электронный научно-технический журна.

ИНЖЕНЕРНЫИ ВЕСТНИК

Издатель ФГБОУ ВПО "МГТУ им. Н.Э. Баумана". Эл No. ФС77-51036. ISSN 2307-0595

Плавление шугообразного водорода в вертикальной цилиндрической емкости

10, октябрь 2014 Товарных Г. Н.

УДК: 536.246:532.517.2.

Россия, МГТУ им. Н.Э. Баумана tovarnjx@yandex.ru

При использовании жидкого водорода очень важными становятся вопросы его охлаждения, хранения и транспортировки в неустановившихся режимах при наличии внешних теплопритоков, фазовых переходов и вибрационных нагрузок [1,2].

Одним из перспективных способов уменьшения потерь жидкого водорода является его хранение в шугообразном состоянии, т.е. в виде смеси твердой и жидкой фаз [3]. В этом случае увеличивается запас холода и плотность водорода. Изменяя приток теплоты к емкости, можно своевременно перевести шугу в жидкое состояние.

Наличие на дне емкости шуги может привести к значительному температурному расслоению, что может оказать существенное влияние на процессы испарения и конденсации на границе между жидкостью и паром [3].

Рассмотрим случай хранения шуги в вертикальной цилиндрической емкости радиусом *R* и высотой *H* (рис.1) при постоянном давлении.

В исследуемой области имеем следующие характерные зоны:

 G_1 – область пара; G_{21} – область жидкости, нагретой до температуры кипения; G_{22} – область недогретой жидкости; G_3 – область шуги; G_{23} – область пограничного слоя, нагретого до температуры кипения.

Принимаем допущение о том, что граница Γ_1 неподвижна, а границы Γ_2 и Γ_3 подвижны. Граница Γ_2 смещается вниз за счет притока нагретой жидкости из пограничного слоя G_{23} . Граница Γ_3 смещается вниз за счет плавления шуги. Температуру в области недогретой жидкости G_{22} находим из решения уравнения теплопроводности с учетом вертикального смещения слоев жидкости. Нагрев жидкости в слое G_{23} осуществляется за счет внешнего теплопритока через цилиндрическую стенку высотой h_{12} . Смещение границы Γ_3 происходит за счет теплопритока из области G_{22} и за счет внешнего теплопритока через дно и боковую поверхность высотой h_3 . В начальный момент времени температура в области G_{22} равна температуре плавления шуги $T_{\rm m}$, в области G_3 температура постоянна и равна $T_{\rm m}$, в областях G_{21} и G_{23} температура постоянна и равна температуре кипения $T_{\rm K}$.



Рис.1. Схема емкости, частично заполненной шугообразным водородом.

Теплота из внешней среды поступает через слой теплоизоляции и металлическую стенку в рассматриваемую область, распространяется путем теплопроводности и конвекции в жидкости и вызывает плавление твердой фазы в шуге. Считаем, что тепловой поток, поступающий в емкость и давление в ней постоянны.

Численные методы решения задач тепловой конвекции рассмотрены в работах [4, 5], а методика расчета положения подвижной границы с учетом плавления твердой фазы – в работах [6-13]. В работе [14] приведены результаты численного решения задачи о росте давления в замкнутой области, частично заполненной шугообразным продуктом.

Запишем уравнение теплопроводности для внутренних точек области G₂₂ в следующем конечно- разностном виде.

$$c_{\mathbf{p}\mathbf{x}} \cdot \Delta m \cdot \left(T_{\mathbf{j}}^{\mathbf{n}+1} - T_{\mathbf{j}}^{\mathbf{n}}\right) = \lambda_{\mathbf{x}} \cdot \frac{T_{\mathbf{j}-1}^{\mathbf{n}} - T_{\mathbf{j}}^{\mathbf{n}}}{\Delta z} \cdot S_{1} \cdot \Delta \tau - \lambda_{\mathbf{x}} \cdot \frac{T_{\mathbf{j}}^{\mathbf{n}} - T_{\mathbf{j}+1}^{\mathbf{n}}}{\Delta z} \cdot S_{1} \cdot \Delta \tau + \sum_{\mathbf{x}} \sum_{j=1}^{n} \sum_{j=1$$

$$+c_{\mathrm{p}\mathrm{k}}\cdot\Delta m_{\mathrm{j}}^{*}\cdot\left(T_{\mathrm{j}-1}^{\mathrm{n}}-T_{\mathrm{j}}^{\mathrm{n}}\right). \tag{1}$$

Здесь верхний индекс идет по времени, а нижний – по вертикальной координате Z;

$$\Delta m = \rho_{\mathfrak{K}} \cdot S_1 \cdot \Delta z = \rho_{\mathfrak{K}} \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \Delta z; \qquad (2)$$

 Δm_{j}^{*} - масса жидкости, проходящая через *j* – ый слой за счет массообмена между пограничным слоем и центральным ядром жидкости;

R – радиус емкости; T_j^{n+1} - температура в последующий момент времени в узле j; T_j^n - температура в предыдущий момент времени в узле j;

 $\lambda_{\rm m}$ -коэффициент теплопроводности жидкости; $C_{\rm pm}$ - теплоемкость жидкости; $\rho_{\rm m}$ - плотность жидкости; $\Delta \tau$ - промежуток времени; Δz - высота элементарного участка.

Приведем уравнение (1) с учетом (2) к виду

$$T_{j}^{n} = T_{j}^{n} + A_{1} \cdot \left(T_{j-1}^{n} - 2 \cdot T_{j}^{n} + T_{j+1}^{n}\right) + A_{12} \cdot \left(T_{j-1}^{n} - T_{j}^{n}\right),$$
(3)

где

$$A_{1} = B_{1} \cdot \Delta \tau, \ B_{1} = \frac{\lambda_{\pi}}{c_{p\pi}} \cdot \rho_{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta z^{2}}, \ A_{12} = \frac{\Delta m_{j}^{*}}{\Delta m}$$

Уравнение Стефана для определение смещения границы Γ_3 , точки с индексом j = K2+1 (*K2* -последняя внутренняя точка в области G₂₂) запишем в виде

$$\rho_{\mathrm{T}} \cdot \varphi \cdot L_{\mathrm{III}} \cdot S_{1} \cdot \Delta h_{2} = \lambda_{\mathrm{K}} \cdot \frac{T_{\mathrm{K2}}^{\mathrm{II}} - T_{\mathrm{K2+1}}^{\mathrm{II}}}{\Delta z} \cdot S_{1} \cdot \Delta \tau + q \cdot \left(S_{3} + S_{4}\right) \cdot \Delta \tau \,. \tag{4}$$

Здесь

 $S_3 = 2\pi \cdot R \cdot h_3$ - боковая поверхность области G_3 ; S_4 - нижняя поверхность области G_3 (примем, что $S_4 = S_1 = \pi R^2$); Δh_2 - высота смещения границы за промежуток времени $\Delta \tau$; $\rho_{\rm T}$ - плотность твердой фазы; φ – объемная концентрация твердой фазы в шу-ге; q – удельный тепловой поток, поступающий в емкость через теплоизоляцию и стенку; L_{nn} – теплота плавления; h_3 – высота области шуги.

Приведем уравнение (4) к виду

$$\Delta h_2 = A_2 \cdot \left(T_{K2}^n - T_{K2+1}^n \right) + Q_3 + Q_4.$$
⁽⁵⁾

Здесь

$$A_{2} = \frac{\lambda_{\rm m}}{\rho_{\rm T}} \cdot \varphi \cdot L_{\rm m}} \cdot \frac{\Delta \tau}{\Delta z} = B_{2} \cdot \Delta \tau, \ B_{2} = \frac{\lambda_{\rm m}}{\rho_{\rm T}} \cdot \varphi \cdot L_{\rm m}} \cdot \frac{1}{\Delta z},$$

$$\begin{split} Q_4 &= \frac{q}{\rho_{\rm T}} \cdot \Delta \tau = B_4 \cdot \Delta \tau \,, \, B_4 = \frac{q}{\rho_{\rm T}} \,, \\ Q_3 &= \frac{q}{\rho_{\rm T}} \cdot \varphi \cdot L_{\rm min} \cdot \frac{S_3}{S_1} \cdot \Delta \tau = B_4 \cdot \frac{2\pi \cdot R \cdot h_3}{\pi R^2} \cdot \Delta \tau = B_3 \cdot h_3 \cdot \Delta \tau \,, \\ B_3 &= B_4 \cdot \frac{2}{R} \,. \end{split}$$

В процессе счета при $\sum \Delta h_2 \ge \Delta z$ в область G_{22} добавляется новая точка.

Задача решалась численно, с применением метода сеток, по явной схеме расчета. Область жидкости и шуги в вертикальном направлении разбивалась общей сеткой на 100 участков. Расчеты проводились при различных значениях q и следующих значениях основных параметров:

H = 4.6 м, R = 1.6 м, $T_{\rm III} = 13.8$ К, $T_{\rm K} = 25$ К, $\lambda_{\rm m} = 0.12$ Вт/м*К , $C_{\rm pm} = 9530$ Дж/кг*К , $\rho_{\rm m} = 71$ кг/м³, $\rho_{\rm T} = 86.67$ кг/м³, $\varphi = 0.7$, $L_{n\pi} = 58000$ Дж/кг, $h_{20} = 0.1$ м (начальная высота слоя чистой жидкости).

На рис. 2 представлены кривые распределения температур в области жидкости в различные моменты времени при q = 1 Вт / м². На рис. 3 дано сравнение кривых зависимости полного времени плавления шуги от величины теплового потока, полученных с учетом и без учета теплопритока к шуге со стороны чистой жидкости. Видно, что при q > 0.6 Вт / м² теплопритоком к шуге на границе Γ_3 можно пренебречь.



Рис. 2. Распределение температуры по высоте в области чистой жидкости: 1- τ = 254 часа; h_2 = 1,84 м; 2 - τ = 816 часов; h_2 = 3,68 м; 3 - τ = 1400 часов; h_2 = 4,6 м.



Рис.3. Зависимость полного времени плавления шуги от теплового потока: 1- с учетом теплопритоков к шуге на границе Γ_3 ; 2- без учета теплопритоков к шуге на границе Γ_3 ($\Delta < 5\%$).

Список литературы

- 1. Филин Н.В., Буланов А.Б. Жидкостные криогенные системы. Ленинград, Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1985, 247 с.
- 2. Александров А.А., Денисов О.Е., Золин А.В., Чугунков В.В. Охлаждение ракетного топлива стартовым оборудованием с применением жидкого азота. Изв. вузов. Машиностроение, 2013, №4, с. 24 29.
- 3. Качура В.П., Ганичев А.И. Неустановившиеся процессы в криогенных системах. Труды МВТУ, 1979, № 293, с. 4 – 6.
- 4. Андерсон Д., Таниехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидродинамика и тепломассообмен. Москва, Мир, 1990, 325 с.
- 5. Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Математические модели механики и электродинамики сплошной среды. Москва, изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008, 511 с.
- 6. Мейрманов А.М. Задача Стефана. Новосибирск: Наука, 1986, 239 с.
- Домашенко А.М., Качура В.П. Товарных Г.Н. Плавление шугообразного азота в вертикальном цилиндрическом сосуде. В сб. Исследование криогенных установок и технологических процессов в криогенном машиностроении. Балашиха, НПО Криогенмаш, 1977, с. 42 – 51.
- 8. Гольдман Н. Л. Обратные задачи Стефана. Теория и методы решения.М.: Изд-во МГУ, 1999, 64 с.
- Ащеулова А.С. Задача Стефана для адиабатического намораживания воды холодом гранул / А. С. Ащеулова, А. А. Храпов, В. В. Рагулин, В. И. Полтавцев // Вестник КрасГАУ. – 2007. – №1. –С.26–30

- 10. Ерохина О.С. Расчет времени протаивания криоботом ледяных структур, Труды IX Всеросс. научно-технич. конференции. Воронеж, 2008, 300 с.
- Кувыркин Г.Н., Ломохова А.В. Математическое моделирование процесса кристаллизации в установках для выращивания монокристаллов. Изв. вузов. Машиностроение, 2007, №4, с. 37–44.
- 12. Крылов Д.А., Мельникова Ю.С. Математическое моделирование распределения температурных полей в криолитозоне // Студенческий научный вестник. Сборник статей четвертой научно-технической выставки «Политехника». М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. С.94-97.
- 13. Крылов Д.А., Сидняев Н.И. Метод расчета массовой кристаллизации многофазных реологических сред // Материалы Четвертой конференции геокриологов России. МГУ им. М.В. Ломоносова, 7-9 июня 2011 г. Т. 1. Часть 1. Физико-химия, теплофизика и механика мерзлых пород. М.: Университетская книга, 2011. С. 129-136.
- 14. Товарных Г.Н. Тепловая конвекция в замкнутой емкости, заполненной компонентом в трех фазовых состояниях. Инженерный журнал: Наука и инновации. Вып. #7(19)2013.