

Расчет скорости оплавления материалов трущихся пар в высокоскоростных установках и узлах трения

Канд. техн. наук В. А. БАЛАКИН

В высокоскоростных установках и узлах трения в результате интенсивного тепловыделения на границе фрикционного контакта происходит оплавление тонких поверхностных слоев трущихся тел. Интенсивность изнашивания рассматриваемого элемента пары трения при этом зависит от скорости его плавления.

Задачи теплопроводности об оплавлении твердых тел являются нелинейными. Точного решения их, особенно при переменном тепловом потоке и нестационарной теплопроводности, найти не удается.

В условиях кратковременных процессов высокоскоростного трения трудность задачи усугубляется и тем, что неизвестным также является нестационарный теплообмен на скользящем контакте. Аналитические зависимости для расчета коэффициента распределения тепловых потоков, полученные на основании моделей, предполагающих, что источники тепла являются поверхностными (плоскими), и не учитывающие процессов тепломассопереноса на границе фрикционного контакта, дают ненадежный результат. Анализ процессов теплообмена в зоне трения с интенсивным тепловыделением и нестационарной теплопроводностью можно проводить лишь на основе экспериментальных данных.

Одним из эффективных методов приближенного решения задачи Стефана [1], используемым автором в настоящей работе на основе результатов экспериментов, является метод интеграла теплового баланса [2, 3]. В работах [2, 3] рассматривается одномерное уравнение теплопроводности для полугограниченного тела либо неограниченной пластины, теплоизолированной с одной стороны; теплофизические характеристики тел принимаются постоянными, температурное поле в твердой фазе представлено в виде параболы.

Для тел, имеющих конечные размеры, известны решения задач теплообмена со стационарной контактной теплопроводностью, полученные методом конформного отображения, а также методы расчета температурных полей в пластинах ограниченной ширины и длины. В последнем случае пластину рассматривают как неограниченную, и дополнительно вводят фиктивные источники тепла, оказывающие такое же влияние на распространение тепла, как и условия на плоскостях, ограничивающих размеры пластин. Попытка построения общей теории теплового контакта для тел произвольной формы при трении приведена в работах [4, 5]. Однако конечные решения тепловых задач (даже без учета оплавления) о нагреве тел ограниченных размеров получаются громоздкими.

Таким образом, при выводе формул для расчета скорости оплавления материалов трущихся пар в высокоскоростных установках и узлах трения будем рассматривать как

полуограниченные (если число Фурье $Fo_{1,2} \leq 0,2$) либо как неограниченные пластины (конечные стержни с боковой теплоизоляцией), теплоизолированные с одной стороны и нагреваемые тепловым потоком — с другой (если $Fo_{1,2} = 0,3 \div 3$). Принимаем также, что расплавленная часть сразу же после образования переносится на контртело (скорость ухода жидкой пленки равна скорости скольжения). Это позволяет рассматривать изменение температуры только в твердой фазе плавящегося тела, принимая температуру в жидкой фазе равной температуре плавления.

В условиях кратковременных процессов трения при $Fo \leq 0,2$ для случаев одномерной тепловой задачи скорость оплавления (например, тела l) определяется из уравнения [6]

$$s_1(t) = \frac{q_1(t) - c_1 \rho_1 (T_{пл1} - \vartheta_0) n(n+1)^{-1} \delta_1}{c_1 \rho_1 (T_{пл1} - \vartheta_0) (n+1)^{-1} + r_1 \rho_1}, \quad (1)$$

где $q_1 t$ — удельный тепловой поток, направленный по нормали к номинальной площади касания в тело l ; t — текущее время; c_1 — удельная теплоемкость; ρ_1 — плотность; $T_{пл1}$ — температура плавления; ϑ_0 — начальная температура; n — показатель степени в уравнении, аппроксимирующем температурное поле в твердой фазе тела l ; δ_1 — скорость движения границы теплового слоя; r_1 — удельная теплота плавления.

Расчет толщины теплового слоя δ_1 (а следовательно, и δ_1) проводится по методике, изложенной в работе [7].

Выражением (1) рекомендуется пользоваться, когда температурное поле в твердой фазе плавящегося тела можно аппроксимировать зависимостью (уравнением n -й степени)

$$\vartheta_1(z_1, t) = T_{пл1} - (T_{пл1} - \vartheta_0) \left[\frac{z_1 - s_1(t)}{\delta_1(t) - s_1(t)} \right]^n, \quad (2)$$

где ϑ_1 — текущая температура; z_1 — координата в направлении нормали к номинальной площади контакта; $s_1(t)$ — текущая координата фронта оплавления тела l в неподвижной системе координат; $\delta_1(t)$ — текущая толщина теплового слоя (на практике это относится к случаям скольжения тел с монотонно возрастающей либо постоянной скоростью, а также к случаям кратковременных торможений).

В работах [2, 3] температура в тепловом слое задается в виде параболы, описанной уравнением 2-й степени. Однако уравнение n -й степени лучше аппроксимирует постоянно изменяющийся во времени профиль температуры в твердой фазе плавящегося от трения тела. С течением

времени тепловой поток достигает противоположной грани тела l [$\delta_1(t) = b_1$], и выражение (2) принимает вид

$$\Phi_1(z_1, t) = T_{пл1} - [T_{пл1} - \Phi_1(b_1, t)] \frac{[z_1 - s_1(t)]^n}{[b_1 - s_1(t)]^n}, \quad (3)$$

где b_1 — толщина тела l .

Для определения скорости оплавления в этом случае рассмотрим следующую систему уравнений:

$$q_1(t) = -\lambda_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z_1} \right)_{s_1} + r_1 \rho_1 \dot{s}_1; \quad (4)$$

$$c_1 \rho_1 \int_{s_1(t)}^{b_1} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} dz_1 = \lambda_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z_1} \right)_{b_1} - \lambda_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z_1} \right)_{s_1} = \lambda_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z_1} \right)_{b_1} + q_1(t) - r_1 \rho_1 \dot{s}_1, \quad (5)$$

где λ_1 — теплопроводность.

Уравнение (4) характеризует условие теплового баланса на границе раздела твердой и жидкой фаз оплавляемого тела, уравнение (5) представляет собой интеграл теплового баланса. Воспользовавшись зависимостью

(3), возьмем производную $\frac{\partial \Phi_1(z_1, t)}{\partial t}$, затем интеграл

$$\int_{s_1(t)}^{b_1} \frac{\partial \Phi_1(z_1, t)}{\partial t} dz_1, \text{ и, продифференцировав (3) по } z_1, \text{ на-}$$

ходим первый член правой части уравнения (5).

Подставив полученные выражения в уравнение (5), получим скорость оплавления

$$\dot{s}_1(t) = \frac{(n+1)q_1(t) - \lambda_1 n(n+1)[T_{пл1} - \Phi_1(b_1, t)] \times \left[\frac{\partial \Phi_1(z_1, t)}{\partial z_1} \right]_{b_1}}{c_1 \rho_1 [T_{пл1} - \Phi_1(b_1, t)] + r_1 \rho_1} \times \left[\frac{\partial \Phi_1(z_1, t)}{\partial z_1} \right]_{s_1}, \quad (6)$$

где $\dot{\Phi}_1$ — скорость изменения температуры.

В инженерных расчетах скорости оплавления материалов трущихся пар в высокоскоростных установках и узлах трения, характеризующихся малым временем процессов трения, можно ограничиться определением начальной скорости оплавления [6]. Тогда, используя равенство (6) и приравняв $s_1(t) = 0$, получим

$$\dot{s}_{01} = \frac{(n+1)q_1(t) - \lambda_1 n(n+1)[T_{пл1} - \Phi_1(b_1, t)] b_1^{-1} - \left[\frac{\partial \Phi_1(z_1, t)}{\partial z_1} \right]_{b_1}}{c_1 \rho_1 [T_{пл1} - \Phi_1(b_1, t)] + r_1 \rho_1}, \quad (7)$$

где \dot{s}_{01} — начальная скорость оплавления.

Формулой (7) рекомендуется пользоваться при расчете скорости оплавления трущихся тел в одномерных тепловых задачах, когда $|\text{Fo}_{m1}| = 0,3 \div 3$ ($\text{Fo}_{m1} = a_1 t_{m1} / b_1^2$ — число Фурье для момента времени $t = t_{m1}$). Значения показателя степени n можно найти экспериментально путем измерения температурного поля в твердой фазе рассматриваемого тела l и проведения соответствующей обработки полученных данных.

Показатель степени n для момента времени t_{m1} , соответствующего началу оплавления данного элемента пары трения по всей номинальной площади контакта, можно определить теоретически путем вычисления интегралов $\int_0^{b_1} \Phi_1(z_1, t_{m1}) dz_1$ приближенной (3) и точной функций

и приравнивания их друг к другу. Например, если $q_1(t) = q_1 = \text{const}$, температурное поле в теле l в период времени $\text{Fo}_{10} = 0,3 \div \text{Fo}_{m1} < 3$ определяется уравнением [8, 9]

$$\Phi_1(z_1, t) = \Phi_0 + \frac{q_1 b_1}{\lambda_1} \left(\text{Fo}_1 - \frac{z_1}{b_1} + \frac{z_1^2}{2b_1^2} + \frac{1}{3} \right). \quad (8)$$

Взяв интегралы $\int_0^{b_1} \Phi_1(z_1, t_{m1}) dz_1$ приближенной (3) и точной (8) функций и приравняв их правые части, получим

$$n = \frac{\Phi_0 + q_1 b_1 (\lambda_1)^{-1} \text{Fo}_{m1} - \Phi_1(b_1, t_{m1})}{T_{пл1} - \Phi_0 - q_1 b_1 (\lambda_1)^{-1} \text{Fo}_{m1}}.$$

В тех случаях, когда трущиеся тела можно рассматривать как полуограниченные (при $\text{Fo}_{1,2} \leq 0,2$), значение n определяется из соотношения [6] $n = X \sqrt{\pi} / (k - X \sqrt{\pi})$.

Коэффициенты k , X , n зависят от числа Фурье [6, 7].

Fo	0,01	0,03	0,05	0,1	0,2
k	6	5	4	3	2
X	0,115	0,115	0,131	0,194	0,308
n	0,035	0,042	0,061	0,130	0,375

В табл. 1 приведены результаты исследований интенсивности изнашивания образцов из различных материалов при скорости скольжения v их по направляющей большой длины в течение 1 с. Образцы цилиндрической формы: общая высота и высота их рабочей части составляли соответственно 15 и 8 мм, средний диаметр рабочей части ~ 30 мм. Интенсивность изнашивания определяли по потере массы.

Таблица 1

Материал образцов	$v, \text{ м/с}$	$J_h \cdot 10^6$ при $p_a, \text{ МПа}$			
		5	10	15	20
Медь	120	0,2	0,5	1,9	4,1
	250	0,5	2,5	5,3	9,1
	350	4,0	15,8	—	—
Сталь 10	150	0,1	0,3	1,1	2,4
	250	0,2	1,5	3,6	7,9
	350	1,2	3,9	8,2	—
Сталь У10	350	1,9	4,5	9,3	—
Чугун СЧ 15-32	350	2,9	6,9	12,8	—

J_h — интенсивность изнашивания; p_a — удельная нагрузка на номинальную площадь касания.

Уменьшение высоты образцов за счет пластического течения материала в зоне фрикционного контакта (образование венца) не учитывали. Осмотр направляющей показал, что на ее рабочей поверхности в моменты времени t_{m1} появлялся сплошной адгезионный налет (пленка) материала образца со следами оплавления. Считая, что в указанные моменты времени произошло оплавление образцов по всей номинальной площади касания, найдем средние за данные промежутки времени тепловые потоки, направленные в образцы. Их значения определяем из выражений для расчета температуры поверхности полуограниченного тела и неограниченной пластины, теплоизолированной с одной стороны, нагреваемых тепловыми потоками постоянной интенсивности [8, 9]. Соответствующие формулы имеют вид

Таблица 2

Материал образцов	v , м/с	ρ_a , МПа	t_{m1} , °C	Fo_{m1}	n	f	q_1 (t_{m1}), МВт/м ²	q , МВт/м ²	Φ_0 , К	$T_{пл}$, К	$a_1 \cdot 10^6$, м ² /с	λ_1 , Вт/(м·К)	c_1 , Дж/(кг·К)	ρ_1 , кг/м ³	$\gamma_1 \cdot 10^3$, Дж/кг
Медь	250	10,7	0,95	0,42	0,52	0,035	34,4	93,5							
	350	10,7	0,45	0,20	0,38	0,030	48,3	112	273	1356	100	357	406	9000	213
Сталь 10	350	12,0	1,0	0,036	0,04	0,023	20,1	96,7	273	1783	8,1	42,8	680	7680	84
Сталь У10	350	12,0	0,85	0,028	0,01	0,022	19,0	92,5	273	1733	7,5	37	660	7670	84
Чугун СЧ 15-32	350	10,0	0,55	0,017	0,04	0,023	15,8	80,5	273	1473	6,9	29	586	7200	138

Таблица 3

Материал образцов	v , м/с	ρ_a , МПа	$s_0 \cdot 10^3$, м/с	$J_h \cdot 10^6$
Медь	250	10,7	0,78	3,12/2,9
	350	10,7	6,65	19,0/17,3
Сталь 10	350	12	2,24	6,4/5,8
Сталь У10	350	12	2,30	6,6/6,1
Чугун СЧ 15-32	350	10	2,60	7,4/6,9

В числителе дроби приведено расчетное, в знаменателе — экспериментальное значения.

$$q_1(t_{m1}) = \frac{\lambda_1 \sqrt{\pi} (T_{пл} - \Phi_0)}{2 \sqrt{a_1 t_{m1}}};$$

$$q_1(t_{m1}) = \frac{\lambda_1 (T_{пл} - \Phi_0)}{b_1 (Fo_{m1} + 1/3)}.$$

Исходные данные для расчета скорости оплавления образцов приведены в табл. 2. Теплофизические свойства взяты из справочников как средние значения в температурном интервале $T_{пл} - \Phi_0$. Средняя удельная интенсивность тепловыделения определяется по формуле $q = f \rho_a v$.

Значение коэффициента трения f определено из экспериментов. В табл. 3 приведено сравнение расчетных данных интенсивности изнашивания материалов с экспериментальными. Интенсивность изнашивания определяли из выражения [6] $J_h = s v^{-1}$. Результаты анализа показывают,

что расчетная интенсивность изнашивания на 5—11% выше экспериментальной.

Необходимо отметить, что первые очаги оплавления на высокоскоростном фрикционном контакте появляются значительно раньше момента оплавления образцов по всей номинальной площади касания. Если температура поверхности трения приближается к температуре плавления материала образца, удельное сопротивление на сдвиг поверх-

ностных слоев близко к напряжению вязкого сдвига, а интенсивность изнашивания нагретых поверхностных слоев (переноса их на контртело) близка к интенсивности изнашивания, обусловленной оплавлением образцов с абляцией.

Список литературы

1. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана. Рига: Звайгзне, 1967, 457 с.
2. Гудмен Т. В. Применение интегральных методов в нелинейных задачах нестационарного теплообмена. — В сб.: Проблемы теплообмена. М.: Атомиздат, 1967, с. 41—96.
3. Бакалеев В. П. Оплавление пластины конечной толщины. — В сб.: Тепло- и массоперенос. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963, т. III, с. 610—612.
4. Коровчинский М. В. Основы теории термического контакта при локальном трении. — В сб.: Новое в теории трения. М.: Наука, 1966, с. 98—145.
5. Коровчинский М. В. Осесимметричный термоупругий контакт при тепловыделении от трения. — В сб.: Задачи нестационарного трения в машинах, приборах и аппаратах. М.: Наука, 1978, с. 54—83.
6. Балакин В. А. Расчет интенсивности изнашивания материалов в условиях оплавления при высокоскоростном трении. — Вестник машиностроения, 1979, № 9, с. 15—17.
7. Балакин В. А. Расчет толщины теплового слоя в поверхностных слоях твердых тел, находящихся под действием кратковременного интенсивного трения. — Машиноведение, 1979, № 6, с. 72—77.
8. Пехович А. И., Жидких В. М. Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1968. 304 с.
9. Балакин В. А. Расчет средней температуры поверхности трения и температурных полей при высокоскоростном трении. — Машиноведение, 1980, № 1, с. 91—93.