

ВСЕСОЮЗНЫЙ ЖУРНАЛ
ТРЕНИЕ И ИЗНОС

ТИ

*

ЯНВАРЬ—ФЕВРАЛЬ

ТОМ III

1

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

МИНСК
«НАУКА И ТЕХНИКА»
1982

УДК 621.822:538.4

Л. П. ОРЛОВ, В. К. ПОЛЕВИКОВ, В. Е. ФЕРТМАН

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТОЖИДКОСТНОМ УПЛОТНЕНИИ

В современных машинах предъявляются высокие требования к герметичности и износостойкости уплотнительных устройств. В настоящее время широко обсуждаются достоинства нового типа жидкостного уплотнения, основанного на применении магнитной жидкости в качестве герметизирующей среды. С обзором современного состояния теории и практики магнитождкостных уплотнений можно ознакомиться в работе [1]. Важно отметить, что в отличие от традиционных динамических жидкостных уплотнений магнитождкостные уплотнения способны работать и как стояночные герметизаторы.

С ростом скоростей вращения уплотняемого вала на характеристики магнитождкостного уплотнения начинают оказывать существенное влияние термогидродинамические процессы в заполняющем кольцевой зазор между валом и полюсным наконечником слое магнитной жидкости. С одной стороны, в динамическом режиме работы под действием центробежных сил происходит изменение толщины слоя магнитного уплотнителя, и при некотором ее значении возможен пробой уплотнения под действием рабочего перепада давления [2]. С другой стороны, с ростом скоростей сдвига существенной величиной становится диссипация энергии [3, 4]. При этом интенсифицируется испарение жидкости-носителя и увеличивается возможность десорбции поверхностно-активного вещества с мелкодисперсных частиц магнитного материала, которая приводит к их коагуляции. Все это снижает ресурс работы уплотнения.

Будем считать магнитное поле заданным, уплотняющую жидкость — ньютоновской средой, находящейся в состоянии магнитного насыщения. Тогда термогидродинамические процессы в равновесном по намагниченности приближении описываются следующей системой уравнений [3]:

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\text{grad } p + \eta \Delta v + \mu_0 M \text{ grad } H, \quad (1)$$

$$\text{div } v = 0, \quad (2)$$

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \lambda \Delta T + \Phi. \quad (3)$$

В качестве теоретической модели магнитождкостного уплотнения примем кольцевой слой неизменного объема с радиусами R_1 и R_2 . Магнитную жидкость будем считать удерживаемой в зазоре неоднородным магнитным полем величины H с перпендикулярными оси слоя плоски-

ми поверхностями уровня и постоянным по величине градиентом, знак которого меняется на противоположный при переходе через плоскость максимального значения величины магнитного поля. Введем в этой плоскости полярные координаты r , φ ; координатную ось z совместим с осью слоя.

Пусть уплотняемый вал неподвижен. В этом случае, согласно формуле (1), справедливо уравнение $\mu_0 M \operatorname{grad} H - \operatorname{grad} p = 0$, после интегрирования которого получаем $p = \mu_0 M \frac{dH}{dz} z + C_1$. Если давление в средах

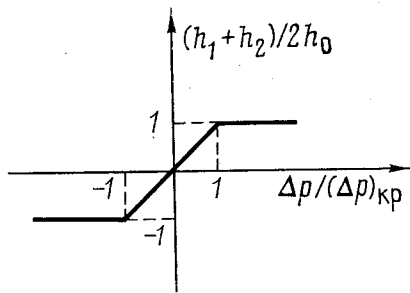


Рис. 1. Изменение безразмерной эффективной толщины жидкостной пробки в зависимости от безразмерного перепада давления

по разные стороны от уплотняющей зазор магнитожиidкостного уплотнения жидкости равно p_1 и p_2 , то на свободных поверхностях $z_1(r)$, $z_2(r)$ жидкостной пробки должны выполняться условия $p_1 = \mu_0 M L z_1 + C_1$, $p_2 = -\mu_0 M L z_2 + C_1$. Символом L обозначена постоянная величина градиента магнитного поля. Следовательно, уравнения свободных поверхностей имеют вид $z_1 = h_1$, $z_2 = h_2$. Соответственно перепад давления, выдерживаемый магнитожиidкостным уплотнением в статическом режиме, равен $\Delta p = p_1 - p_2 = \mu_0 M L (h_1 + h_2)$.

Условимся впредь называть величину $h_1 + h_2$ эффективной толщиной магнитожиidкостной пробки. Если при отсутствии перепада давления свободные поверхности магнитной жидкости занимают положения $z_1 = -h_0$ и $z_2 = h_0$, то эффективная толщина жидкостной пробки может изменяться в диапазоне от $-2h_0$ до $+2h_0$. Поэтому максимальный перепад давления, выдерживаемый магнитожиidкостным уплотнением в статическом режиме, равен $\Delta p_{кр} = 2\mu_0 M L h_0$. При заданных M и L дальнейшее увеличение перепада давления приведет к выходу уплотнения из строя, поскольку пондеромоторная сила оказывается не в состоянии компенсировать перепад давления. На рис. 1 изображено изменение эффективной толщины жидкостной пробки в зависимости от перепада давления. Сделаем оценку $\Delta p_{кр}$. При $M = 4 \cdot 10^4$ А/м, $L = 10^8$ А/м², $h_0 = 10^{-3}$ м получим $\Delta p_{кр} = 10^4$ Па.

Обратимся к случаю стационарного вращения уплотняемого вала, когда жидкость в зазоре магнитожиidкостного уплотнения находится в состоянии стационарного сдвигового течения. Поскольку в цилиндрических координатах отличной от нуля является только азимутальная компонента скорости $v(r)$, то уравнение Навье — Стокса (1) сводится к следующей системе уравнений:

$$v'' + 3 \frac{v'}{r} = 0, \quad (4)$$

$$p' = \rho r v^2, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \mu_0 M \frac{dH}{dz}. \quad (6)$$

Уравнение несжимаемости (3) удовлетворяется автоматически. Штрихом здесь обозначено дифференцирование по r .

Учитывая граничные условия

$$v|_{r=R_1} = \omega, \quad v|_{r=R_2} = 0,$$

получаем из уравнения (4) известный результат [5] для линейной скорости

$$u = vr = \frac{d^2 \omega [(R_2)^2 - r^2]}{r}, \quad (7)$$

где $d^2 = \xi^2 / (1 - \xi^2)$, $\xi = R_1 / R_2$.

Интегрирование уравнений (5) и (6) для давления дает

$$p = \mu_0 M \frac{dH}{dz} z + \omega^2 \varphi(r) + C_2, \quad (8)$$

где $\varphi(r) = 0,5 \rho d^4 [r^2 - 4(R_2)^2 \ln(r/R_2) - (R_2)^4 / r^2]$. При условии, что свободная поверхность $z_1(r)$, находящаяся под давлением p_1 , расположена в области $z < 0$, а свободная поверхность $z_2(r)$, находящаяся под давлением p_2 , — в области $z > 0$, уравнения свободных поверхностей в динамическом режиме в соответствии с формулой (8) могут быть записаны в виде

$$z_1(r) = \frac{p_1 - C_2 - \omega^2 \varphi(r)}{\mu_0 M L}, \quad (9)$$

$$z_2(r) = \frac{C_2 - p_2 + \omega^2 \varphi(r)}{\mu_0 M L}. \quad (10)$$

Пусть при $r = R_1$ $z_1 = h_1^*$ и $z_2 = h_2^*$. Тогда уравнения (9) и (10) можно переписать в виде

$$z_1(r) = h_1^* + \frac{\omega^2}{\mu_0 M L} [\varphi(R_1) - \varphi(r)], \quad (11)$$

$$z_2(r) = h_2^* + \frac{\omega^2}{\mu_0 M L} [\varphi(r) - \varphi(R_1)]. \quad (12)$$

Исследование функции $\varphi(r)$, определяющей характер свободных поверхностей, позволяет сделать вывод о том, что в динамическом режиме работы магнитожидкостного уплотнения свободные поверхности качественно ведут себя так, как изображено на рис. 2.

При отсутствии перепада давления в динамическом режиме свободные поверхности располагаются симметрично относительно плоскости максимального значения величины магнитного поля. Из формул (11) и (12) получаем

$$z_1 = -h_3 + \frac{\omega^2}{\mu_0 M L} [\varphi(R_1) - \varphi(r)],$$

$$z_2 = h_3 + \frac{\omega^2}{\mu_0 M L} [\varphi(r) - \varphi(R_1)].$$

Здесь $h_3 > 0$. Величина h_3 связана с ранее введенной величиной h_0 условием несжимаемости жидкости

$$\int_{R_1}^{R_2} \left[\int_0^{2\pi} \left(\int_{z_1(r)}^{z_2(r)} dz \right) d\varphi \right] r dr = \pi (R_2^2 - R_1^2) 2h_0.$$

Отсюда

$$h_3 = h_0 - \frac{\rho \omega^2 R_1^2}{2\mu_0 ML (1 - \xi^2)^3} \left(1 + \frac{3}{2} \xi^2 - 3\xi^4 + 6\xi^2 \ln \xi + \frac{1}{2} \xi^6 \right). \quad (13)$$

Приравняв h_3 нулю, найдем значение угловой скорости ω_* , при котором исчезает жидкостная перемика, разделяющая две среды:

$$\omega_*^2 = \frac{2\mu_0 ML h_0 (1 - \xi^2)^3}{\rho R_1^2 \left(1 + \frac{3}{2} \xi^2 - 3\xi^4 + 6\xi^2 \ln \xi + \frac{1}{2} \xi^6 \right)}.$$

При вычисленном выше значении $\Delta p_{кр} = 10^4$ Па, $\rho = 1,5 \cdot 10^3$ кг/м³ (жидкость на основе трансформаторного масла), $R_1 = 4 \cdot 10^{-2}$ м и $R_2 = R_1 = 10^{-4}$ м получаем $\omega_* = 1,8 \cdot 10^3$ рад/с, что при указанном радиусе вращающегося вала соответствует по порядку величины линейной скорости 70 м/с.

Выражение (13) можно теперь записать в виде

$$h_3 = h_0 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_*^2} \right).$$

Поскольку эффективная толщина жидкостной пробки в динамическом режиме работы магнитожидкостного уплотнения $h_1^* + h_2^*$ связана с величиной h_3 неравенством $h_1^* + h_2^* \leq 2h_3$ и перепад давления, выдерживаемый магнитожидкостным уплотнением в динамическом режиме, $\Delta p = \mu_0 ML (h_1^* + h_2^*)$, то зависимость критического перепада давления в динамическом режиме $(\Delta p_{кр})^*$ от угловой скорости вращения вала представляется уравнением

$$(\Delta p_{кр})^* = 2\mu_0 ML h_3 = \Delta p_{кр} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_*^2} \right).$$

При более последовательном подходе к рассматриваемой задаче необходимо учесть силы поверхностного натяжения. Однако, как показали оценки, обусловленная капиллярным эффектом поправка имеет более высокий порядок малости. Действительно, отношение искажения формы невозмущенной свободной поверхности, обусловленного капиллярным эффектом, к аналогичному искажению, вызванному вращением вала, равно $8\sigma/\rho\omega^2 R_1 \delta$, где $\delta = R_2 - R_1$. При $\omega = \omega_*$ и $\sigma = 2 \cdot 10^2$ Н/м это отношение составляет 0,08. Далее, используя профиль скорости из формулы (7) в зазоре магнитожидкостного уплотнения, проанализируем температурное поле в зазоре. Введем безразмерные скорость $\hat{u} = u/\omega R_1$, радиальную координату $\hat{r} = (r - R_1)/(R_2 - R_1)$, температуру $\hat{T} = (T - \theta_0)/(T_0 - \theta_0)$. Для удобства вычислений T_0 выберем таким образом, чтобы так называемое число Бринкмана [6] $Bг = \eta(\omega R_1)^2/\lambda(T_0 - \theta_0)$ равнялось единице. Тогда безразмерное уравнение теплопроводности запишем следующим образом:

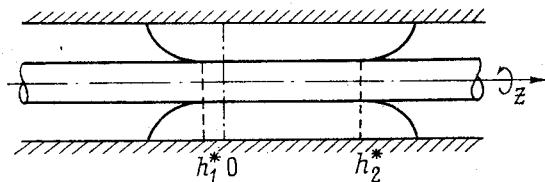


Рис. 2. Качественный профиль свободных поверхностей магнитной жидкости в динамическом режиме работы магнитожидкостного уплотнения

$$\frac{1}{\hat{r} + \alpha} \frac{d}{d\hat{r}} \left[(\hat{r} + \alpha) \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} \right] + \left[(\hat{r} + \alpha) \frac{d}{d\hat{r}} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{r} + \alpha} \right) \right]^2 = 0,$$

где $\alpha = \xi/(1 - \xi)$.

Интегрируя его при граничных условиях

$$\hat{T}|_{\hat{r}=0} = 0, \quad \left. \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} \right|_{\hat{r}=1} = -A,$$

получаем для безразмерной температуры

$$\hat{T} = \frac{(\alpha + 1)^4}{(2\alpha + 1)^2} \left[1 - \left(\frac{\alpha}{\hat{r} + \alpha} \right)^2 \right] + \left[(\alpha + 1) A + \frac{2\alpha^2 (\alpha + 1)^2}{(2\alpha + 1)^2} \right] \times \ln \frac{\alpha}{\hat{r} + \alpha}. \quad (14)$$

Удобно упростить полученное выражение, воспользовавшись тем, что в магнитоожидкостном уплотнении отношение $\xi = R_1/R_2 = 1 - \Delta$, где $\Delta \ll 1$. Тогда $\alpha = (1 - \Delta)/\Delta \approx 1/\Delta \gg 1$, т. е. поскольку $0 \leq \hat{r} \leq 1$, то всегда выполняется условие $\hat{r}/\alpha \ll 1$. В таком случае разложение в ряды по малому параметру $\hat{r}/\alpha$ дает для уравнения (14)

$$\hat{T} = \left[1 - A \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) \right] \hat{r} - 0,5 \left(1 - \frac{A}{\alpha} \right) (\hat{r})^2. \quad (15)$$

Выражение (15) становится особенно простым при $A = 0$: $\hat{T} = \hat{r} - 0,5(\hat{r})^2$. Эта зависимость графически изображена на рис. 3 (кривая 1). Безразмерная температура в рабочем зазоре монотонно возрастает от нулевого значения до 0,5 на адиабатически изолированной границе.

Исследуем выражение (15) при произвольном значении A . Условие $d\hat{T}/d\hat{r} = 0$ дает точку возможного экстремума $\hat{r}_0 = (1 - A/\alpha - A)/(1 - A/\alpha)$. Физический смысл имеют лишь те значения $\hat{r}_0$, которые удовлетворяют условию $0 \leq \hat{r}_0 \leq 1$. Это означает, что безразмерная температура $\hat{T}$ может достигать экстремума при выполнении условия $0 \leq A \leq \alpha/(\alpha + 1)$ или $A \geq \alpha$. Поскольку $d^2\hat{T}/d\hat{r}^2 = -(1 - A/\alpha)$, то при $0 \leq A \leq \alpha/(\alpha + 1)$ имеем максимум $\hat{T}$ в рабочем зазоре в точке $\hat{r} = \hat{r}_0$. Условие $\hat{T}|_{\hat{r}=1} \geq 0$ влечет за собой ограничение $A \leq 0,5$. Отметим также, что при $A = \alpha$ $\hat{T} = -A\hat{r}$.

Перечисленная совокупность аналитических результатов графически иллюстрируется кривыми 2—6 на рис. 3. Для кривой 2 величина A меньше 0,5; для кривой 3 равна 0,5; для кривой 4 больше 0,5, но мень-

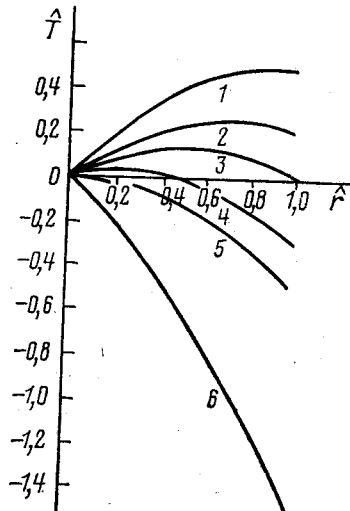


Рис. 3. Распределение безразмерной температуры в рабочем зазоре магнитоожидкостного уплотнения при различных значениях безразмерного отводимого теплового потока A : 1—0; 2—0,3; 3—0,5; 4—0,8; 5—0,99; 6—2

ше $\alpha/(\alpha+1)$; для кривой 5 равна $\alpha/(\alpha+1)$; для кривой 6 больше $\alpha/(\alpha+1)$, но меньше α . При построении принято $\xi=0,99$, т. е. $\alpha=99$.

Диссипативный нагрев особенно велик при эксплуатации высокоскоростных и многоступенчатых магнитожидкостных уплотнений. Эксперименты [5] показывают, что отвод тепла из зоны нагрева происходит главным образом через полюсные наконечники на корпус машины и через уплотняемый вал. Полученные выше результаты позволяют рассчитать систему охлаждения, обеспечивающую необходимый теплоотвод через наконечник посредством принудительной циркуляции теплоносителя, либо через каналы в корпусе, либо через каналы непосредственно в полюсном наконечнике.

Обозначения

ρ — плотность магнитной жидкости; v — скорость; t — время; p — давление; η — динамическая вязкость; μ_0 — магнитная постоянная; M — намагниченность; H — величина напряженности магнитного поля; c — теплоемкость; T — температура; λ — коэффициент теплопроводности; Φ — диссипативная функция; R_1 — радиус уплотняемого вала; R_2 — радиус внешнего цилиндра; ω — угловая скорость вращения вала; σ — коэффициент поверхностного натяжения магнитной жидкости; θ_0 — температура на границе магнитная жидкость — вал; T_0 — некоторое характерное значение температуры.

Nomenclature

ρ — mass density of magnetic fluid; v — velocity; t — time; p — pressure; η — dynamic viscosity; μ_0 — magnetic constant; M — magnetization; H — intensity of magnetic field; c — heat capacity; T — temperature; λ — thermal conductivity; Φ — dissipative function; R_1 — radius of sealed shaft; R_2 — radius of outer cylinder; ω — angular velocity of shaft rotation; σ — coefficient of surface tension of magnetic fluid; θ_0 — temperature on the interface between shaft and fluid; T_0 — characteristic temperature.

Figure Captions

Fig. 1. Variation of dimensionless effective thickness of liquid seal with dimensionless pressure drop.

Fig. 2. Profile of free surface of magnetic fluid under dynamic conditions of magnetofluid seal operation.

Fig. 3. Distribution of dimensionless temperature in the working clearance of magnetofluid seal at different values of dimensionless heat removal flow A : 1 — 0; 2 — 0,3; 3 — 0,5; 4 — 0,8; 5 — 0,99; 6 — 2.

Summary

An analysis is made of the magnetic fluid flow in an annular gap between the rotary internal and immovable external cylinders, i. e. the situation which simulates the dynamic regime of the magnetofluid seal operation.

Литература

1. Орлов Л. П., Фертман В. Е. Принципы расчета и конструирования магнитожидкостных уплотнений. — Магнитная гидродинамика, 1980, № 4, с. 89—101.
2. Орлов Л. П., Полевиков В. К., Фертман В. Е. К расчету критического перепада давления в динамическом режиме работы магнитожидкостного уплотнения: Тез. докл. IX Рижского совещ. по магнитной гидродинамике. — Саласпилс, 1978, ч. 3, с. 145.
3. Орлов Л. П., Полевиков В. К., Фертман В. Е. Исследование теплового режима работы магнитожидкостных уплотнений. — В сб.: Конвекция и волны в жидкостях. Минск: ИТМО АН БССР, 1977, с. 139—150.
4. Фертман В. Е. Экспериментальное исследование теплового режима магнитожидкостного уплотнения. — Магнитная гидродинамика, 1979, № 4, с. 129—131.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: ГИТТЛ, 1953. — 788 с.
6. Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. — М.: Химия, 1974. — 688 с.

Ордена Трудового Красного Знамени
Институт тепло- и массообмена
им. А. В. Лыкова АН БССР, г. Минск

26.11.79.