исимости проводимости при ионной имплантации. В результате установлено, что механизм проводимости прыжковый.

Изучение воспроизводимости свойств лазерно-напыленных пленок показало, что разброс электрофизических свойств от образца к образцу существенно ниже, чем в случае пленок, полученных контактным термическим напылением, и фактически определяется разбросом параметров используемых подложек.

Таким образом, созданная установка и разработанная методика лазерного напыления позволяют получать тонкие пленки фталоцианина меди, структура и электрофизические свойства которых аналогичны, сенсорные свойства не уступают, а воспроизводимость свойств существенно превышает соответствующие характеристики пленок фталоцианина меди, получаемых другими способами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Симон Ж., Андре Ж. Молекулярные полупроводники. - М.: Мир, 1988.
2. Wright J.D. Gas adsorption and conductivity of phtpalocyanines // Progress in Surface Science. - 1989. - V.31, N1/2. - P.1-60.
3. Красовский А.М., Толстопятов Е.М. Получение тонких пленок распылением полимеров в вакууме. - Мн.: Наука и техника, 1982. - 181 с.
4. Мисевич А.В. Получение сенсорных пленок фталоцианинов лазерным распылением в вакууме // II Рэспубліканская студэнцкая навуковая канферэнцыя па фізіцы кандэнсаваных асяроддзяў / Тэз. дакл. - Гродна, 1994. - С.33.
5. Enomoto K.M.H., Nakamura V. Characteristics of the substituted metal phthalocyanine NO_2 sensor // Techn. Dig. of the 4th Int. Meeting on Chemical Sensors. - Tokyo. - 1992. - P.478-481.
6. Елович С.Ю., Жаброва Г.М. Механизм каталитического гидрирования этилена на никеле // Ж. физ. хим. - 1939. - Т.13, N12. - С.1761-1774.

УДК 537.84

А.Н.Вислович, доцент

ДИССИПАТИВНЫЙ РАЗОГРЕВ ВЯЗКОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ В ПРОФИЛИРОВАННОМ ЗАЗОРЕ

The problems of the influence of the temperature dependence of transfer coefficients, of the gap shape and the shape of fluid free surfaces on the dissipative heat-up of magnetofluid seals have been solved on the base of exact theory.

Одним из наиболее существенных факторов, ограничивающих область применения магнитожидкостных уплотнений, смазывающих узлов и других устройств, являются диссипативные тепловыделения, обусловленные интенсивным сдвиговым течением. В условиях ограниченных возможностей теплоотвода эти тепловыделения приводят к разогреву жидкости сверх допустимой температуры, а следовательно, к ее интенсивному испарению, структурной нестабильности и другим процессам, нарушающим работоспособность магнитожидкостных устройств.

Базовой моделью, на основе которой можно получить аналитические оценки важнейших термогидродинамических характеристик уплотнений (перегрева жидкости $v_m = T_{max} - T_{min}$, момент сил трения и мощности диссипативных тепловыделений), является простой сдвиг - прямолинейное куэттовское течение ньютоновской жидкости с постоянными коэффициентами переноса в зазоре постоянной ширины [1].

В настоящей работе обосновано уравнение для расчета диссипативного перегрева при сдвиговом течении в ограниченном объеме жидкости с произвольным профилем зазора, формой свободных границ и температурной зависимостью коэффициента динамической вязкости.

Рассмотрим прямолинейное равномерное движение вязкой жидкости, заключенной в зазоре между твердыми поверхностями, движущимися с различными скоростями υ_0 и υ_1 в направлении некоторой оси z. В нормальном оси z сечении эти поверхности задаются произвольным образом искривленными контурами $l^{(0)}$ и $l^{(1)}$, т.е. зазор является профилированным. В направлении оси z форма профиля не меняется. Распределение z-составляющей скорости υ определяется уравнением неразрывности плотности диффзионного потока импульса $\bar{p}$, ньютоновским законом внутреннего трения и условиями прилипания жидкости к твердым границам:

$$\nabla \cdot \bar{p} = 0, \qquad \eta\nabla\upsilon = -\bar{p}, \tag{1}$$

$$\upsilon\big|_{l^{(0)}} = \upsilon_0 = const, \qquad \upsilon\big|_{l^{(1)}} = \upsilon_1 = const, \tag{2}$$

где $\nabla = \bar{i}_x d/dx + \bar{i}_y d/dx$.

Температурное поле описывается уравнением баланса тепла, законом Фурье для плотности теплового потока $\bar{q}$ и условиями изотермичности границ:

$$\nabla \cdot \bar{q} = -\bar{p} \cdot \nabla \cdot \upsilon, \qquad \lambda\nabla T = -\bar{q}, \tag{3}$$

$$T\big|_{l^{(0)}} = T_0 = const, \qquad T\big|_{l^{(1)}} = T_1 = const \tag{4}$$

Условие изотермичности границ на практике обеспечивается тем, что жидкость контактирует с металлическими поверхностями и, следовательно, коэффициент теплопроводности жидкости значительно меньше коэффициента теплопроводности материала границ.

В модели (1)-(4) будем пренебрегать температурной зависимостью коэффициента теплопроводности, полагая $\lambda = const$, но более существенную зависимость коэффициента динамической вязкости от температуры $\eta = \eta(T)$ будем учитывать.

Свободные границы жидкости задаются контурами $l^{(s)}$ произвольной формы, на которых выполняются условия отсутствия касательных напряжений и теплоизолированности:

$$\upsilon_{,n}\big|_{l^{(s)}} = 0, \qquad T_{,n}\big|_{l^{(s)}} = 0.$$

Здесь и далее n - индекс нормали, запятая перед индексом означает дифференцирование. Эти условия обеспечиваются тем, что коэффициенты переноса газа, контактирующего со свободными поверхностями, значительно меньше коэффициентов переноса жидкости. В частном случае контуры собoдных границ $l^{(s)}$ могут быть сдвинуты на бесконечность.

Представим задачу (1) - (4) в безразмерном виде. Скорость и температуру будем отсчитывать от их значений на границе $l^{(0)}$. Без ограничения общности можно полагать, что для этих величин на $l^{(0)}$ выполняются нулевые граничные условия, а температура и скорость границы $l^{(1)}$ могут принимать любые неотрицательные значения. В качестве единиц измерения выберем: расстояния - минимальную ширину зазора l_*, скорости - относительную скорость $\upsilon_* = \upsilon_1 - \upsilon_0$ границы $l^{(1)}$, коэффициента вязкости - его значение η_0 вблизи границы $l^{(0)}$, плотности диффузного потока импульса - комплекс $p_* = \eta_0 \upsilon_*^2 / \lambda$. Задача по отысканию обезразмеренного термогидродинамического поля имеет вид

$$\nabla \cdot \vec{p} = 0, \tag{5}$$

$$\eta \nabla \upsilon = -\vec{p}, \qquad \upsilon\big|_{l^{(0)}} = 0, \qquad \upsilon\big|_{l^{(1)}} = 1, \tag{6}$$

$$\nabla \cdot \vec{q} = -\vec{p} \cdot \nabla \upsilon, \qquad q_n\big|_{l^{(0)}} = q_0, \qquad q_n\big|_{l^{(1)}} = q_1, \tag{7}$$

$$\nabla \nu = -\vec{q}, \qquad \nu\big|_{l^{(0)}} = 0, \qquad \nu\big|_{l^{(1)}} = \nu_1 = const. \tag{8}$$

Здесь для обезразмеренных плотностей потоков тепла и импульса, скорости и коэффициента вязкости сохранены их размерные обозначения, для обезразмеренной разности температур выведено новое обозначение $\nu = (T - T_0) / \nu_m^*$.

Решение будем искать в виде $\upsilon = \upsilon(\nu)$, т.е. предположим, что уравнения изолиний скорости $\upsilon(x,y) = const$ и температуры $\nu(x,y) = const$ имеют одинаковую форму. Сформулируем задачу (5)-(8) с учетом этого предположения в криволинейной ортогональной системе координат, в которой координатная сетка образована изотермами и векторными линиями теплового потока. В качестве координаты, изменяющейся вдоль линий теплового потока, выберем температуру ν. Изотерма параметризуется при помощи некоторого обобщенного параметра ξ.

В этой системе координат векторы $\vec{p}$ и $\vec{q}$ имеют только по одной проекции (q и p соответственно) и дифференциальные уравнения (5)-(8) принимают вид

$$(\sqrt{g_\xi}\, p)_{,\nu} = 0, \tag{9}$$

$$\nu\upsilon_{,\nu}/\sqrt{g_\nu} = -p, \tag{10}$$

$$(\sqrt{g_\xi}\, q)_{,\nu}/\sqrt{g_\xi} = p\upsilon_{,\nu}, \tag{11}$$

$$1/\sqrt{g_\nu} = -q, \tag{12}$$

где g_ξ и g_ν - метрические коэффициенты координатных ξ и ν линий, соответственно.

Введем новые переменные - обобщенные плотности потока тепла и импульса

$$\tilde{q} = \sqrt{g_\xi}\, q, \qquad \tilde{p} = \sqrt{g_\xi}\, p.$$

Для них система (9)-(12) и результат ее интегрирования с учетом граничных условий (6), (8) на границе $l^{(0)}$ имеют вид

$$\tilde{p}_{,\nu} = 0, \qquad \tilde{p} = \tilde{p}(\xi), \tag{13}$$

$$\eta\tilde{q}\upsilon_{,\nu} = \tilde{p}, \qquad \tilde{q}^2 - \tilde{q}_0^2 = 2\tilde{p}\Theta, \tag{14}$$

$$\tilde{q}_{,\nu} = -\tilde{p}\upsilon_{,\nu}, \qquad \tilde{q} - \tilde{q}_0 = \tilde{p}\upsilon, \tag{15}$$

$$\sqrt{g_\xi/q_\nu} = -\tilde{q}, \tag{16}$$

где $\Theta(\nu) = \int\limits_0^\nu \eta^{-1}(\nu)d\nu$.

Подстановка (14), (15) в граничные условия (6), (7) на границе $l^{(1)}$ приводит к системе уравнений, решение которой позволяет получить выражения для обобщенной плотности теплового потока на границах:

$$\tilde{q}_1 = -\tilde{p}(1/2 + \Theta_1), \tag{17}$$

$$\tilde{q}_1 = -\tilde{p}(1/2 - \Theta_1), \tag{18}$$

где $\Theta_1 = \Theta(\nu_1)$.

В случае, когда обе границы поддерживаются при одинаковой температуре ($\Theta_1 = 0$) из (17), (18), следует, что через каждую из твердых границ отводится в точности половина мощности диссипативных тепловыделений в объеме жидкости. Этот результат является нетривиальным обобщением аналогичного результата, который имеет место для простого сдвига.

Для простого сдвига при выполнении симметричных тепловых граничных условий температурное поле симметрично относительно середины зазора, что обеспечивает раздвоение теплового потока. В общем случае распределение температуры будет ассимметричным вследствие ассимметрии объема жидкости. Из физических соображений ясно, что изотерма температурного максимума будет смещаться к той границе, длина контура смачивания которого меньше. Тем не менее, независимо от геометрии объема и особенностей зависимости $\eta = \eta(T)$, раздвоение потока в точности будет выполняться.

Крайний пример ассимметричных тепловых граничных условий представляет случай, когда одна из границ (к примеру $l^{(1)}$) теплоизолирована. На этой границе будет достигаться максимальное значение температуры, уравнение для которого следует из условия $\widetilde{q} = 0$:

$$\Theta_1 = \Theta_m = 1/2. \tag{19}$$

Для размерных величин это соотношение можно представить в виде

$$\nu_m = \frac{\upsilon_*^2}{2\lambda < \eta^{-1} >_m}, \tag{20}$$

где $< \eta^{-1} >_m = 1/\nu \int\limits_0^{\nu_m} \eta^{-1} d\nu$ - среднее значение размерной текучести в диапазоне температур от T_0 до T_m ($\nu = T - T_0$).

Исключив из (14), (15), (16) тепловой поток, получим уравнения, связывающие распределение температуры и скорости:

$$\Theta = \int\limits_0^{\nu_m} \eta^{-1} d\nu = \upsilon\left(1/2 + \int\limits_0^{\nu_m} \eta^{-1} d\nu - \upsilon/2\right), \tag{21}$$

$$\upsilon = 1/2 + \Theta_1 \pm \sqrt{(1/2+\Theta)^2 - 2\Theta}. \tag{22}$$

Эти уравнения доказывают существование постулируемой в начале зависимости $\upsilon = \upsilon(\nu)$.

Из (14), (17) следует выражение для теплового потока в любой точке объема жидкости

$$\widetilde{q} = \pm \widetilde{p}\sqrt{(1/2+\Theta_1)^2 - 2\Theta}. \tag{23}$$

Здесь, как видно из (17), (18), знак "+" следует выбирать в области, прилежащей к границе $\Gamma^{(0)}$. Точка, в которой происходит смена знака теплового потока, является стационарной для распределения температуры - в ней достигается максимальное значение. Таким образом, из условия $\tilde{q} = 0$ получим уравнение, определяющее перегрев жидкости в общем случае:

$$\Theta_m = 1/2\left(1/2 + \Theta_1\right)^2, \tag{24}$$

Отсюда, в частности, следует уравнение для обсуждавшихся выше случаев: для теплоизолированной границы - уравнение (19), для границ с одинаковыми температурами -

$$\Theta_m = 1/8. \tag{25}$$

Эти случаи являются предельными, определяющими соответственно максимальное и минимальное значения перегрева при изменении тепловых условий на жестких границах.

Если $\Theta_1 > 1/2$, то для температурного распределения стационарная точка отсутствует и максимальное значение температуры достигается на границе, т.е. $\Theta_m = \Theta_1$.

Запишем (23) в размерном виде

$$\nu_m = \frac{\upsilon_*^2}{2\lambda\left\langle\eta^{-1}\right\rangle_m}\left[\frac{1}{2} + \frac{\nu_1\lambda\left\langle\eta^{-1}\right\rangle_1}{\upsilon_*^2}\right]^2. \tag{26}$$

Величина $\left\langle\eta^{-1}\right\rangle_m$ в общем случае зависит от ν_m и, следовательно, (26) при заданных температурах границ представляет собой уравнение, неявно определяющее ν_m. Для его решения необходимо использовать конкретные предположения о температурной зависимости вязкости. Рассмотрим пример решения уравнения (26) при использовании достаточно распространенной экспоненциальной аппроксимации $\eta = \eta_0 e^{-b\nu}$. В этом случае усредненное значение текучести равно

$$\left\langle\eta^{-1}\right\rangle \equiv \nu^{-1}\int_0^{\nu}\eta^{-1}d\nu = \eta_0 b\nu(e^{b\nu} - 1).$$

Полагая $\nu = \nu_m$ и $\nu = \nu_1$, получим соответственно $\left\langle\eta^{-1}\right\rangle_m$ и $\left\langle\eta^{-1}\right\rangle_1$, после подстановки которых в (26) найдем выражение для перегрева

$$\nu_m = \frac{1}{b}\ln\left\{1+\frac{b\nu_*}{2}\left[\frac{1}{2}+\frac{\nu_1}{\nu_*}\cdot\frac{e^{b\nu_1}-1}{b\nu}\right]^2\right\}, \tag{26,a}$$

где $\nu_* = \upsilon_* \eta_0/\lambda$.

При постоянном значении вязкости $\langle\eta^{-1}\rangle_m = \langle\eta^{-1}\rangle_1 = \eta_0$ (26) определяет ν_m явным образом. В это выражение не входят геометрические характеристики, и его вид сохраняется для произвольных профилей зазора и форм свободных границ (в том числе и для простого сдвига). Перегрев зависит только от теплофизических характеристик жидкости и относительной скорости движения границ. Учет температурной зависимости вязкости осуществляется использованием усредненных значений его обратной величины - коэффициента текучести, что превращает (26) в трансцедентное уравнение для перегрева.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что получаемое в рамках модели простого сдвига соотношение для диссипативного перегрева обобщается на широкий круг более сложных ситуаций, имеющих место в магнитожидкостных уплотнениях вращающихся валов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берковский Б.М., Медьедев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. - М., 1989.

СОДЕРЖАНИЕ