产生, 如果液滴和气泡的距离满足式(8), 气泡将被撞碎, 其体积将被记录用于换热量的计算, 同时标记的还有破碎/剩余气泡的数目, 位置, 大小等. 此时, 液滴携带的“二

次成核”将会被激活回到步骤 1 进行计算直到结束。

## 4 计算结果及讨论

计算中采用的冷却介质为饱和的 FC-72, 流量为 1.85 mL/s, 换热面积为  $15 \times 15 \text{ mm}^2$ , 换热表面温度为  $66 \text{ }^\circ\text{C}$ . 其中  $h = 150 \times 10^{-6} \text{ m}$ ,  $\gamma = 1$ ,  $\tau_w = 0.7e-3 \text{ s}$ . 采用机械雾化喷嘴, 且其与换热面的垂直距离  $H = 30 \text{ mm}$ , 喷嘴雾化角度  $\theta = 60^\circ$ , 喷嘴口径  $d_0 = 0.41 \text{ mm}$ , 压差  $\Delta P = 6 \text{ bar}$ .

### 4.1 成核系数对换热的影响

为考察二次成核系数  $\alpha$  对换热的影响, 首先固定成核范围系数  $\beta$  值, 即成核周围环境相同情况下考察成核数目对换热性能影响. 令  $\beta = 1$ , 图 6, 7 为  $\alpha$  值等于 1, 2, 5, 8 和 12 时的换热结果.

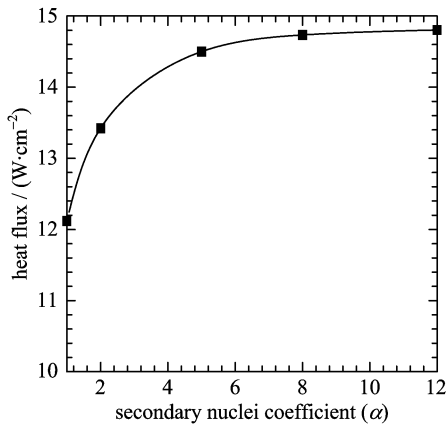


图 6 热流与成核系数的关系

Fig. 6 Heat flux vs secondary nuclei coefficient ( $\alpha$ )

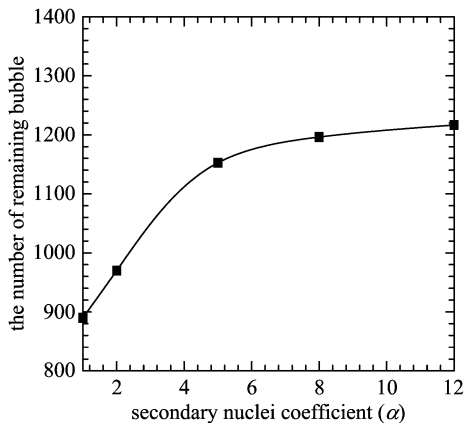


图 7 剩余气泡数目与换热系数的关系

Fig. 7 The number of remaining bubbles vs secondary nuclei coefficient ( $\alpha$ )

从图 7 可以看出, 成核系数变大, 热流随之增加. 但当  $\alpha = 6$  以后, 增加越来越缓慢. 成核系数增

大, 意味着液滴所携带的“二次核心”数目增加, 产生的气泡数目也会增加, 则换热增强. 但是, 由于热表面上产生的气泡数目有限, 故成核数目增大到一定程度以后, 气泡数目不再增加, 而是趋于平衡, 热流也不再增大. 图 7, 图 8 也可说明这一点, 随着  $\alpha$  的增加, 热表面的剩余气泡数目以及被撞碎的气泡数目也随之增大, 但最后逐渐趋于平衡.

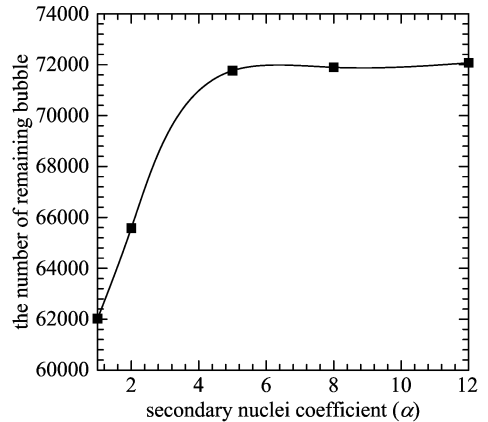


图 8 破碎气泡数目与成核系数的关系

Fig. 8 The number of punctured bubble vs secondary nuclei coefficient ( $\alpha$ )

图 9 表明, 随着  $\alpha$  的增加, 剩余气泡和破碎气泡的半径均逐渐减小, 最后基本趋于恒定. 这主要因为随着  $\alpha$  的增加气泡数目变大, 在热表面面积一定的情况下, 则半径减小, 而最终气泡的数目趋于恒定其半径不再变化. 通过图 8, 图 9, 图 10 可以看出在表面温度为  $66 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\alpha = 6$  时, 表示换热性能的各种参数随  $\alpha$  的增加已经不是很明显, 可以认为 6 为此温度下  $\alpha$  的最佳值.

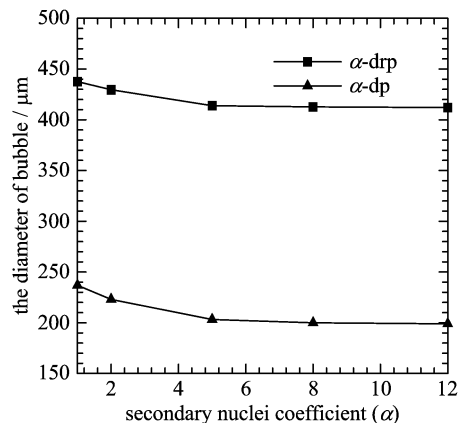


图 9 破碎/剩余气泡直径与成核系数的关系

Fig. 9 The diameter of bubble vs secondary nuclei coefficient ( $\alpha$ )

## 4.2 成核范围对换热的影响

关于成核范围对热流的影响, Rini<sup>[7]</sup> 研究发现, 在  $\alpha=1$  时, 改变不同  $\beta$  值, 当  $\beta=1$  时热流最大. 主要因每个液滴带一个“二次核心”, 且“二次核心”只附着在液滴外表面, 液滴所携带的核心可以不受周围环境的影响而自由地成长为新气泡. 前面数值结果表明, 最佳成核系数为 6, 因而本文主要研究  $\alpha=6$  时, 不同的成核范围  $\beta$  对换热的影响.

从图 10 可以看出, 随着成核范围变大, 热流不断增加, 当  $\beta=8$  时达到最大. 这主要因为当  $\alpha, \beta$  均大于 1 时, 一些核心因为周围气泡或者其他气化核心的影响无法满足其成长条件, 但是更多的核心还是可以成长为气泡, 从而换热效果变好;  $\beta$  越大, 核心的分布范围越广, 核心之间的间距也越大, 从而更容易生成气泡; 但当  $\beta$  达到一定值以后, 不同液滴所携带的气化核心会出现一些重叠和交叉, 这样互相影响很强烈致使核心的成长率下降. 图 11 表面随着  $\beta$  的增加, 气泡半径不断减小, 当  $\beta=8$  时达到最小. 随后, 气泡半径又随  $\beta$  的增加慢慢地变大. 由此可以说明气泡的数目先是不变的变大后又逐渐的减小. 结合图 10, 11 可以认为在表面温度为  $66\text{ }^{\circ}\text{C}$  时,  $\beta$  最佳值为 8.

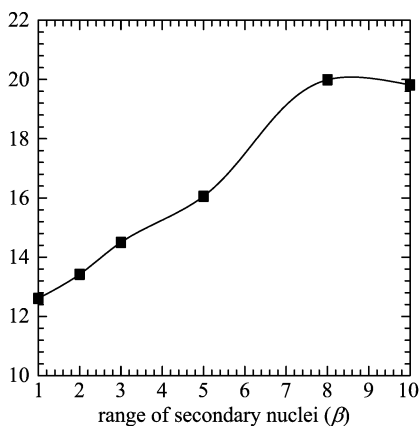


图 10 热流随成核范围系数变化

Fig. 10 Heat flux vs range of secondary nuclei ( $\beta$ )

## 5 与实验结果比较

计算中  $T_w=66\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 高于冷却介质沸点温度, 故采用 Cho, Ponzel<sup>[14]</sup> 根据实验结果拟合的喷雾冷却中核态沸腾下热流计算关系式, 即

$$\frac{qH}{\mu_f h_{fg}} = 93.8 We_{d32}^{0.43} \left( \frac{C_{pf} \Delta T}{h_{fg}} \right)^{0.98} \quad (11)$$

其中,  $We_{d32} = \rho_f (2\Delta p / \rho_f) d_{32} / \sigma$ ;  $C_p, h_{fg}, \Delta T, H$  分别

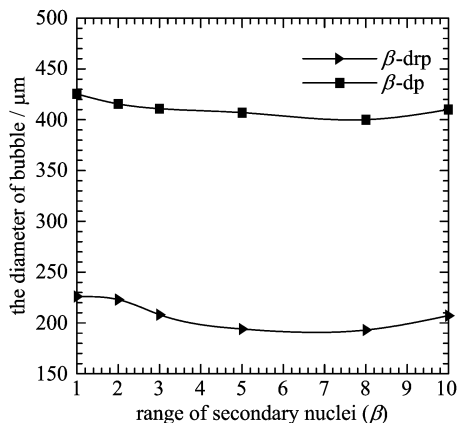


图 11 气泡直径随成核范围系数变化

Fig. 11 The diameter of bubble vs range of secondary nuclei ( $\beta$ )

为冷却介质的比热, 气化潜热, 过热度及喷嘴与换热面的高度. 计算中只考虑沸腾区内气泡破碎带走的热量, 总换热量采用 Rini 的研究成果, 即认为两相换热占据整个换热量的  $35\% \sim 65\%$ <sup>[7]</sup>. 本文主要比较在最佳  $\alpha$  值时, 不同  $\beta$  时的换热情况, 同时还与不考虑“二次成核”时的换热情况进行比较.

从表 1 中比较可以看出, 如果不考虑“二次成核”( $\alpha=0$ ), 数值计算结果与公式计算相差很大. 由此可见, “二次成核”在喷雾强化换热中的重要性. 当  $\alpha=6$ , 成核范围  $\beta=8, 10$  时, 计算结果与实验拟合经验公式符合得较好. 如果考虑到拟合经验公式中  $10\% \sim 15\%$  的误差, 则成核范围系数在 3, 5 时的数值模拟结果也勉强可以. 由前面分析可知, 液膜蒸发还带走一小部分热量, 但文中没有考虑, 所以整体计算结果偏小. 综合考虑以上原因, 在  $\beta=8$  时, 计算结果与经验公式符合得最好, 这与前面成核范围对换热影响数值结论一致. 通过与实验比较结果可以看出, 本文数值研究中建立的模型是正确的. 同时, 数值模拟中选择合适的成核系数和成核范围系数对正确模拟“二次成核”在喷雾冷却中的作用很关键. 数值模拟对实验中很难观察到的一些现象及其对换热的影响进行了描述, 对指导实验, 理解换热机理很有帮助.

## 6 结论

基于喷雾冷却换热原理和气泡-液滴动力学基本知识, 对喷雾冷却进行数值计算, 主要研究二次成核对换热的影响. 研究表明, 随着成核系数增加, 换热量变大; 气泡数量增加, 半径变小, 但最终均

表1 模拟结果与经验公式结果的比较

Tab. 1 Simulation results vs empirical formula results<sup>[14]</sup>

成核系数 $\alpha$	成核范围系数 $\beta$	计算结果 ÷ (35%~65%) /(W · cm <sup>-2</sup> )	实验拟合公式结果 /(W · cm <sup>-2</sup> )	考虑误差后的结果 /(W · cm <sup>-2</sup> )
6	3	25.3~44.4	51.2	43.5~58.8
	5	27.7~48.8		
	8	38.7~60.1		
	10	35.5~57.5		
0		8.4~15.4		

趋于平衡。表面温度为66℃时,成核系数 $\alpha$ 最佳值为6。不但成核系数影响换热,成核范围同样影响换热。研究发现成核系数大于1时,随着成核范围增加换热不断增强。当其增加到一定值时,热流出现下降趋势。数值计算发现在壁面温度为66℃时,成核范围系数 $\beta$ 最佳值为8。通过与经验公式结果比较发现,在 $\alpha=6, \beta=8$ 时,本文模型的数值计算结果与实验符合较好。建立的模型能合理预测“二次成核”对喷雾冷却的影响。

#### 参考文献(References)

- [1] Liu Dong, Liu Ming-hou, Xu Kan, et al. Experimental and numerical study on the performances of mini-channel heat sinks[J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2009, 39(1): 57-62.  
刘东,刘明侯,徐侃,等.微细槽道散热器性能实验和数值研究[J].中国科学技术大学学报,2009,39(1): 57-62.
- [2] Xu Kan, Liu Ming-hou, Liu Dong, et al. Study on mini-channel structured radiator filled with porous media [J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2009, 39(1): 63-68.  
徐侃,刘明侯,刘东,等.多孔介质填充的小槽道散热器性能研究[J].中国科学技术大学学报,2009,39(1): 63-68.
- [3] Chow L C, Sehmey M S, Pais M R. High heat flux spray cooling [J]. Annul Rev Heat Transfer, 1997, 8: 291-318.
- [4] Mudwar I, Estes K A. Optimizing and predicting CHF in spray cooling of a square surface [J]. International Journal of Heat Transfer, 1996, 111: 672-679.
- [5] Lin L, Ponapean R. Heat transfer characteristics of spray cooling in a closed loop [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46: 3 737-3 746.
- [6] Chen R H, Chow L C, Jose E. Navedo. Effects of spray characteristics on critical heat flux in sub cooled water spray cooling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45: 4 033-4 043.
- [7] Rini D P. Computer simulation of a spray cooling system with fc-72 [D]. School of Mechanical, Materials and Aerospace Engineering in the College of Engineering and Computer Science at the University of Central Florida, 2001.
- [8] Chen R H, Tan D S, Lin K C, et al. Droplet and Bubble Dynamics in Saturated FC-72 Spray Cooling [C] // Proceedings of 2005 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Orlando, Florida USA, 2005: IMECE2005-80456.
- [9] Selvam R P, Ponnappan R. Numerical modeling of nucleation boiling in thin film and effect of droplet impact [C] // Proceedings of 15th Annual Thermal & Fluids Analysis Workshop (TFAWS 2004). Pasadena, CA, 2004.
- [10] Mudawar I, Estes K A. Optimizing and prediction CHF in spray cooling of a square surface [J]. Journal of heat transfer, 1996, 118: 672-679.
- [11] Lefebvre A H. Atomization and Sprays [M]. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [12] Van P Carey. Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena [M]. Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- [13] Esmailzadeh L, Mesler R. Bubble entrainment with drops [J]. Journal of Colloid and Interface Science, 1986, 110(2): 561-574.
- [14] Cho C, Ponzel R. Experimental study on the spray cooling of a heated solid surface [J]. ASME: Fluids Engineering, 1997, 244: 265-272.