УДК 621.822.5

ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В ЗАЗОРЕ ГАЗОСТАТИЧЕСКОГО ПОДШИПНИКА

В.Л. Конюков, канд. техн. наук, доцент, декан,

Е.В. Богатырева, ассистент, КМТИ,

г. Керчь, Украина

Для анализа течений газа в зазоре газостатического подшипника используют интегрирование уравнений Навье-Стокса [1]. Однако до настоящего времени не найдены методы интегрирования этих уравнений в их общем виде. Только для некоторых частных случаев течения вязкой жидкости найдены решения, но среди этих частных случаев лишь немногие не налагают никаких ограничений на величину вязкости.

Для интегрирования уравнений Навье-Стокса используют упрощенные модели течения. Так, для движения рабочего тела в зазоре газостатического подшипника принимают газ несжимаемым и течение ламинарным.

В настоящей работе предпринята попытка оценить, насколько указанные допущения соответствуют фактическому режиму движения.

Движение газа в зазоре газостатического подшипника в общем случае является трехмерным. Это связано с тем, что в опорных (радиальных) подшипниках газ движется в зазоре переменной толщины, увлекаемый вращающейся цапфой в окружном направлении, эксцентрично расположенной относительно оси вкладыша. В то же время подвод рабочего тела через питающие отверстия вызывает его растекание в осевом направлении.

Учитывая малую толщину зазора по сравнению с радиусом вкладыша и его шириной, а также малую величину эксцентриситета, движение газа можно рассматривать аналогичным течению между двумя коаксиальными цилиндрами, из которых внутренний вращается, а внешний покоится. При определенной скорости вращения возникает неустойчивое расслоение рабочего тела в зазоре [1]. Это связано с тем, что частицы жидкости, находящиеся вблизи внутренней стенки, стремятся вследствие большой центробежной силы переместиться наружу.

Для случая невязкой жидкости устойчивость такого течения была исследована еще в 1916 году Рейли. В результате было выявлено, что течение является неустойчивым, когда окружная скорость u при увеличении радиуса r уменьшается сильнее, чем $\frac{1}{r}$, то есть если

$$u(r) = \frac{const}{r^n} \qquad (1),$$

где $n \succ 1$,

Для случая вязкой жидкости устойчивость такого течения впервые была подробно исследована Дж.И. Тейлором в рамках линейной теории. Это исследование показало, что начиная с определенного значения Re, между цилиндрами возникают правильно чередующиеся вихри с правым и левым вращением и с осями, параллельными направлению окружной скорости вращающегося цилиндра.

Условие неустойчивости течения в кольцевом пространстве, следовательно, и условие возникновения вихрей можно выразить с помощью числа Тейлора Ta в виде соотношения:

$$Ta = \frac{U_i h}{\nu}\sqrt{\frac{h}{R_i}} \geq 41{,}3, \qquad (2)$$

где h - толщина зазора между цилиндрами;

R_i, U_i - соответственно радиус и окружная скорость внутреннего цилиндра.

Исследования, выполненные Дж. Т. Стюартом, показали, что нарушение устойчивости течения в зазоре вызывает сильное увеличение момента сопротивления внутреннего цилиндра.

Для коаксиальных цилиндров при ламинарном движении газа в зазоре коэффициент момента сопротивления может быть определен по формуле [1]

$$c_м = 4\left(\frac{U_i d}{\nu}\right)^{-1} = 4\sqrt{\frac{d}{R_i}} \cdot Te^{-1}. \qquad (3)$$

В подшипниках на газовой смазке критерий подобия Рейнольдса $Re = \frac{U_i d}{\nu}$ не превышает 1000, а $\frac{d}{R_i} \le 8 \cdot 10^{-4}$, тогда число Тейлора $Ta \prec 30$.

Из приведенного выше анализа следует, что течение в зазоре подшипника на газовой смазке будет устойчивым ламинарным.

Газ, поступающий в зазор растекается к периферийным сечениям и при наличии вращения шипа траектории движения газа имеют спиралевидную форму. Для анализа движения газа в зазоре предположим, что вращение шипа отсутствует, тогда газ будет растекаться к периферийным поверхностям по зазору постоянной толщины.

Уравнение обращения воздействий в общем виде можно записать так

$$\left(M^2 - 1\right)\frac{dw}{w} = \frac{df}{f} - g\frac{dy}{a^2} - \frac{dl_т}{a^2} - \frac{dl_{тр}}{a^2} + \frac{dq_{вн}}{\rho c_P}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_P + \frac{dq_{тр}}{\rho c_P}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_P, \qquad (4)$$

где $M = \frac{w}{a}$ - число Маха;

$dq_{вн}$ - теплота за счет внешнего теплообмена;

$dq_{тр}$ - теплота трения;

$dl_{тр}$ - работа сил трения;

f - площадь проходного сечения;

y - положение выходного сечения в поле гравитационных сил относительно плоскости сравнения.

Движение газа при наличии трения является частным случаем движения газового потока с подводом теплоты, так как в процессе трения выделяется теплота, поглощаемая потоком.

При движении рабочего тела в зазоре подшипника на газовой смазке из всех возможных воздействий на поток имеется лишь работа сил трения. Это воздействие равноценно подводу теплоты к рабочему телу, т.к. $dl_{тр} = dq_{тр}$. Для канала постоянной площади сечения, неизменного уровня $(dy = 0)$, при отсутствии взаимодействия с внешней средой $(dl_т = 0;\ dq_{вн} = 0)$ и при постоянном массовом расходе $(dG = 0)$, предполагая, что рабочее тело по своим свойствам аналогично идеальному газу, уравнения обращения воздействий примут вид:

$$\left(M^2 - 1\right)\frac{dw}{w} = -k\frac{dl_{тр}}{a^2}, \qquad (5)$$

$$\left(M^2 - 1\right)\frac{d\rho}{\rho} = k\frac{dl_{тр}}{a^2}, \qquad (6)$$

$$\left(M^2 - 1\right)\frac{dP}{P} = k\left[M^2(k-1) + 1\right]\frac{dl_{тр}}{a^2}, \qquad (7)$$

$$\left(M^2 - 1\right)\frac{dT}{T} = kM(k-1)\frac{dl_{тр}}{a^2}. \qquad (8)$$

Скорость w, давление P и плотность ρ под влиянием трения изменяются однозначно, так как наличие трения всегда эквивалентно только подводу теплоты. Направление этих изменений иллюстрируется неравенствами:

если $M \prec 1$, то $dw \succ 0$; $dP \prec 0$; $d\rho \prec 0$;

если $M \succ 1$, то $dw \prec 0$; $dP \succ 0$; $d\rho \succ 0$.

Таким образом, особенностью влияния трения на поток газа является односторонность воздействия, так как для изолированного процесса работа сил трения $dl_{тр} = dq_{тр} = T\Delta S \succ 0$. В связи с этим для дозвукового течения возможно лишь ускорение потока, а для сверхзвукового – только замедление [3]. Непрерывный переход через критическую скорость при этом невозможен.

Если рассмотреть два сечения канала, односторонне расположенных относительно питательных отверстий и имеющих одинаковые расходы, то при условии адиабатного течения температуры торможения в этих сечениях будут одинаковыми $T_1^* = T_2^*$. Учитывая, что

$$T^* = T\left[1 + (k-1)\frac{M^2}{2}\right],$$

получаем

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{k-1}{2}M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2}M_2^2} \qquad (9)$$

Из последнего выражения следует, что в дозвуковом потоке температура газа уменьшается (скорость увеличивается), а в сверхзвуковом – увеличивается (скорость уменьшается).

Для оценки длины канала, в конце которого скорость потока газа достигает критической, работу сил трения представим формулой:

$$dl_{тр} = \frac{\xi w^2}{2}\frac{dx}{h}, \qquad (10)$$

где ξ - коэффициент гидравлического сопротивления;

h - толщина газового зазора в подшипнике;

x - текущая координата вдоль оси цапфы.

Подставив (10) в (5), получим:

$$\left(M^2 - 1\right)\frac{dw}{w} = -k\xi w^2 \frac{dx}{2a^2 h}. \qquad (11)$$

Учитывая известные соотношения

$$\frac{dw}{w} = \frac{d\lambda}{\lambda}; \quad M^2 = \frac{\frac{2\lambda^2}{k+1}}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2},$$

уравнение (11) можно преобразовать к виду:

$$\left(\frac{1}{\lambda^2} - 1\right)\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{k}{k+1}\xi\frac{dx}{h}, \qquad (12)$$

где $\lambda = \dfrac{w}{w_{кр}}$ - приведенная скорость.

Для упрощения исследования уравнения (13) примем коэффициент гидравлического сопротивления постоянным, равным некоторому среднему по каналу значению и, проинтегрировав уравнение (13) от $x = 0$ до x, получим:

$$\frac{1}{\lambda_{вх}^2} - \frac{1}{\lambda} + \ln\frac{\lambda_{вх}^2}{\lambda} = \frac{2k}{k+1}\xi_{ср}\frac{x}{h}. \qquad (13)$$

Правая часть уравнения (14) представляет собой так называемую приведенную длину канала Ω, тогда

$$\left(\frac{1}{\lambda_{вх}^2} + \ln\lambda_{вх}^2\right) - \left(\frac{1}{\lambda^2} + \ln\lambda^2\right) = \Omega. \qquad (14)$$

Соотношение (14) показывает, что приведенная длина канала имеет максимум при $\lambda = 1$, т.е.

$$\Omega_{max} = \frac{1}{\lambda_{вх}^2} + \ln\lambda_{вх}^2 - 1. \qquad (15)$$

Длина канала, соответствующая Ω_{max}, называется критической. На выходе из канала, имеющего критическую длину, устанавливается критическая скорость, что справедливо для дозвукового и сверхзвукового потоков на входе в канал.

Таким образом, если на входе в зазор подшипника газ имеет дозвуковой режим течения, то он будет дозвуковым по всей длине канала. Исключение составляет выходное сечение, где скорость газа может достигать критической.

Литература

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Пер. с. нем.– М.: Наука, 1974.– 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973.– 847 с.
3. Крутов В.И., Исаев С.И., Кожинов И.А. Техническая термодинамика.– М.: Высш. школа, 1991.– 384 с.

Поступила в редакцию 12.05.03.

Рецензенты: канд. техн. наук, доцент Н.А. Креслинг, Морской торговый порт, г. Керчь; канд. техн. наук, доцент А.Н. Горбенко, КМТИ, г. Керчь.