УДК 678:53

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МИНИМАЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ГЕРМЕТИКА В НЕПОДВИЖНОМ ФЛАНЦЕВОМ СОЕДИНЕНИИ

Кононенко А.С., доцент, д.т.н., Казанцев С.П., профессор, д.т.н.
(МГАУ им. В.П. Горячкина, Россия),

Комогорцев В.Ф., доцент, к.физ.-мат.н.
(Брянская ГСХА, Россия)

Изучена проблема герметизации неподвижных фланцевых соединений. Представлены результаты теоретического определения минимальной толщины слоя герметика во фланцевом соединении.

Использование герметиков в качестве уплотнителей фланцевых соединений вместо прокладок из традиционных материалов подразумевает минимизацию зазоров между рабочими поверхностями фланцев. Эксплуатация фланцев в условиях вибрационных и других воздействий может привести к взаимному перемещению их рабочих поверхностей, разрушению слоя герметика и соприкосновению этих поверхностей, что может вызвать их абразивный износ и фреттинг-коррозию [1]. Наличие между поверхностями фланцев неметаллического уплотнителя определенной толщины приводит к защите от таких разрушений.

Задача стоит в определении минимальной толщины уплотнителя, при которой он гарантированно будет сохранять свои прочностные свойства. А это возможно в случае, когда максимальное давление на уплотнитель микровыступов фланцев, а также фреттинг-частиц, находящихся на их поверхности, будет не больше предела текучести материала уплотнителя.

Рассмотрим задачу, моделирующую внедрение выпуклой частицы в плоскую недеформируемую поверхность, покрытую тонким слоем материала уплотнителя. Сделаем упрощение, представив частицу в виде абсолютного твердого шаровидного тела [2]. Задачу будем решать в рамках теории упругости [3].

Пусть на плоской поверхности находится тонкий слой материала уплотнителя толщиной h с упругими постоянными ($E,\ \nu$), где E – модуль упругости (модуль Юнга), а ν – коэффициент Пуассона. Тонкий слой жестко связан с плоским основанием, на котором он расположен. Пусть в упругий тонкий слой под действием вертикальной силы P внедряется твердый (недеформируемый) шар радиуса R (рисунок 1).

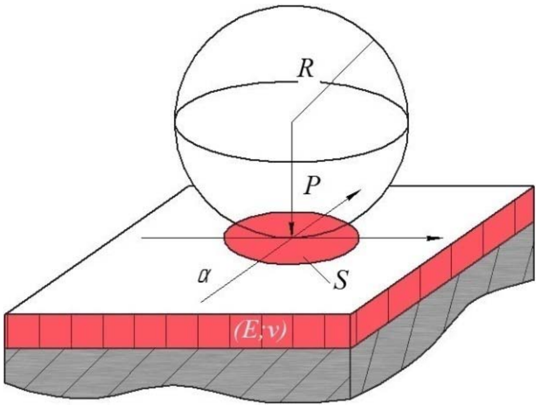

Рисунок 1 – Внедрение твердого шара в упругий тонкий слой, жестко связанный с плоскостью

Определим радиус a площадки контакта S шара со слоем, распределение контактного давления $p(r)$ $(0 \le r \le a)$ шара на эту площадку, а также величину δ поступательного перемещения (внедрения) шара в материал тонкого слоя.

В связи с тем, что задача осесимметрична, будем рассматривать ее в полярных координатах (рисунок 2).

Ввиду того, что упругий слой тонкий, его, согласно [4], можно моделировать слоем вертикальных пружинок, несвязанных между собой, сжатие которых пропорционально величине сжимающей их силы (так называемое винклеровское основание). То есть, если $p(r)$ – давление на пружину, а $\omega(r)$ – вертикальное перемещение вниз ее верхнего края при условии, что ее нижний край неподвижен, то:

$$\omega(r) = k \cdot p(r) \qquad (0 \le r \le a) \tag{1}$$

При этом, согласно [4],

$$k = \gamma \frac{h}{E}; \qquad \gamma = \frac{(1-2\upsilon)\cdot(1+\upsilon)}{(1-\upsilon)}, \tag{2}$$

где h – толщина слоя (длина пружинок).

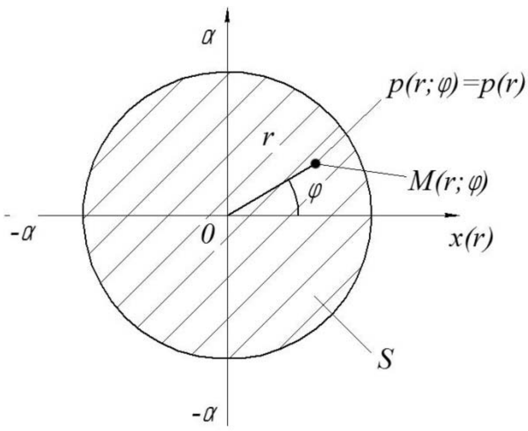

Рисунок 2 – Площадка контакта в полярных координатах

С другой стороны, величину $\omega(r)$ можно найти из геометрического рассмотрения (рисунок 3):

$$\omega(r) = \delta - g(r) = \delta - \frac{r^2}{2R} \qquad (0 \le r \le a), \tag{3}$$

где $g(r)$ – величина просвета между шаром и тонким слоем.

При получении величины просвета между шаром и тонким слоем, поверхность шара в окрестности точки касания (O) заменена, как это обычно и делается в контактных задачах, параболоидом вращения той же кривизны, что и кривизна шара.

Сравнив выражения (1) и (3), получим следующее выражение для контактного давления $p(r)$:

$$p(r) = \frac{1}{k}\left(\delta - \frac{r^2}{2R}\right) \qquad (0 \le r \le a) \tag{4}$$

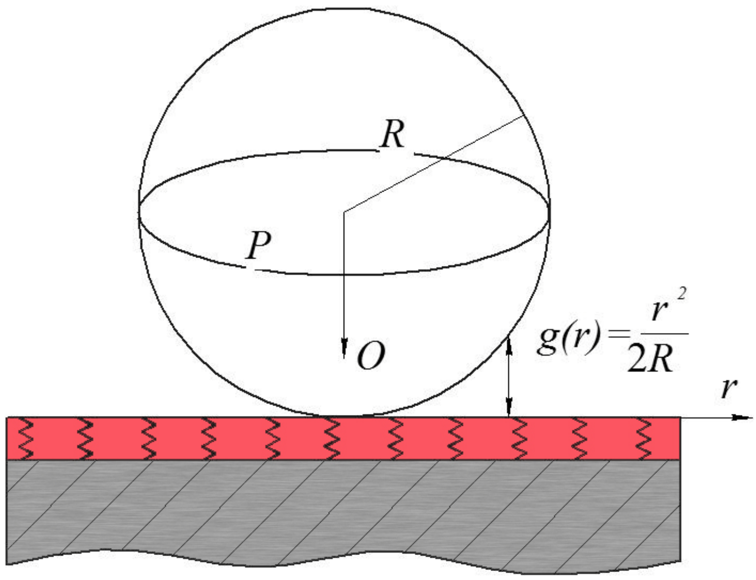

Рисунок 3 – Геометрическое определение $\omega_0(r)$

Теперь нужно определить величины a и δ, входящие в формулу (4). Для этого используем условие равновесия шара

$$\iint_D p(r)ds = P, \tag{5}$$

которое дает

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^a p(r)rdr = P, \qquad \int_0^a p(r)rdr \int_0^{2\pi} d\varphi = P,$$

$$2\pi\int_0^a p(r)rdr = P, \qquad \int_0^a p(r)rdr = \frac{P}{2\pi}, \tag{6}$$

и учтем естественное условие обращения в нуль контактного давления *p(r)* на краю площадки контакта, т.е. при $r = a$:

$$p(a) = 0 \tag{7}$$

Использование этого последнего условия в выражении (4) дает:

$$\delta = \frac{a^2}{2R} \tag{8}$$

Подставив полученное значение величины внедрения шара δ в (4), получим:

$$p(r) = \frac{1}{k}\left(\frac{a^2}{2R} - \frac{r^2}{2R}\right) = \frac{a^2 - r^2}{2kR} \qquad (0 \le r \le a) \tag{9}$$

Тогда реализация равенства (6) приводит к следующему результату:

$$\frac{1}{2kR}\int_0^a \left(a^2 - r^2\right)rdr = \frac{\mathrm{P}}{2\pi};$$

$$\frac{1}{2kR}\int_0^a \left(\frac{a^2r^2}{2} - \frac{r^4}{4}\right)\Big|_0^a = \frac{\mathrm{P}}{2\pi};$$

$$P = \frac{\pi a^4}{4\mathrm{kR}}; \tag{10}$$

Зная радиус *a* площадки контакта, по формуле (8) находим величину вдавливания (осадку) шара δ, по формуле (10) определяем соответствующую прижимающую силу *P*, а по формуле (9) – контактное давление *p(r)*.

Для приведения полученных формул к безразмерному виду, удобному для практических вычислений, введем следующие безразмерные величины:

$$\frac{a}{R} = \alpha; \quad \frac{h}{a} = \beta; \quad \frac{r}{a} = x \quad (0 \le x \le 1);$$

$$\frac{p(r)}{E} = \frac{p(ax)}{E} = p_0(x) \quad (0 \le x \le 1);$$

$$\frac{\delta}{h} = \delta_0; \quad \frac{P}{ER^2} = P_0 \tag{11}$$

Тогда формулы (8), (10) и (9) примут вид:

$$\delta_0 = \frac{\alpha}{2\beta}; \quad P_0 = \frac{\pi\alpha^3}{4\beta\gamma}; \quad p_0(x) = \frac{\alpha}{2\beta\gamma}\left(1 - x^2\right) \quad (0 \le x \le 1) \tag{12}$$

Из последней формулы (12) можем определить значение $(p_0)_{\max} = p_0(0)$, связанное с максимальным контактным давлением $p(0)$ (в центре площадки контакта):

$$p_0(0) = \frac{p(0)}{E} = \frac{\alpha}{2\beta\gamma} \tag{13}$$

Чтобы задача оставалась корректной по напряжениям (контактные давления находились в пределах упругости материала слоя), необходимо, чтобы значение $p(0)$ давления шарика на слой в центре площадки контакта было не больше $\sigma_{тс}$ – предела текучести материала слоя на сжатие. А значит, величина $p_0(0)$, определяемая формулой (13), должна удовлетворять неравенству:

$$p_0(0) = \frac{\alpha}{2\beta\gamma} \le \sigma_0 = \sigma_{тс} / E \tag{14}$$

Естественно, нас в первую очередь должна интересовать поставленная задача при максимально возможных контактных давлениях. То есть при условии $p(0) = \sigma_{тс}$, когда неравенство (14) превращается в равенство:

$$\frac{\alpha}{2\beta\gamma} = \sigma_0 \Rightarrow \alpha = 2\beta\gamma\sigma_0 \tag{15}$$

Подставляя это значение α в первые две формулы (12), получим:

$$\delta_0 = \frac{\delta}{h} = \gamma\sigma_0; \quad P_0 = \frac{P}{ER^2} = 2\pi\beta^2\gamma^2\sigma_0^3 \tag{16}$$

Примем коэффициент Пуассона $\mu = 0,49$ (для абсолютно хрупкого материала коэффициент Пуассона равен 0, для абсолютно упругого 0,5. Для резиноподобных материалов он приближается к 0,5) [5].

В соответствии с выражением (2) получим:

$$\gamma = \frac{(1 - 2\cdot 0,49)\cdot(1 + 0,49)}{(1 - 0,49)} = 0,058 \tag{17}$$

Тогда формулы (16) примут вид:

$$\delta_0 = \frac{\delta}{h} = 0{,}058\sigma_0; \quad P_0 = \frac{P}{ER^2} = 0{,}021\beta^2\sigma_0^3 \tag{18}$$

Чтобы слой, в который вдавливается шар, можно было считать тонким (винклеровским), нужно, чтобы площадка контакта была сравнима по размерам с толщиной слоя (желательно, чтобы диаметр $2a$ площадки контакта был не меньше, чем толщина слоя h). Это значит, что должно выполняться еще одно условие:

$$\beta = \frac{h}{a} \le 2 \tag{19}$$

Заметим, что от величины β значение δ_0 не зависит. А максимальное возможное (в пределах корректности задачи) значение P_0 получится при $\beta = 2$ и составит:

$$(P_0)_{\max} = \frac{P}{ER^2} = 0{,}084\sigma_0^3 \tag{20}$$

При этом радиус a площадки контакта примет свое минимальное значение

$$a_{\min} = \frac{h}{2}, \tag{21}$$

а радиус шарика R, согласно первой из формул (11) и формуле (15) - свое минимальное значение

$$R_{\min} \approx \frac{2h}{\sigma_0} \tag{22}$$

Если примем $\sigma_{тс}$ = 30 МПа, E = 300 МПа (средние значения предела текучести и модуля упругости резиноподобных полимерных материалов) [5], и подставим эти значения в выражение (14), то получим:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_{тс}}{E} = \frac{30}{300} = 0{,}1 \tag{23}$$

Тогда выражения (20) и (22) получат следующие значения:

$$(P_0)_{\max} = \frac{P}{ER^2} = 8{,}4 \cdot 10^{-5}; \qquad R_{\min} \approx 20h \tag{24}$$

То есть полученное выше решение задачи о вдавливании шарика в тонкий упругий слой будет находиться в рамках теории упругости и будет корректным по использованию теории тонкого слоя, если размеры шарика как минимум в двадцать раз будут превосходить толщину слоя уплотнителя.

В работах [1, 2] показано, что диаметр фреттинг-частиц в зависимости от материала изнашиваемой поверхности и условий нагружения находится в диапазоне D = 0,05…156 мкм (R = 0,025…80 мкм), а радиус вершин микровыступов при шероховатости поверхности фланцев R_a = 0,8… 12,5 мкм и Rz = 3,2…50 мкм (ГОСТ 2789-73) не выходит за пределы верхнего и нижнего значений радиуса фреттинг-частиц. Поэтому в обоих случаях нас интересует зависимость толщины упругого слоя h от радиуса R частицы (или микровыступа) в диапазоне от 0,025 до 80 мкм.

Очевидно, что наиболее «опасными» для слоя герметика являются самые крупные микровыступы фланцевых поверхностей и самые крупные фреттинг-частицы. Поэтому для расчета толщины упругого слоя будем использовать наибольшее значение радиуса фреттинг-частиц, равное 80 мкм, подставив которое в последнее из выражений (24), получим, что толщина слоя, при которой контактные давления частиц на уплотнитель будут находиться в пределах его упругости, составит h_{min} = 4 мкм. Естественно, с увеличением толщины h герметика его прочностные свойства возрастают.

Таким образом, с помощью полученных теоретических зависимостей установлено, что минимальное значение толщины слоя герметика в неподвижном фланцевом соединении составляет 4 мкм.

Список литературы:

1. Уотерхауз Р.Б. Фреттинг-коррозия. – Л.: Машиностроение, 1976. – 270 с.

2. Михальченков А.М. Технологические основы восстановления корпусных деталей из серого чугуна с пластинчатым графитом. Дис. …докт.техн.наук. – Брянск, 2000. – 373 с.

3. Теория упругости анизотропного тела. – М.: Наука, 1977. – 384 с.

4. Егоров К.Е. К вопросу деформации основания конечной толщины. В сб.: Механика грунтов, № 34. – М.: Стройиздат, 1958.

5. Липатов Ю.С. Физическая химия наполненных полимеров. – М.: Химия, 1977. – 304 с.

Abstract

The theoretical reasoning for the minimum thickness of the sealant layer in the motionless flange connection

Kononenko A., Kazantsev S., Komogortsev V.

The problem of the motionless flange connections sealing is studied. The results of theoretical determination of the minimum thickness of the sealant layer in the flange connection are given.