

DOI: 10.7652/xjtuxb201604021

氦气对低温液氧箱体分层压增的影响

刘展¹, 厉彦忠^{1,2}, 谢福寿¹

(1. 西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安; 2. 航天低温推进剂技术国家重点实验室, 100028, 北京)

摘要: 为研究气枕中氦气对低温液氧分层及压增的影响,以柱状液氧箱体为例,通过改变气枕中氦气以及氧气含量来改变箱体初始压力,分别计算了初始箱体压力相同以及初始箱体压力不同两种工况下液氧分层压增参数的变化。结果表明:氦气的存在增强了气枕与箱体壁面以及气液界面的对流换热,促进了界面的蒸发相变,并带来了质扩散传递。当箱体初始压力不变时,箱体压增以及气液界面相变量随着氦气含量的增加而增加。在初始氦含量由 0.0 kg 增加到 0.563 kg 的过程中,箱体压增增加了 20.91%,气液界面总相变量增加到初值的 7.87 倍。当箱体初始氧含量保持不变时,箱体压增随着氦气含量的增加而减小,而界面总相变量则呈现相反的变化趋势。在初始氦含量由 0.0 kg 增加到 0.2 kg 的过程中,箱体压增下降了 28.66%,但气液总相变量却增加到初值的 4.3 倍。

关键词: 氦气;低温液氧箱体;热分层;质扩散

中图分类号: V511 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2016)04-0139-08

Influence of Helium on Process of Thermal Stratification and Pressurization in Cryogenic Liquid Oxygen Tank

LIU Zhan¹, LI Yanzhong^{1,2}, XIE Fushou¹

(1. School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. State Key Laboratory of Technologies in Space Cryogenic Propellants, Beijing 100028, China)

Abstract: Cylindrical liquid oxygen tank is chosen to investigate the effect of helium on the process of thermal stratification development and pressurization. The initial tank pressure can be adjusted by changing proportions of gas helium and gas oxygen. The variations of thermal stratification and pressurization parameters are analyzed under conditions of equal and different initial tank pressure. It is found that gas helium enhances the natural convection intensity occurring between tank wall and liquid-vapor interface to strengthen evaporation phase change and mass diffusion. When the initial tank pressure keeps constant, both tank pressure increment and total phase change amount rise with increasing helium component. When the initial gas helium ranges from 0.0 kg to 0.563 kg, the tank pressure increment rises by 20.91%, the total phase change amount rises by 7.87 times. When the initial oxygen keeps constant, the tank pressure increment drops with the increasing initial helium quantity, and the total phase change amount tends oppositely. When the initial gas helium ranges from 0.0 kg to 0.2 kg, the tank pressure increment drops by 28.66%, and the total phase change amount rises by 4.3 times.

Keywords: Helium; cryogenic liquid oxygen tank; thermal stratification; mass diffusion

热分层会造成低温推进剂的蒸发,导致箱体压力的升高,给推进剂的储存带来安全隐患,因此应给予充分重视。研究人员已采用试验研究以及数值模拟对热分层进行了大量研究。文献[1]详细解释了热分层现象,推导了热分层模型,并介绍了热分层所带来的压增及气液界面现象。文献[2]采用水做工质进行了热分层的可视化试验,并以此反映了圆柱形液氢箱体内部的分层现象。文献[3]通过添加源项考虑气液界面相变,模拟了不同高径比对低温液氢贮箱热分层的影响。文献[4]研究了在定热流下方形与半球形封闭箱体内自然对流对分层的影响。文献[5]研究了带肋片箱体壁面对热分层的影响。文献[6]研究了肋片的材料以及形状对箱体压增以及热分层的影响。文献[7]研究了带肋表面与光滑表面的边界层发展,并开展了相应的数值模拟。文献[8]考虑了轴向加速度、旋转率、漏热热流以及箱体尺寸等因素对低温火箭上面级箱体内部流体热分层的影响。文献[9]建立了贮箱壁面温度计算一维模型,研究了氦气增压过程中增压气体温度、贮箱壁面厚度以及增压气体种类对箱体压增性能的影响。文献[10]研究了液氧箱体的自增压过程。文献[11]采用 CFD 技术对低温箱体的压增及气液相分层现象进行了描述。文献[12]对国内外相关的热分层文献进行了调研,分析了分层的影响因素及分层模型的应用。

虽然研究人员已经对低温流体的热分层现象以及影响因素进行了大量的研究,然而有关惰性气体(如氦气、氖气等)对热分层发展的影响则研究较少。本文通过建立相对完善的理论模型,充分考虑了界面蒸发热相变以及质扩散传递的影响,分析了氦气对低温液氧箱体的分层增压过程,相关研究可为低温箱体的推进系统设计提供参考。

1 热分层现象

图 1 展示了本文所研究柱状低温液氧箱体。在外部漏热的情况下,紧贴箱体壁面的低温流体将被加热,被加热的流体由于密度变小,在自然对流的驱动下,沿壁面向上流动,同时热边界层以及速度边界层均随之形成。当热流体被带到气液界面后,将向箱体中心运动扩散,经过扰动混合后形成相对稳定的热层,并且该热层会随着时间的持续,逐渐向箱体底部渗透,该热层即所谓的热分层^[1,12]。热分层形成的主要热量来源是通过箱体壁面的漏热以及气液界面的热质传递效应^[1,12]。热分层形成后,箱体内部

低温流体顶部温度较高,当气相以及外部漏热传到分层时,很容易使该处流体蒸发,造成箱体压力的升高。

为了便于求解计算,做如下假设:①当被加热流体运动到分层区以及液相主体区界面时,迅速形成稳定的分层厚度;②本研究箱体在 $10^{-4} g_0$ (g_0 为常重力加速度)水平下,邦德数仍大于 1.0,因此忽略表面张力的影响;③将气相当做理想气体处理;④液相密度采用 Boussinesq 近似。各初始参数设置以及相应的箱体尺寸如表 1 所示。

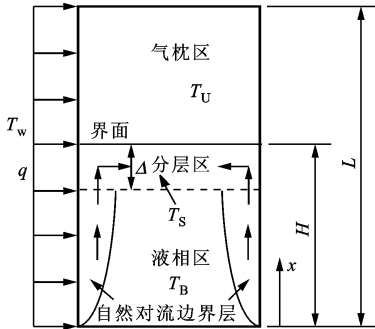


图 1 热分层形成机理

表 1 初始参数设置及箱体尺寸

参数	数值
初始压力 p_0 /kPa	165
液相温度 T_l /K	94
气相温度 T_u /K	100
壁面温度 T_w /K	105
箱体直径 D /m	1
箱体高度 L /m	2
液位高度 H /m	1
重力水平	$10^{-4} g_0$
增压气体	He

2 分层增压模型

2.1 热分层模型

热分层模型的建立主要得益于边界层理论的发展,为了描述热分层,需引进瑞利数

$$Ra = \frac{g\beta\theta_w l^3}{\nu^2} \frac{\rho c_p \nu}{\lambda} \tag{1}$$

式中: β 为热膨胀系数; θ_w 为壁面温度 T_w 与液相区温度 T_B 之差; ν 为运动黏度; c_p 为比定压热容; λ 为流体导热系数; g 为重力加速度; ρ 为流体密度; l 为自然对流特征长度。

边界层质量 m_B 以及能量方程为

$$\dot{m}_B = 2\pi R \rho \int_0^\delta u(y) dy \quad (2)$$

$$\rho c_p \int_0^\delta \theta(y) u(y) dy = h \theta_w (H - \Delta(t)) \quad (3)$$

式中: u 为边界层竖向速度; δ 为边界层厚度。

当边界层内自然对流为层流时

$$u(y) = u_0 \frac{y}{\delta} \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \quad (4)$$

$$u_0 = 5.17 \nu^{0.5} \left[\frac{20}{21} + \frac{1}{Pr} \right]^{-0.5} Gr^{0.5} \quad (5)$$

$$\theta(y) = \theta_w \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \quad (6)$$

当边界层内自然对流为湍流时

$$u(y) = u_1 \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^4 \quad (7)$$

$$u_1 = 1.185 \frac{\nu}{l} Gr^{0.5} [1 + 0.494 (Pr)^{2/3}]^{-0.5} \quad (8)$$

$$\theta(y) = \theta_w \left[1 - \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}\right] \quad (9)$$

这里 $\theta(y) = T(y) - T_B$, $\theta_w = T_w - T_B$ 。

通过对式(2)积分,可求得边界层的质量

$$\dot{m}_B = \begin{cases} \pi R^2 \rho \left(\frac{d\Delta(t)}{dt}\right) = \frac{5\pi h R}{c_p} (H - \Delta(t)), & \text{层流} \\ \pi R^2 \rho \left(\frac{d\Delta(t)}{dt}\right) = \frac{8\pi h R}{c_p} (H - \Delta(t)), & \text{湍流} \end{cases} \quad (10)$$

$$\frac{\Delta(t)}{H} = \begin{cases} 1 - \exp\left(-\frac{5ht}{Rc_p\rho}\right), & \text{层流} \\ 1 - \exp\left(-\frac{8ht}{Rc_p\rho}\right), & \text{湍流} \end{cases} \quad (11)$$

式中: h 为自然对流换热系数。从式(11)可以看出,为求解热分层厚度,需先求解自然对流换热系数。

如图1所示,随着时间的增加,热分层厚度 $\Delta(t)$ 将逐渐增加,沿壁面所形成的自然对流特征长度 $(H - \Delta(t))$ 将逐渐减小,因此自然对流将变弱,相应的 Ra 也将逐渐减小,并最终趋于0。然而,在实际当中,研究人员往往只考虑 $Ra > 10^5$ 的情况,而忽视了当 $Ra \in [0, 10^5]$ 时自然对流的流动换热情况^[7-8]。因此,本文考虑了当 Ra 处于 $10^{-1} \sim 10^5$ 时箱体热分层的变化^[13]。自然对流努塞尔数 Nu 表述为

$$Nu = \begin{cases} \left\{ 0.825 + \frac{0.387Ra^{1/6}}{[1 + (0.492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2, & 0.1 < Ra < 10^5 \\ 0.59(Ra)^{1/4}, & 10^5 < Ra < 10^9 \\ 0.11(Ra)^{1/3}, & 10^9 < Ra < 10^{13} \end{cases} \quad (12)$$

$$h = \frac{Nu l}{\lambda} \quad (13)$$

用于增加分层温度的热量不仅来自于箱体壁面漏热,还包括通过气液界面的传热与相变

$$\rho \pi R^2 \Delta(t) c_p \frac{d\theta_s}{dt} = h_B \theta_w 2\pi R (H - \Delta(t)) + (h_H H - h_{(H-\Delta(t))} (H - \Delta(t))) \theta_s 2\pi R + q_{pch} + q_d \quad (14)$$

另外,该能量方程的处理方式不同于文献[8]。文献[8]认为分层所获得的壁面漏热是以气液界面为起点,沿分层厚度方向形成的自然对流造成的。实际上,自然对流是从箱体底部形成的,文献[8]中的处理方式并不合适,所以本文认为自然对流从底部开始发展,分层处的漏热是以液位高度 H 以及 $(H - \Delta(t))$ 为特征高度所计算的对流换热热量差来求解。

这里定义

$$h_s = (h_H H - h_{(H-\Delta(t))} (H - \Delta(t))) / \Delta(t) \quad (15)$$

则分层区与箱体壁面间的换热为

$$q_s = 2\pi R \Delta(t) h_s (T_w - T_s) \quad (16)$$

积分式(14),可得热分层温度为

$$T_s = \frac{2\pi R h_B (H - \Delta(t)) \theta_w + q_{pch}}{2\pi R h_s \Delta(t)} - \left[\frac{2\pi R h_B (H - \Delta(t)) \theta_w + q_{pch}}{2\pi R h_s \Delta(t)} + \theta_w \right] \exp\left(\frac{-2th_s}{Rc_p}\right) + T_w \quad (17)$$

式中

$$h_B = f(Nu(T_w, T_B), (H - \Delta(t)), \lambda)$$

$$h_H = f(Nu(T_w, T_s), H, \lambda)$$

$$h_{(H-\Delta(t))} = f(Nu(T_w, T_s), (H - \Delta(t)), \lambda)$$

2.2 蒸发相变模型

气液界面间的蒸发相变换热是由气枕向界面的传热 q_{ui} 与界面向液相区传热 q_{il} 的热量差造成的^[7-8],因此蒸发相变换热量 q_{evap} 可描述为

$$q_{evap} = q_{ui} - q_{il} \quad (18)$$

$$q_{ui} = h_{ui} A_S (T_U - T_S) \quad (19)$$

$$q_{il} = h_{il} A_S (T_S - T_B) \quad (20)$$

蒸发相变量为

$$dm_{evap} = q_{evap} / h_{pch} \quad (21)$$

式中: h_{pch} 为相变潜热。

2.3 质扩散模型

当采用氦气增压时,由于氦气的存在,界面处氧气的饱和压力将大于气枕中氧气分压力,因此该压力差将造成气液界面间的质量传递。

气液界面间质量传递采用1-D斯蒂芬定律^[14]求解,公式如下

$$dm_{\text{diff}} = \frac{\bar{\rho} D_{S \rightarrow U}}{D} \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{S,i}} \right) \quad (22)$$

$$D_{S \rightarrow U} = \frac{435.7 T_U^{3/2}}{P(V_o^{1/3} + V_{he}^{1/3})^2} \left(\frac{1}{M_o} + \frac{1}{M_{he}} \right)^{1/2} \quad (23)$$

式中: $\bar{\rho}$ 为气相平均密度; $D_{S \rightarrow U}$ 为质扩散系数; V_o 、 V_{he} 为氧气、氦气的摩尔容积; M_o 、 M_{he} 为氧气、氦气的相对分子质量。气液界面处氧的质量分数为

$$w_{S,i} = \frac{x_{S,i} M_S}{x_{S,i} M_S + (1 - x_{S,i}) M_U} \quad (24)$$

$$x_{S,i} = \frac{P_{\text{sat}}}{P_U} = \exp \left[-\frac{h_{\text{pch}}}{(R/M_o) \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_{\text{evap}}} \right)} \right] \quad (25)$$

式中: $x_{S,i}$ 为气液界面处氧的摩尔分数; M_S 为气液界面处氧的量; M_U 为气枕区氧的量; R 为通用气体常数; T_{evap} 为界面蒸发温度, 即 P_{sat} 所对应的饱和温度。

由于 $x_{S,i}$ 反映了界面处氧气分压力 $P_{S,i}$ 与气枕区总压力 P_U 的比值, 因此 $x_{S,i} = P_{S,i}/P_U$ 。另外, 假定气液界面处, 气液相处于相平衡状态, 则气液界面处氧的分压力 $P_{S,i}$ 等于此时界面温度所对应的饱和压力 P_{sat} 。饱和压力 P_{sat} 可通过 Clausius-Clapeyron 方程^[8]求得。

2.4 箱体压增模型

气枕区温度可通过如下能量方程计算求得

$$(\bar{\rho} \bar{c}_p) \pi R^2 (L - H) \frac{d\theta_U}{dt} = h_U \theta_U 2\pi R (L - H) - q_{ui} + q_{pch} \quad (26)$$

式中: h_U 为气枕与其接触壁面的对流换热系数; $\theta_U = T_w - T_U$ 为气枕与其接触壁面的温差; $\bar{c}_p$ 为气相平均比定压热容, 其值为氦气比定压热容 c_{phe} 以及氧气比定压热容 c_{po} 的质量加权平均值, $\bar{c}_p = \frac{m_o c_{po} + m_{he} c_{phe}}{m_o + m_{he}}$ 。

气液界面的总相变量为

$$dm_{\text{pch}} = dm_{\text{evap}} + dm_{\text{diff}} \quad (27)$$

箱体压力可采用理想气体状态方程求解

$$p = \frac{m_U R T_U + q_{\text{pch}} - q_{ui}}{V_U + (dm_{\text{pch}}/\rho_U)} \quad (28)$$

在整个计算过程中, 流体各物性参数均通过调用物性软件 NIST 获取, 实现了流体物性随时间的变化, 使计算更趋合理。

3 计算结果对比分析

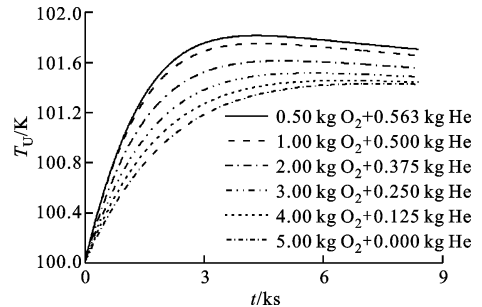
基于上述计算模型, 本文以定壁温工况为例, 研究低温液氧箱体中混有氦气时的热分层发展规律。为充分研究不凝性氦气对低温液氧箱体分层压增的影响, 本文考虑如下两种工况: ①通过改变初始氧

气、氦气含量来保证箱体初始压力不变的工况; ②氧气初始含量不变, 通过改变氦气含量的变初始压力工况。下面将对两种工况进行对比研究。

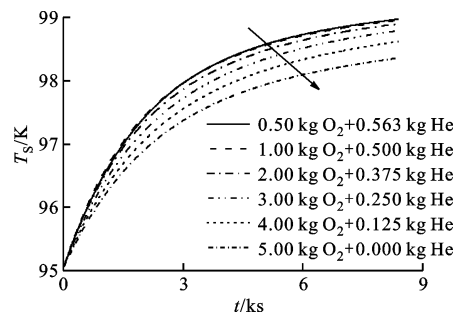
3.1 初始箱体压力不变

通过改变氦气、氧气的初始含量, 可保持箱体初始压力不变。本节对 6 种不同的氧氦初始配比进行了对比分析, 其中氧气质量由 0.5 kg 变化到 5.0 kg, 氦气质量由 0.563 kg 变化到 0.0 kg。在热分层发展过程中, 其厚度是逐渐增加的。在分层厚度从 0 发展到箱体底部的过程中, 各主要参数变化情况如图 2 所示。

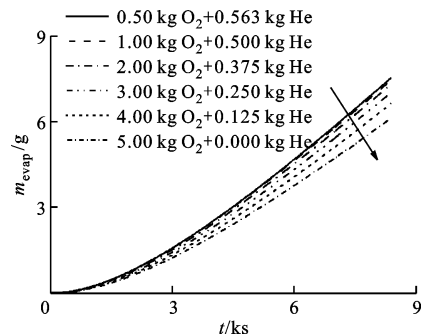
图 2a 展示了当箱体初始压力保持不变, 改变氧气、氦气的含量时气枕温度的变化。从气枕温度变化曲线可以看出, 在外部漏热下, 气枕区温度逐渐增加。在刚开始的阶段, 温升增加较快, 大约 3 ks 以后, 气枕温升速率逐渐变缓。这是因为本文所计算



(a) 气枕温度 T_U



(b) 热分层温度 T_S



(c) 蒸发相变量 m_{evap}

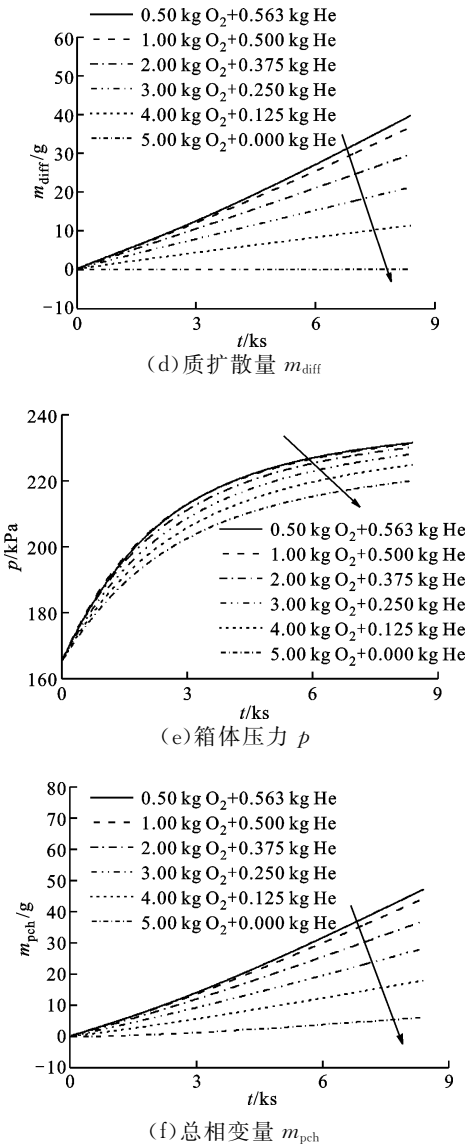


图 2 初始箱体压力不变情况下不同工况参数的对比

工况为定壁面温度条件,在刚开始的前 3 ks 内,气枕与其接触壁面温差较大,自然对流较强,外部漏热也较大,因此气枕区温度呈现出快速增加的趋势,但在 3 ks 后,气枕区与恒温壁面间的自然对流减弱,由自然对流所带来的壁面漏热对增加气枕温度的作用不再显著,气枕温度增加速率逐渐变缓,并且当氦气含量增加到一定程度后,气枕温度开始逐渐减小。从图 2a 中还可以看出,随着氦气质量的减少、氧气质量的增加,气枕温度呈现逐渐减小的趋势。出现这种现象的原因主要与这两种气体的物性有关。在压力为 0.165 MPa、初始温差为 5.0 K、各尺寸参数相同的条件下,氦气自然对流换热系数约为氧气自然对流换热系数的 6.5 倍。因此,当气枕区为氧气加氦气时,该混合气体的自然对流换热要比纯氧气强很多。另外,尽管氦气的比热容比氧气比热容大

很多,但是混合物的质量比纯氧气的质量小很多。当氦气由 0.0 kg 增加到 0.563 kg 时,比热容与气体质量乘积 $c_p m$ 由 4.39 减小到 3.4。所以在自然对流以及热容的共同影响下,气枕温度是随氦气含量的增加而增加的。在高氦气含量工况下,一段时间以后,气枕温度随时间增加而逐渐减小,这主要是由于气枕向界面传热过多所致。在外部漏热以及气枕的传热下,热分层温度逐渐增加,并且增加速率逐渐变缓。在相同的箱体初始压力下,当气枕中混有氦气时,气枕与其接触壁面的自然对流强度会增加很多,所以热分层的温度也会随着氦气含量的增加而增加,具体如图 2b 所示。

图 2c 展示了在初始箱体压力相同的情况下,不同氦气含量对箱体内气液蒸发相变的影响。从图中可以看出,蒸发相变量 m_{evap} 随时间是逐渐增加的,也就是说气液界面是处于蒸发状态的,在约 1.6 ks 后,蒸发速率大致呈线性增加。这与气液界面的对流换热有直接关系。由于气枕向液相分层的对流传热一部分用来加热分层区,另一部分热量则用来使气液界面的高温流体蒸发。当气枕中存在氦气时,气枕与气液界面的自然对流换热增强,更多的热量通过界面传入热分层,所以热分层的温度(见图 2b)以及界面的蒸发相变量(见图 2c)都会随着氦气含量的增而增加。图 2d 中质扩散量 m_{diff} 随时间逐渐增加,当气枕中不存在氦气时,界面不存在质量扩散。 m_{diff} 的大小主要取决于气液界面氧的分压力以及气枕中氧的分压力差。当气枕中不凝性气体含量较高时,气枕中氧的分压力就会变小。当气枕中氦气由 0.0 kg 增加到 0.563 kg 时,氧的分压力由最初的 165.0 kPa 减小到 16.5 kPa,减小为最初值的 10%。考虑到不同工况下的分层温度相差不大,气液界面处氧的饱和压力相差也不会太大,所以气枕中氧的分压力是导致界面质扩散的主要原因。气枕中氦气含量越多,气液界面质扩散量越大。对比蒸发相变量以及质扩散量容易发现,两者都呈逐渐增加的趋势,并且氦气含量越高,界面的质扩散效应越明显。因此,氦气的存在在一定程度上促进了界面的蒸发相变。

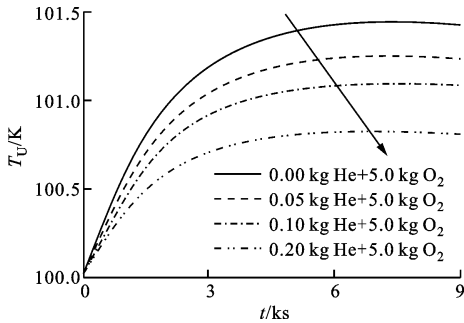
图 2e 及图 2f 分别展示了在箱体初始压力相同时,氦气含量对箱体压力 p 以及总相变量 m_{pch} 的影响。在 m_{evap} 及 m_{diff} 的共同作用下,不难发现 m_{pch} 随时间是逐渐增加的,同时氦气含量越高,其值也越大。当氦气由 0.0 kg 增加到 0.563 kg 时, m_{pch} 由 0.006 kg 增加到 0.047 kg,是初值的 7.8 倍。箱体

压力随时间是逐渐增加的,受漏热变化的影响,压增速率慢慢变缓。当氦气含量较高时,气枕温度较高,同时气液界面的蒸发相变以及质扩散也较强烈,在两者的共同作用下,箱体压力随氦气初始含量的增加而增加。当氦气含量增加到一定程度以后,箱体压力的增加将变得不再明显。如图 2e 所示,当氦气质量分别为 0.5 kg 与 0.563 kg 时,箱体的压增曲线近似重合,两工况的最终箱体压力分别为 213.19 kPa 与 231.54 kPa,两值较为接近,但当氦气由 0.0 kg 增加到 0.563 kg 时,箱体压增由 55.0 kPa 增加到 66.5 kPa,增加了 20.91%。

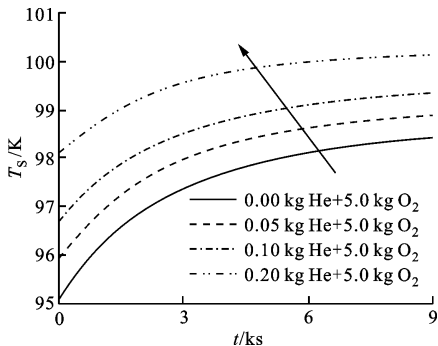
3.2 初始氧气含量不变

当箱体内气枕区氧气含量不变、改变氦气的含量时,箱体的初始压力也将发生变化。本节将对 4 种不同的氦气初始含量所引起的不同初始压力工况进行分析。在氧气保持 5.0 kg 不变的情况下,氦气从 0.0 kg 增加到 0.2 kg 时,通过理想气体状态方程计算所得 4 种工况箱体的初始压力分别约为 165.0、178.0、190.0 与 215.0 kPa。在不同的初始气枕成分、不同的初始箱体压力下,当箱体内部流体热分层从气液界面发展到初始液位高度这一过程中,各工况参数分别如图 3 所示。

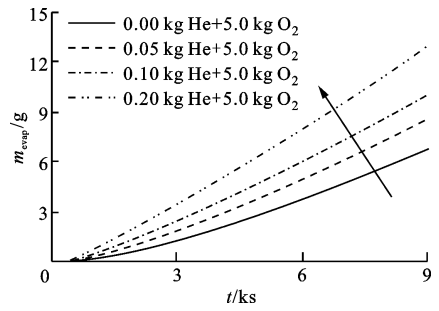
图 3a 展示了不同箱体初始压力条件下,各工况气枕温度随时间的变化。从图中容易看出,当氦气



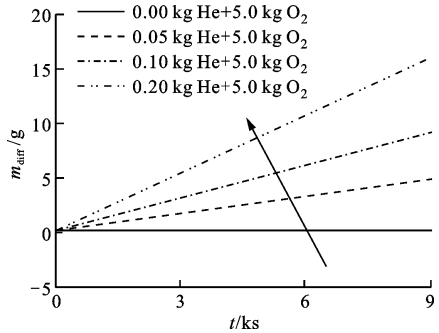
(a) 气枕温度 T_U



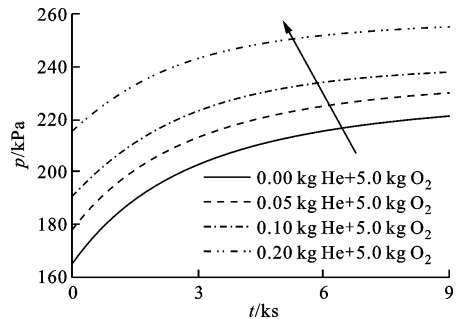
(b) 热分层温度 T_S



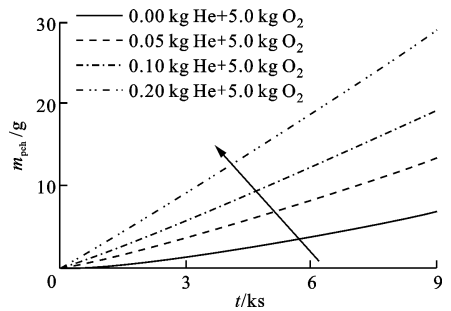
(c) 蒸发相变量 m_{evap}



(d) 质扩散量 m_{diff}



(e) 箱体压力 p



(f) 总相变量 m_{pch}

图 3 初始氧气含量不变时不同工况参数对比

质量小于 0.1 kg 时,气枕温度随时间呈现出先迅速增加然后趋于相对稳定的态势。当氦气质量大于 0.1 kg 时,气枕温度先迅速增加,然后又出现逐渐降低的变化。这主要是因为氦气的存在增强了气枕区与箱体壁面以及气液界面的对流换热,气枕在从箱体壁面获得更多热量的同时,也向气液界面传递

更多的热量。在大约 5 ks 以后,气枕温度已相对较高,此时壁面向气枕的传热减小,但气枕向界面的传热却增大了。当气枕向界面传热大于气枕所得壁面漏热时,气枕温度就会降低。对于氦气含量较小的工况,气枕所得箱体壁面漏热始终大于并接近于气枕向界面的传热,所以气枕温度会逐渐趋于平稳。至于气枕温度随着氦气含量的增加而逐渐减小,主要是由于气枕内混有氦气,气枕的平均比热容增加,在外部漏热量增加不显著的情况下,比热容以及气枕质量的增加都会造成气枕温升的减小。受箱体壁面漏热以及气枕传热的影响,不同工况下热分层温度均呈现出先迅速增加后逐渐变缓的上升趋势,如图 3b 所示。当氦气由 0.0 kg 增到 0.2 kg 时,各热分层温度增量分别为 3.26、2.92、2.63 与 2.00 K。由于氦气的存在增加了气相向液相的传热,所以热分层的温升随着氦气含量的增加逐渐减小。

图 3c 及图 3d 分别展示了当初始氧含量保持不变、改变氦气含量时,不同工况下气液界面蒸发相变量及质扩散量随时间的变化。由于受气枕、分层区液相温度以及相应的氧分压力的影响,界面 m_{evap} 以及 m_{diff} (气枕中氦气为 0.0 kg 时,质扩散量为 0.0 kg) 均随时间逐渐增加。同时, m_{evap} 随着氦气含量的增加而增加。当气枕中氦气从 0.0 kg 增加到 0.2 kg 时, m_{evap} 由 0.007 kg 增加到 0.013 kg。当气枕中含有较多氦气时,尽管箱体总压增加,但气枕中氧的分压力占总压的比例却减小,其与界面氧分压力之差仍增大,由此更促进了界面液相向气相的质量传递。因此,随着气枕中氦气含量的增加,气液界面的质扩散量也逐渐增加,当氦气质量增加到 0.2 kg 时, m_{diff} 增加了 0.016 kg。

图 3e 及图 3f 分别展示了不同初始箱体压力下,各不同氦气质量工况箱体压力及总相变量变化对比。对 m_{evap} 与 m_{diff} 做加和,不难得出 m_{pch} 随气枕中氦气含量的增加而增加。如图 3f 所示,当氦气增加到 0.2 kg 时, m_{pch} 由 0.007 kg 增加到 0.029 kg,约增加到原来值的 4.3 倍。在整个过程中,箱体压力都呈现出逐渐增加的趋势,并且压增速率逐渐变缓。由于气枕中氦气质量不同,导致各工况初始压力也不同;当氦气由 0.0 kg 增加到 0.2 kg 时,箱体压力由 55.87 kPa 减小到 39.86 kPa,减小了约 28.66%。可以看出,箱体压增随着氦气质量的增加呈现下降的趋势。之所以会出现这种现象,主要是由于氦气的存在,增加了气枕向界面的对流换热以及提高了气枕区平均比热容所致。

4 结 论

(1) 由于氦气的存在,增强了气枕与箱体壁面以及气液界面的自然对流,促进了界面的蒸发相变并带来了界面的质扩散传递。氦气的存在对箱体压增的影响与计算工况的初始设置有较大关系。

(2) 当箱体初始压力保持不变时,箱体压增以及气液界面相变量随着氦气质量的增加而增加。当初始氦气由 0.0 kg 增加到 0.563 kg 时,箱体压增增加了 20.91%,气液总相变量增加到初值的 7.87 倍。

(3) 当箱体初始氧含量保持不变时,箱体压增随着氦气含量的增加而减小,而总相变量则呈现相反的变化趋势。在初始氧质量保持 5.0 kg 不变,初始氦气由 0.0 kg 增加到 0.2 kg 的过程中,箱体压增下降了 28.66%,但气液总相变量却增加到初值的 4.3 倍。

参考文献:

- [1] CLARK J A. A review of pressurization, stratification and interfacial phenomena [J]. *Int Advances in Cryogenic Engineering*, 1964, 10: 259-283.
- [2] DAS S P, CHAKRABORTY S, DUTTA P. Studies on thermal stratification phenomenon in LH2 storage vessel [J]. *Heat Transfer Engineering*, 2004, 25(4): 54-66.
- [3] KUMAR S P, PRASAD B V S S S, VENKATATHNAM G, et al. Influence of surface evaporation on stratification in liquid hydrogen tanks of different aspect ratios [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2007, 32(12): 1954-1960.
- [4] DUVAL W M B, BALASUBRAMANIAM R. Convection effects on thermal stratification inside enclosures due to wall heat flux [C]// *Proceedings of 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, USA: AIAA, 2008: 1-22.
- [5] KHURANA T K, PRASAD B, RAMAMURTHI K, et al. Thermal stratification in ribbed liquid hydrogen storage tanks [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2006, 31(15): 2299-2309.
- [6] FU J, SUNDEN B, CHEN X. Influence of wall ribs on the thermal stratification and self-pressurization in a cryogenic liquid tank [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2014, 73(2): 1421-1431.
- [7] FAURE J M, OLIVEIRA J M, CHINTALAPATI S, et al. Effect of isogrid-type obstructions on thermal stratification in upper-stage rocket propellant tanks

- [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2014, 51(5): 1587-1602.
- [8] OLIVEIRA J M, KIRK D R, SCHALLHORN P. Analytical model for cryogenic stratification in a rotating and reduced-gravity environment [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2009, 46(2): 459-465.
- [9] 范瑞祥, 黄兵, 田玉蓉. 高温气体增压对液氧贮箱壁面温度影响研究 [J]. 导弹与航天运载技术, 2013(5): 76-81.
- FAN Ruixiang, HUANG Bing, TIAN Yurong. Study of the effect of high-temperature gas pressurization on LOX tank wall temperature [J]. Missiles and Vehicles, 2013(5): 76-81.
- [10] 杨修东, 尚存存, 王文. 液氧贮箱自生增压过程中气枕状态分析 [J]. 上海航天, 2014(4): 59-63.
- YANG Xiudong, SHANG Cuncun, WANG Wen. Analysis of LOX tank ullage state during self-pressurization process [J]. Aerospace Shanghai, 2014(4): 59-63.
- [11] 刘展, 厉彦忠, 王磊, 等. 在轨运行低温液氢箱体蒸发量计算与增压过程研究 [J]. 西安交通大学学报, 2015, 49(2): 135-140.
- LIU Zhan, LI Yanzhong, WANG Lei, et al. Evaporation calculation and pressurization process of on-orbit cryogenic liquid hydrogen storage tank [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2015, 49(2): 135-140.
- [12] 刘展, 厉彦忠, 王磊. 低温推进剂热分层研究 [J]. 宇航学报, 2015, 36(6): 613-623.
- LIU Zhan, LI Yanzhong, WANG Lei. Research on cryogenic propellant thermal stratification [J]. Journal of Astronautics, 2015, 36(6): 613-623.
- [13] BROGAN J, HINES F L, MORSE F H, et al. Stratified layer flow model-a numerical approach to liquid temperature stratification [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1964, 1(6): 666-672.
- [14] FOREEST A V. Modeling of cryogenic sloshing including heat and mass transfer [C]//Proceedings of 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. Nashville, USA; AIAA, 2010: 1-20.

(编辑 杜秀杰)

(上接第80页)

- steam vortex cooling for blade leading edges [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2015, 49(10): 72-78.
- [10] DU Changhe, LI Liang, WU Xin, et al. Effect of jet nozzle geometry on flow and heat transfer performance of vortex cooling for gas turbine blade leading edge [J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 93: 1020-1032.
- [11] LIU Zhao, LI Jun, FENG Zhengping. Numerical study on the effect of jet slot height on flow and heat transfer of swirl cooling in leading edge model for gas turbine blade [C]//Proceedings of the 2011 ASME Turbo Expo. New York, USA; ASME, 2011: 1495-1504.
- [12] LIU Zhao, LI Jun, FENG Zhengping, et al. Numerical study on the effect of jet nozzle aspect ratio and jet angle on swirl cooling in a model of a turbine blade leading edge cooling passage [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2015, 90: 986-1000.
- [13] 杜长河, 范小军, 李亮, 等. 喷嘴长宽比和雷诺数对旋流冷却流动与传热特性的影响 [J]. 西安交通大学学报, 2015, 49(12): 124-129.
- DU Changhe, FAN Xiaojun, LI Liang, et al. Effects of jet nozzle aspect ratio and Reynolds number on flow and heat transfer characteristics of vortex cooling [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2015, 49(12): 124-129.

(编辑 武红江)