



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

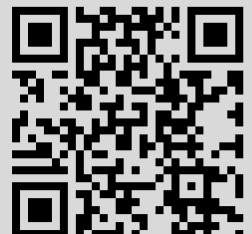
Н. В. Амирханян, С. Г. Черкасов, Теоретический анализ и методика расчета теплофизических процессов, протекающих в криогенной емкости в режиме бездренажного хранения, *ТВТ*, 2001, том 39, выпуск 6, 970–976

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.170

21 марта 2025 г., 04:53:25



УДК 621.431.37

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В КРИОГЕННОЙ ЕМКОСТИ В РЕЖИМЕ БЕЗДРЕНАЖНОГО ХРАНЕНИЯ

© 2001 г. Н. В. Амирханян, С. Г. Черкасов

Исследовательский центр им. М.В. Келдыша, Москва

Поступила в редакцию 07.06.2001 г.

Проведен теоретический анализ процессов, определяющих скорость нарастания давления в емкости с криогенной жидкостью в режиме бездренажного хранения. Рассмотрены различные способы расчета давления. Показана определяющая роль температурного расслоения в жидкой фазе. Предложена новая методика расчета давления и температурного расслоения в жидкости.

ВВЕДЕНИЕ

При бездренажном хранении криогенных жидкостей (водород, кислород, азот, метан и др.) одной из главных проблем является рост давления, обусловленный внешними притоками тепла. Прогнозирование скорости нарастания давления в криогенных емкостях является весьма сложной теплофизической задачей и представляет большой практический интерес применительно к криогенным топливным бакам ракетно-космических систем, криогенным хранилищам, средствам транспортировки криогенных жидкостей и другим техническим приложениям. С точки зрения теплофизических процессов рассматриваемую задачу можно условно разделить на две. Первая заключается в определении внешних притоков тепла к криогенной емкости, уровень которых определяется, в основном, характеристиками теплоизоляции и, в первом приближении, может считаться не зависящим от процессов, протекающих внутри емкости. Вторая задача, которой посвящена данная работа, состоит в расчете теплофизических процессов внутри криогенного бака при заданных внешних теплопритоках.

Постановка задачи. Рассмотрим некоторую криогенную емкость, частично заполненную жидкостью (рис. 1). Обозначим через V_L и V_V объемы, занимаемые соответственно жидкостью и газом, причем будем в дальнейшем рассматривать случай, когда газовый объем заполнен только парами жидкости и не содержит посторонних газов. В данных условиях можно предположить, что давление в емкости однозначно связано через кривую насыщения с температурой на поверхности раздела фаз T_S , причем поскольку перепады давления в газовой фазе малы, то давление P и температуру T_S можно считать функциями только времени. Обозначим через S площадь поверх-

ности раздела фаз, а через Q_V и Q_L внешние тепловые потоки (интегральные), подводимые соответственно к сухой и смоченной частям стенки бака.

Под действием внешних притоков тепла, проникающих через стенку емкости, в паре и жидкости возникают свободно-конвективные течения. На этом фоне в емкости формируется некоторое температурное поле, причем в среднем температура как пара, так и жидкости растет во времени и соответственно растет давление в емкости. Поскольку теплоемкость пара меньше теплоемкости жидкости, температура паровой фазы растет в среднем быстрее, чем температура жидкости. При этом возникает переток тепла сверху вниз через поверхность раздела фаз, т.е. тепло перетекает из пара в жидкость. Одновременно на поверхности раздела фаз могут иметь место массообменные процессы (испарение или конденсация). Следует также отметить, что распределение удельного теплового потока, поступающего в пар и жидкость из стенки бака, может отличаться в общем случае от распределения внешнего теплопритока как из-за наличия теплоемкости стенки, так и из-за перетоков тепла вдоль стенки путем теплопроводности. В дальнейшем будем считать, что стенка бака достаточно тонкая и ее теплоемкостью, а также перетоками тепла вдоль стенки можно пренебречь. Данное предположение в большей мере справедливо для баков с водородом, поскольку удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности металлов и сплавов, применяемых для изготовления криогенных баков, при “водородных” температурах заметно меньше, чем при “кислородных” и “азотных”.

Для паровой фазы будем использовать уравнение состояния идеального газа в виде

$$P = \rho RT, \quad (1)$$

в котором ρ , T , R – плотность, температура и газовая постоянная пара. Как отмечалось выше, в рассматриваемой задаче давление можно считать постоянным по объему газовой полости (гидростатические перепады давления в газе малы), однако пространственные неоднородности температуры и, как следует из (1), плотности пара могут быть весьма велики. В частности, для водородных баков абсолютная температура пара в верхней части газовой полости, согласно экспериментальным данным, может в несколько раз превышать температуру вблизи поверхности жидкости. Интегрируя уравнение (1) по объему газовой полости, получим

$$PV_V = R \int_{V_V} \rho T dV = R \int_{m_V} T dm = m_V R T_V, \quad (2)$$

где m_V – масса пара в баке; T_V – среднemasсовая температура пара.

Уравнение энергии для паровой фазы в пренебрежении вязкой диссипацией и с учетом постоянства давления по объему можно представить в виде

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p u^j \nabla_j T = \frac{\partial P}{\partial t} - \nabla_j q^j. \quad (3)$$

Здесь u^j , q^j – компоненты скорости и вектора теплового потока; c_p – теплоемкость пара при постоянном давлении. Используя уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla_j (\rho u^j) = 0$$

и уравнение состояния (1), преобразуем уравнение (3) к виду

$$\left(\frac{c_p}{R} - 1\right) \frac{\partial P}{\partial t} + c_p \nabla_j (\rho u^j T) = -\nabla_j q^j.$$

Интегрируя это уравнение по объему газовой полости и применяя теорему Гаусса, получим уравнение энергии в следующей интегральной форме:

$$\frac{V_V}{\gamma - 1} \frac{dP}{dt} = Q_V - Q_{SV} + G c_p T_S. \quad (4)$$

В (4) γ – показатель адиабаты для пара ($\gamma = c_p/c_v$, $c_p - c_v = R$, где c_v – теплоемкость пара при постоянном объеме); Q_{SV} – интегральный тепловой поток из пара к поверхности раздела фаз; G – интегральный расход массы пара через поверхность раздела фаз (положительный знак G соответствует испарению, отрицательный – конденсации). Обозначим через Q_{SL} интегральный тепловой поток, поступающий в жидкость от поверхности раздела фаз. При наличии на поверхности жидкости фазовых переходов этот тепловой поток не

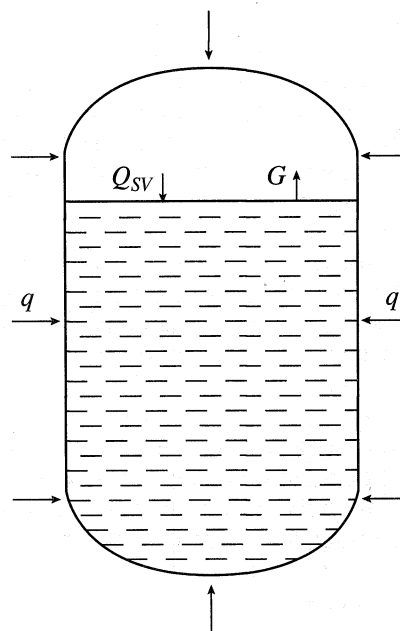


Рис. 1. Схема криогенной емкости.

равен тепловому потоку Q_{SV} и связан с ним соотношением

$$Q_{SV} - Q_{SL} = rG, \quad (5)$$

где r – удельная теплота испарения. Используя (5), преобразуем уравнение (4) к виду

$$\frac{V_V}{\gamma - 1} \frac{dP}{dt} = Q_V - Q_{SL} - G(r - c_p T_S). \quad (6)$$

Прежде чем перейти к дальнейшему анализу, рассмотрим качественно влияние испарения на рост давления и механизм передачи тепла от пара к поверхности раздела фаз. Процесс испарения двояким образом влияет на давление в баке. С одной стороны, для испарения на поверхности раздела фаз требуются затраты тепла. Поскольку источником нагрева поверхности раздела является газовая полость, испарение сопровождается отводом тепла из газа, что ведет к понижению давления. С другой стороны, испарение приводит к увеличению массы пара при практически неизменном его объеме, что ведет к повышению давления. Результирующий эффект, как следует из уравнения (6), определяется знаком разности $(r - c_p T_S)$. Поскольку эта разность положительна, то, в целом, испарение, как следует из (6), замедляет рост давления.

Что касается механизма подвода тепла к поверхности раздела фаз, то здесь основную роль играет сжимаемость пара. Для иллюстрации этого эффекта рассмотрим предельный случай полной невесомости (отметим, что для баков космических аппаратов этот случай представляет и практический интерес). Тогда естественная кон-

векция будет отсутствовать. Предположим также для большей наглядности, что тепло к баку подводится локально к некоторому участку сухой части стенки, далеко удаленному от поверхности раздела. После начала подвода тепла газ, непосредственно прилегающий к нагреваемому участку стенки, будет нагреваться и расширяться. При этом остальная часть газа будет, напротив, сжиматься, поскольку суммарный объем не меняется. В результате этого сжатия практически мгновенно начинается повышение температуры пара и во всем остальном объеме, в том числе около поверхности раздела фаз. Легко видеть, что рассмотренный дополнительный (помимо теплопроводности и конвекции) механизм переноса энергии в паровой фазе возможен благодаря сжимаемости пара, так что, несмотря на очень малые величины скоростей, эффекты сжимаемости в задаче бездренажного хранения играют существенную роль.

Рассмотрим уравнение энергии для жидкости. Жидкость будем считать несжимаемой и пренебрегать, как и в газе, вязкой диссипацией. Тогда уравнение энергии можно представить следующим образом:

$$\rho_L c_L \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla_j (u^j T) \right) = -\nabla_j q^j.$$

Здесь ρ_L , c_L – плотность и удельная теплоемкость жидкости. Интегрируя это уравнение по объему жидкости и используя теорему Гаусса, получим

$$m_L c_L \frac{dT_L}{dt} = Q_{SL} + Q_L, \quad T_L = \frac{1}{m_L} \int T dm, \quad (7)$$

где T_L – среднемассовая температура жидкости; m_L – масса жидкости. В дальнейшем будем пренебрегать изменением объема, занимаемого жидкостью, вследствие испарения и теплового расширения. Это эквивалентно также предположению о постоянстве объема газовой полости в баке. Уравнения массового баланса для пара и жидкости запишем в виде

$$\frac{dm_V}{dt} = G, \quad (8)$$

$$\frac{dm_L}{dt} = -G. \quad (9)$$

Используем уравнение Клапейрона–Клаузиуса, описывающее связь между давлением и температурой на поверхности раздела фаз. Учитывая, что плотность жидкости в рассматриваемых условиях существенно выше плотности пара и ис-

пользуя уравнение состояния (1), преобразуем это уравнение к виду

$$\frac{dP}{dt} = \frac{rP}{RT_S^2} \frac{dT_S}{dt}. \quad (10)$$

Рассмотрим систему уравнений (2), (6)–(10). Отметим, что при выводе этих уравнений не делалось каких-либо существенных предположений о деталях протекающих в емкости теплофизических процессов. Поэтому данные уравнения являются достаточно общими и, по-видимому, правильно описывают динамику изменений во времени основных параметров системы. Однако, как легко убедиться, в этой системе количество неизвестных (P , T_S , G , Q_{SL} , m_V , m_L , T_V , T_L) на два превышает количество уравнений. Поэтому для решения рассматриваемой задачи необходима дополнительная информация о протекающих процессах, позволяющая сформулировать два недостающих условия. Эти условия удобно рассматривать как какие-либо уравнения, позволяющие установить связь между тремя характерными температурами: среднемассовыми температурами жидкости и пара, а также температурой поверхности раздела фаз.

Наиболее точный подход состоит в решении уравнений, описывающих температурные поля в жидкой и паровой фазах, с сопряжением этих решений на поверхности раздела. Поскольку в эти уравнения входит скорость, то одновременно необходимо решать и уравнения, описывающие поля скоростей. Фактически при таком подходе задача сводится к необходимости сопряженного решения двух систем уравнений в частных производных типа уравнений Навье–Стокса. Для ламинарных режимов конвекции данное направление, несмотря на большие трудности вычислительного характера, получило определенное развитие, например, в работах [1,2], однако для турбулентных режимов перспективы такого подхода в настоящее время совершенно не ясны. Кроме того, как для выявления основных физических закономерностей, так и для практических целей далеко не всегда нужна настолько подробная детализация процессов. Большой интерес представляют также упрощенные методы расчета, приближенно учитывающие основные физические особенности рассматриваемой задачи.

Согласно экспериментальным данным при бездренажном хранении в криогенной емкости возникает устойчивая температурная стратификация (температурное расслоение), при которой температура внутри емкости растет с высотой, т.е. $T_S > T_L$ и $T_V > T_S$. Протекающие в емкости теплообменные процессы стремятся к выравниванию температурных неоднородностей, поэтому величина температурного расслоения зависит от интенсивности этих процессов. Рассмотрим два крайних, с точки зрения интенсивности теплооб-

мена, случая. Сначала предположим, что тепло- и массообмен между газом и поверхностью раздела полностью отсутствует ($Q_{SV} = 0, G = 0$). Тогда из уравнения (4) сразу получаем простую явную формулу для роста давления в газе

$$\frac{dP}{dt} = (\gamma - 1) \frac{Q_V}{V_V}. \quad (11)$$

Рассмотрим второй случай. Пусть обменные процессы в емкости настолько интенсивны, что полностью выравнивают температурное поле, т.е. температурное расслоение в баке отсутствует и

$$T_V = T_S, \quad (12)$$

$$T_L = T_S. \quad (13)$$

Условия (12), (13) позволяют замкнуть полученную выше основную систему уравнений (2), (6)–(10). В частности, используя (12), можно получить следующую формулу для расхода на испарение:

$$G = \frac{m_V}{T_S} \left(\frac{r}{RT_S} - 1 \right) \frac{dT_S}{dt}. \quad (14)$$

Поскольку в рассматриваемой задаче температура однозначно растет, а $r > RT_S$, то из этой формулы следует, что в интегральном смысле на поверхности раздела фаз имеет место испарение. Отметим, что данный вывод является следствием предположения (12) об однородности температурного поля в паровой фазе. Далее, используя условия (12), (13), можно получить после преобразований следующее уравнение для температуры поверхности раздела фаз:

$$A \frac{dT_S}{dt} = Q_V + Q_L, \quad (15)$$

$$A = m_L c_L + \frac{m_V r}{T_S (\gamma - 1)} + m_V c_p \left(\frac{r}{c_p T_S} - 1 \right) \left(\frac{r}{RT_S} - 1 \right).$$

Комбинируя уравнения (14), (15), получим

$$G = \frac{m_V}{T_S} \left(\frac{r}{RT_S} - 1 \right) \frac{Q_V + Q_L}{A}. \quad (16)$$

Как легко убедиться, уравнения (8)–(10), (15), (16) при наличии соответствующих начальных условий позволяют получить решение рассматриваемой задачи в предположении об однородности температурного поля. Данную постановку задачи будем в дальнейшем называть термодинамическим приближением. Отметим, что в термодинамическом приближении внешние тепловые потоки Q_V и Q_L фигурируют только в виде их суммы, т.е. форма распределения внешнего притока тепла не важна.

Результаты расчетов. Применим полученные формулы для расчета давления в небольшом модельном баке, заполненном на 80% жидким водо-

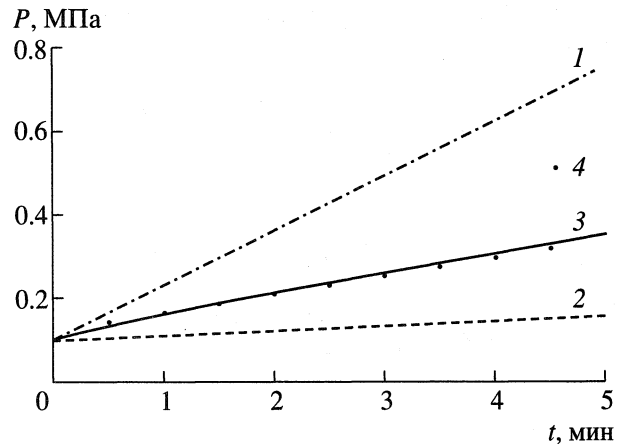


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные результаты по скорости роста давления в модельном баке с жидким водородом при степени заполнения 80% (эксперимент [3]): 1 – без учета фазового перехода, 2 – термодинамическая модель, 3 – с учетом расслоения, 4 – экспериментальные данные.

родом и представляющем собой вертикальный цилиндр с высотой, равной диаметру, и полусферическими днищами радиусом 0.05м. К стенке бака подводится равномерно распределенный тепловой поток с удельной плотностью 80 Вт/м². На рис. 2 показаны экспериментальные данные [3], полученные для этого бака, а также кривые роста давления, соответствующие формуле (11) и термодинамическому приближению. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов позволяет сделать два вывода. Во-первых, расчеты, основанные на крайних предположениях относительно интенсивности обменных процессов, приводят к скоростям увеличения давления, различающимся приблизительно на порядок. Формула (11), предполагающая отсутствие теплообмена между фазами, приводит к существенно завышенным, а термодинамическое приближение, основанное на предположении об однородности температурного поля, к существенно заниженным значениям давления. Во-вторых, различие между экспериментальными и расчетными результатами и в том, и в другом случае весьма велико. Это означает, что в рассматриваемой задаче необходимо каким-либо образом учитывать реальную скорость протекания обменных процессов, ответственных за формирование температурного расслоения в емкости.

Введем обозначения

$$\theta_V = T_V - T_S, \quad \theta_L = T_S - T_L. \quad (17)$$

Параметры θ_V и θ_L характеризуют соответственно перегрев пара относительно поверхности раздела фаз и перегрев поверхности раздела относительно жидкости. Используя введенные обозначения и полученные выше уравнения, можно

получить после преобразований следующие формулы:

$$\frac{G}{m_v} = \left(\frac{r}{RT_s} - \frac{1}{T_s + \theta_v} \right) \frac{dT_s}{dt} - \frac{1}{T_s + \theta_v} \frac{d\theta_v}{dt}, \quad (18)$$

$$A \frac{dT_s}{dt} = Q_v + Q_L + m_v \frac{r - c_p T_s d\theta_v}{T_s + \theta_v} \frac{d\theta_v}{dt} + m_L c_L \frac{d\theta_L}{dt},$$

$$A = m_L c_L + \frac{m_v r (T_s + \theta_v)}{T_s^2 (\gamma - 1)} +$$

$$+ m_v c_p \left(\frac{r}{c_p T_s} - 1 \right) \left(\frac{r}{RT_s} - \frac{T_s}{T_s + \theta_v} \right). \quad (19)$$

Сопоставление формул (18), (19) с формулами (14), (15), полученными в термодинамическом приближении, позволяет сделать некоторые выводы о влиянии температурного расслоения. Например, из сравнения формул (14) и (18) видно, что при наличии температурного расслоения в газовой фазе на поверхности жидкости возможно не только испарение, но и конденсация. Сравнение формул (15) и (19) позволяет судить о влиянии температурного расслоения на скорость роста температуры поверхности раздела фаз и соответственно давления в емкости. Отметим сначала, что температурное расслоение при прочих равных условиях однозначно приводит к увеличению коэффициента A . Однако если масса жидкости заметно превосходит массу пара, что характерно для рассматриваемой задачи, то увеличение коэффициента A незначительно. Тогда из формулы (19) следует, что температурное расслоение однозначно увеличивает скорость нарастания давления, поскольку два последних слагаемых в правой части формулы (19) положительны. Из этих двух слагаемых наибольшую роль играет, по-видимому, последнее, вследствие того, что масса жидкости существенно больше массы пара, а остальные сомножители имеют один порядок величины. Это означает, что наибольшее влияние на скорость роста давления оказывает температурное расслоение в жидкой фазе. Данный вывод имеет простую физическую интерпретацию. Потенциально основную часть теплоемкости системы составляет теплоемкость жидкости. Однако в условиях неоднородного прогрева только часть жидкости эффективно поглощает подводимое к баку тепло, причем чем сильнее температурное расслоение, тем меньшая часть жидкости эффективно участвует в поглощении тепла. Поэтому наличие температурного расслоения, с точки зрения теплового баланса, эквивалентно уменьшению теплоемкости системы, что при том же подводе тепла приводит к ускорению нагрева и соответственно к более быстрому росту давления.

Отметим, что приведенные выше рассуждения неприменимы к паровой фазе. Действительно, внутренняя энергия газа описывается формулой

$$U = \int_{m_v} c_v T dm = \int_{V_v} c_v \rho T dV = \frac{c_v}{R} \int_{V_v} P dV.$$

Как видно из этой формулы, на суммарную внутреннюю энергию пара влияние оказывают пространственные неоднородности не температуры, а давления, которые малы, и поэтому как при наличии, так и при отсутствии температурного расслоения в газовой полости теплоемкость пара "задействуется" в одинаковой степени. Что же касается предпоследнего слагаемого в правой части уравнения (19), то оно характеризует влияние на рост давления температурного расслоения в паре посредством влияния на динамику фазовых переходов, т.е. имеет иной физический смысл, чем последнее слагаемое в той же формуле.

Проведенный выше анализ указывает на необходимость учитывать в расчетах температурное расслоение в жидкости, тогда как температурное расслоение в паре можно, в первом приближении, не принимать во внимание. Поэтому в дальнейшем будем считать, что $\theta_v = 0$. Температурное поле в жидкости формируется за счет процессов теплопроводности и конвекции. Основной вопрос при этом состоит в том, с какой скоростью тепло, подводимое к свободной поверхности, переносится в глубь жидкости, и в частности, как влияет на этот теплоперенос естественная конвекция, которая в условиях криогенных баков весьма интенсивна.

В настоящее время существуют две точки зрения на рассматриваемую проблему. Первая состоит в том, что конвективное течение, как и принудительное перемешивание, будет выравнивать любые температурные неоднородности и, следовательно, уменьшать температурное расслоение. Согласно другому подходу свободно-конвективное течение представляет собой всплывающие более теплые жидкости вверх, поэтому в условиях, когда тепло к жидкости подводится одновременно с разных сторон, конвекция будет увеличивать перегрев верхних слоев жидкости, т.е. увеличивать температурное расслоение.

В работах [4–6] данная проблема исследовалась методами прямого численного моделирования для случая ламинарной конвекции в вертикальном цилиндрическом баке при постоянных во времени притоках тепла к жидкости, в том числе через свободную поверхность. Сравнение полученных решений с решением соответствующей задачи теплопроводности показало, что влияние конвекции на температурное поле существенно анизотропно: конвекция сильно уменьшает температурные неоднородности, вызванные подво-

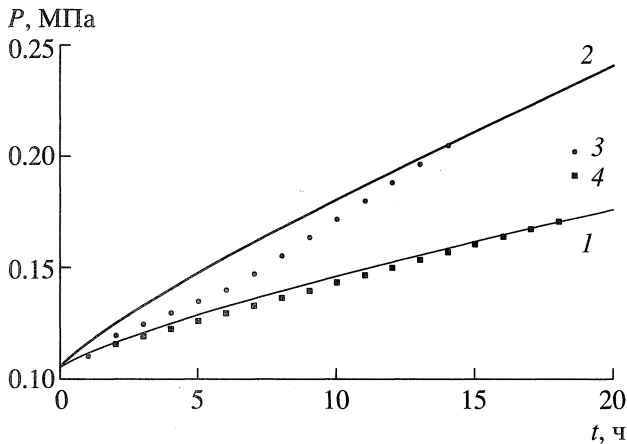


Рис. 3. Расчетные 1, 2 и экспериментальные 3, 4 результаты по скорости роста давления в модельном баке с жидким водородом (эксперимент [8]) при степени заполнения 83% для различных притоков тепла: 1 – 2 Вт/м²; 2 – 3.5 Вт/м².

дом тепла к жидкости сбоку и снизу, но слабо влияет на распространение тепла сверху вниз. Отметим также, что в подавляющем большинстве расчетов наблюдалось увеличение температуры верхней границы жидкости при наличии конвекции, хотя в количественном выражении этот эффект был незначителен, за исключением тех случаев, когда подвод тепла к жидкости сверху был мал.

Анизотропное влияние конвекции на неоднородности температуры позволяет принять, в первом приближении, следующую схему расчета температурного поля в рассматриваемой задаче. Будем считать, что тепло, подводимое к жидкости через стенку бака, т.е. тепло, подводимое к жидкости, в основном снизу и сбоку, равномерно распределяется конвекцией по всему объему. Кроме того, примем, что тепло, подводимое к жидкости через поверхность раздела фаз, т.е.

сверху, распространяется в глубь жидкости так же, как в задаче теплопроводности, в которой коэффициент теплопроводности в вертикальном направлении равен молекулярному, а коэффициент теплопроводности в горизонтальном направлении очень велик. Последнее предположение отражает влияние конвекции и эквивалентно предположению о постоянстве температуры по горизонтали. Суммируя вышеизложенное, примем, что, в первом приближении, для расчета температуры в жидкости можно использовать следующую одномерную задачу теплопроводности:

$$\rho_L c_L F \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial}{\partial z} \left(F \frac{\partial T}{\partial z} \right) + F \frac{Q_L}{V_L}, \quad (20)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \lambda \left(F \frac{\partial T}{\partial z} \right) \Big|_{z=H} = Q_{SL}. \quad (21)$$

Здесь ρ_L , λ – плотность и коэффициент теплопроводности жидкости; z – вертикальная координата; H – высота слоя жидкости в баке; $F(z)$ – площадь горизонтального сечения бака на высоте z . Несмотря на простоту, уравнение (20), как показано в [7], в ряде случаев позволяет весьма точно рассчитать распределение температуры в жидкости при интенсивной конвекции.

Результаты, полученные на основе изложенной методики расчета для условий эксперимента [3], приведены на рис. 2. Видно, что использование уравнения (20) вместо условия отсутствия температурного расслоения в жидкости приводит к существенному уменьшению расхождения между расчетом и экспериментом.

На рис. 3 приведены экспериментальные данные [8] и результаты соответствующих расчетов по описанной выше методике. Экспериментальные данные [8] получены на более крупном (4.89 м³) баке с жидким водородом, чем в работе [3], но при

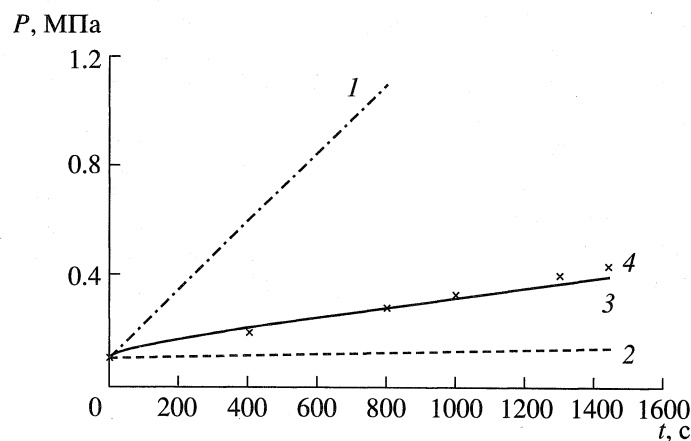


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные результаты по скорости роста давления в модельном баке с жидким азотом при степени заполнения 91%. Обозначения те же, что и на рис. 2 (эксперимент Л.П. Климина и А.Г. Дунцева).

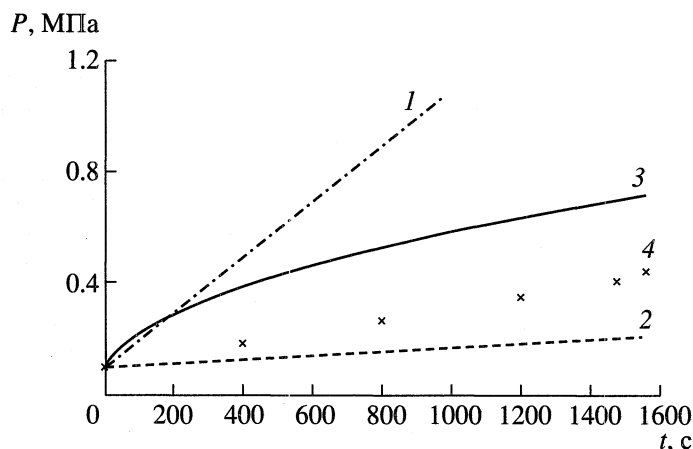


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные результаты по скорости роста давления в модельном баке с жидким азотом при степени заполнения 38%. Обозначения те же, что и на рис. 2 (эксперимент Л.П. Климина и А.Г. Дунцева).

меньших значениях внешних притоков тепла (2 и 3.5 Вт/м^2).

На рис. 4 приведены расчеты по изложенной методике и экспериментальные значения роста давления в баке с жидким азотом, полученные Л.П. Климиным и А.Г. Дунцевым. Форма бака была такой же, как в эксперименте [3], объем составлял 20.84 л, удельный теплоприток – 150 Вт/м^2 .

Проведенное сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными для различных жидкостей и баков, существенно различающихся размерами и уровнем притоков тепла, показывает, что изложенная выше методика расчета вполне удовлетворительно для данного класса задач описывает рост давления в условиях данных экспериментов. Однако необходимо отметить, что при уменьшении уровня заполнения бака различия между расчетными и экспериментальными данными, как правило, заметно увеличиваются (см. рис. 5 – эксперимент Л.П. Климина и А.Г. Дунцева). Это можно объяснить различными причинами, например, влиянием расслоения в газовой фазе или влиянием процессов, протекающих в стенке бака. Тем не менее приведенные выше результаты показывают, что при больших заполнениях криогенных баков из всех эффектов, не учитываемых в рамках “термодинамического” подхода, наибольшее влияние оказывает температурное расслоение в жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вальциферов Ю.В., Полежаев В.И. Конвективный теплообмен в замкнутом осесимметричном сосуде с криволинейной образующей при наличии поверхности раздела фаз и фазовых переходов // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 6. С. 126.
2. Вальциферов Ю.В. Совершенствование методики численного моделирования тепломассообмена в замкнутом осесимметричном сосуде, частично заполненном жидкостью // ВТГ. 1985. Т. 23. № 6. С. 1096.
3. Belyaev A.Yu., Ivanov A.V., Egorov S.D. et al. Pathways to Solve the Problem of Cryogenic Rocket Propellant Long Storage in Space // Proc. Int. Aerospace Congress. Moscow, Russia. August 15–19. 1994. V. 1. P. 558.
4. Черкасов С.Г. Естественная конвекция в вертикальном цилиндрическом сосуде при подводе тепла к боковой и свободной поверхностям // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 6. С. 51.
5. Черкасов С.Г. Квазистационарный режим естественной конвекции в вертикальном цилиндрическом сосуде // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 146.
6. Полежаев В.И., Бунэ А.В., Везуб Н.А. и др. Математическое моделирование конвективного тепломассообмена на основе уравнений Навье–Стокса. М.: Наука, 1987. 271 с.
7. Войтешонок В.С., Черкасов С.Г. Автомодельный режим тепловой стратификации при естественной конвекции в емкостях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 19.
8. Van Dresar N. T., Lin C. S., Hasan M. M. Self-Pressurization of a Flightweight Liquid Hydrogen Tank: Effect of Fill Level at Low Wall Heat Flux // AIAA Paper-92-0818. 1992.