Ю.С. ИВАНОВ
НИИ пожарной безопасности и проблем чрезвычайных ситуаций МЧС Республики Беларусь,

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ФРИКЦИОННОГО ИСКРООБРАЗОВАНИЯ

Особенностью фрикционного контакта является его дискретность.
В процессе трения на фактических пятнах касания образуются фрикционные связи, каждая из которых существует в течении времени "жизни" данного пятна касания и исчезает с нарушением контакта в данном месте. Таким образом, именно в зоне фактического касания концентрируется механическая энергия, передаваемая от одного трущегося тела к другому. Мерой процесса колебаний атомов в зоне фрикционного контакта является температура. Она зависит от интенсивности фрикционного тепловыделения, теплофизических свойств тел и времени.

Рассмотрим фрикционную пару, состоящую из плоской пластины
и вращающегося диска радиусом R.

Средняя температура поверхности трения пропорциональна интенсивности фрикционного тепловыделения, отнесенной к номинальной площади.
Эта интенсивность равна

$$q_a(t) = \frac{F_t(t)v(t)}{A_a} = \frac{f(t)P(t)v(t)}{A_a} = f(t)p_a(t)v(t)\,, \tag{1}$$

где F_t – переменная сила трения; v – переменная скорость скольжения; f – переменный коэффициент трения; P – нормальная нагрузка; t – текущее время, p_a - удельная нормальная нагрузка на номинальной площади касания, A_a - номинальная площадь касания.

Как видно из выражения (1), при изменении скорости взаимного перемещения трущихся поверхностей и нагрузки возрастает интенсивность тепловыделения и соответственно средняя температура
на фрикционном контакте.

Теплообразование при трении происходит на пятнах фактического касания, которые в процессе трения изменяются и перемещаются по поверхности контурного и номинального контактов. Характер изменения и перемещения фактических пятен контакта определяется условиями на фактическом контакте (температура, скорость, нагрузка, характер физико-химических процессов) и износом.

Для определения износа поверхности пластинки, который определяет число генерируемых в процессе эксперимента искр, рассмотрим задачу об оплавлении контактной зоны соударения, с учетом того, что расплавленная часть контактной зоны на пластинке сразу же после образования переносится на вращающийся диск и удаляется центробежными силами в виде капель расплавленного металла.

Считая, что в результате центробежной силы расплавленный металл уносится из зоны контакта в виде струи, периметр которой $p = 2\left(\overline{h} + d\right)$, можно предположить, что в момент отрыва частицы от струи будет соблюдаться равновесие поверхностных и угловых сил. Исходя из классического подхода к определению параметров капли, выражение для начальной массы капли имеет вид:

$$m_к = \frac{p\sigma}{\omega^2 R^2}, \tag{2}$$

где p – периметр струи; σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла; ω – угловая скорость вращения диска.

Отсюда диаметр капли определится как

$$d_k = \left(\frac{6p\sigma}{\rho\pi\omega^2 R}\right)^{1/3}, \tag{3}$$

За время соударения расплавляется и уносится из зоны контакта масса образца, равная

$$\overline{m} = \rho\overline{V} = \rho\overline{h}\,\overline{l}d, \tag{4}$$

где d – толщина диска; ρ – плотность расплава; $\overline{h}$ – средняя за время удара толщина расплавленной пленки; $\overline{l}$ – средняя за время удара ширина контактной зоны, $\overline{V}$ - средний объем частиц.

$$\overline{m} = \rho \bar{\dot{S}} \frac{\bar{l}^{\,2}}{\overline{V}} d; \quad \bar{l} = \frac{1}{t_{уд}} \int_0^{t_{уд}} l(t)dt\,, \tag{5}$$

где $\bar{\dot{S}}$ – скорость оплавления, $t_{уд}$ - время удара,

а число частиц, возникающих за время одного удара

$$n = \frac{\overline{m}}{\overline{m}_k} = \frac{\rho \bar{\dot{S}} \bar{l}^{\,2} d\omega}{p\sigma} = \frac{\rho \bar{\dot{S}} l^2 d\, 2\pi\nu}{p\sigma}\,, \tag{6}$$

Задачу теплопроводности можно сформулировать следующим образом: необходимо найти распределение температур в элементах фрикционной пары, когда на контактах их действует источник тепла, переменный по времени и координате, а со свободных поверхностей происходит теплообмен в окружающую среду.

В случае неизотропных тел, наличия теплового сопротивления на контакте (окислительные пленки, продукты износа), сложных условий теплообмена на границе с окружающей средой задача еще более усложняется. Решение такой задачи в общем виде возможно только численными методами. Однако, в связи с неизвестностью и неопределенностью многих граничных условий в каждом конкретном случае такой подход нецелесообразен для расчетной инженерной практики.

Процесс фрикционного искрообразования продолжается в короткие промежутки времени, поэтому для упрощенного рассмотрения задачи теплопроводности можно пренебрегать теплоотдачей в окружающую среду. Кроме этого условия, можно принять следующее допущение: тепловой поток линеен и направлен по нормали к усредненному горизонту поверхности трения, температура окружающей среды постоянна и равна ϑ_a. В этом случае задача нахождения температур в элементах пар трения сводится к решению линейного дифференциального уравнения теплопроводности Фурье с постоянными коэффициентами:

$$\frac{\partial \vartheta_i(z,t)}{\partial t} - a\frac{\partial^2 \vartheta_i}{\partial z^2}, \qquad i = 1{,}2\,, \tag{7}$$

Граничные условия на контакте при $z = 0$ имеют вид

$$-\lambda_i \frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} = q_i = \frac{\alpha_{m.ni} W_{m.n} \tau_N}{A_{a_i} t_T}\,, \tag{8}$$

где λ_i – коэффициент теплопроводности материала данного элемента; $a_i = \lambda_i / c_i \rho_i$ – коэффициент температуропроводности; c_i – удельная теплоемкость; ρ_i – плотность, τ_N - временная характеристика мощности трения, W_{mn} – кинетическая энергия, t_T - время удара, коэффициент распределения тепловых потоков $\alpha_{m.n.}$.

На свободных торцах ($z = b_i$) отсутствует теплоотдача

$$\frac{\partial \vartheta_i}{\partial z} = 0 \tag{9}$$

Начальные условия при $t = 0$ имеют вид

$$\vartheta_i = \vartheta_0. \tag{10}$$

Предположим, что температура в любой точке на оси z пропорциональна времени торможения, и прирост температуры в этой точке по времени равен приросту средней объемной температуры (т.е. $\vartheta = c^{'}t + c^{''}$ и $\dot{\vartheta} = c^{'}$). Можно показать, что это условие асимптотически приближается к решению уравнения (7) с краевыми условиями (8) – (10). Тогда имеем

$$\frac{\partial \vartheta_i}{\partial t} = \frac{\alpha_{mni} W_{mn} \tau_N}{A_{a_i} t_T b_i c_i \rho_i}. \tag{11}$$

где b_i - толщина теплового слоя, в котором происходит изменение температуры рассматриваемого тела, либо сосредоточено количество теплоты, поглощенное в данный момент времени рассматриваемым элементом пары трения, определяемая по формуле:

$$b_i = k\sqrt{at} , \tag{12}$$

где a - коэффициент температуропроводности, t - время процесса, k - некоторый числовой коэффициент, определяющий скорость распространения теплоты в образце.

Решение уравнения (7) с краевыми условиями (8) – (10) имеет вид

$$\vartheta_i(\xi_i,\tau)=\frac{\alpha_{m.ni}W_{m.n}b_i}{\lambda_i A_{a_i} t_T}\left\{\left[\frac{1}{3}-\xi_i\left(1-\frac{\xi_i}{2}\right)\right]\tau_N+Fo_i\tau_W-\frac{2\tau_N}{\pi^2}\Sigma\right\}+\vartheta_0, \qquad (13)$$

где τ_W - временная характеристика работы сил трения.

$$\Sigma=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\exp(-\pi n^2 Fo_i\tau)\cdot\cos(\pi n\xi_i); \qquad (14)$$

$$\xi_i=z/b_i; \quad Fo_i=a_i t_T/b_i^2; \quad \tau=t/t_T. \qquad (15)$$

Температура поверхности контакта может быть получена из (13) при $\xi_i=0$

$$\vartheta_i(0,\tau)=\frac{\alpha_{m.ni}W_{m.n}b_i}{\lambda_i A_{a_i} t_T}\left\{\frac{1}{3}\tau_N+Fo_i\tau_W-\frac{2\tau_N}{\pi^2}\sum_n\frac{1}{n^2}e^{-(\pi n)^2 Fo_i\tau}\right\}+\vartheta_0. \qquad (16)$$

С ростом времени член в (16), представленный суммой ряда, быстро стремиться к нулю. Тогда формула для расчета средней температуры поверхности трения будет иметь вид

$$\vartheta_i(0,\tau)=\frac{\alpha_{m.ni}W_{m.n}b_i}{\lambda_i A_{a_i} t_T}\left\{\frac{1}{3}\tau_N+Fo_i\tau_W\right\}+\vartheta_0. \qquad (17)$$

Для расчета средней температуры поверхности трения по формуле (17) необходимо знать характер изменения силы трения, относительной скорости, мощности и работы сил трения от времени, т.е. функции $F_t=\varphi_1(t)$, $v_t=\varphi_2(t)$, $N_t=\varphi_3(t)$, $W_{Tt}=\varphi_4(t)$.

Температура на фрикционном контакте, а следовательно интенсивность тепловыделения возрастают с ростом нагрузки и скорости вращения диска. С течением времени средняя температура поверхности трения возрастает, причем тем быстрее, чем больше относительная скорость трущихся поверхностей.

Максимальную температуру на фактическом пятне касания можно представить в виде

$$\vartheta_{\max}=\vartheta_{cp}+\vartheta_{всп}, \qquad (18)$$

где ϑ_{cp} – средняя температура номинальной или контурной поверхности трения от равномерно распределенного по этой поверхности трения теплового потока; $\vartheta_{всп}$ – температура вспышки (избыточная над средней температура на фактическом пятне касания).

Если известна средняя поверхностная температура ϑ_{cp}, то можно рассчитать максимальную температуру для рассматриваемых материалов
и схемы трения по эмпирической формуле:

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_{cp} + B\exp(-C\vartheta_{cp}) = \vartheta_{cp} + (pv/k_1)^{1/3}\exp[-\vartheta_{cp}(\frac{k_2}{v} + k_3)].,\qquad(19)$$

где B и C - параметры, зависящие от материалов и режимов работы пары, p - нагрузка на образец, v - скорость взаимного перемещения материалов фрикционной пары, k_1, k_2, k_3 - коэффициенты.

За время охлаждения раскаленной сферической частицы от
ее начальной температуры до температуры самовоспламенения горючей среды вокруг нее формируется зона подогрева с температурой воспламенения, которая способна вызвать химическую реакцию горения.

Предположив, что энергия передается от твердого тела к смеси газов путем конвекции, можем считать, что условие равномерного изменения температуры удовлетворяется в том случае, если сопротивление теплопроводности будет намного меньше сопротивления конвекции
на поверхности тела. Термическое сопротивление системы характеризуется числом Bi:

$$Bi = \frac{\alpha d_u}{\lambda_u},\qquad(20)$$

где α - коэффициент теплоотдачи, λ_k – коэффициент теплопроводности фрикционной частицы при температуре самовоспламенения горючего вещества.

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_c}{d_k},\qquad(21)$$

$$Nu = 0.662 \cdot \Pr^{1/3} \mathrm{Re}^{0.5};\qquad(22)$$

$$\Pr = \frac{\omega}{a}\qquad(23)$$

$$\mathrm{Re} = \frac{\omega d_k}{v}\qquad(24),$$

где Nu – критерий Нуссельта, Pr – критерий Прандтля, Re – критерий Рейнольдса, v – коэффициент кинематической вязкости горючей среды, ω – скорость полета искры.

Проведенные вычисления по формуле (20) показывают, что для рассматриваемого вида фрикционного контакта значения Bi лежит
в пределах 0,001-0,004, следовательно, внутренне термическое сопротивление системы мало по сравнению с внешним или конвективным термическим сопротивлением.

При малых значениях критерия Био $(Bi \to 0)$ решение задачи
об остывании сферической накаленной частицы радиусом R можно записать в виде

$$\Theta_n = 1 - \frac{R(\sin\sqrt{3Bi})\dfrac{r}{R}}{r\sqrt{3Bi}} e^{-3BiFo}, \qquad (25)$$

где Θ_n - относительная избыточная температура, r - текущий радиус

Из формулы (28) можно определить критерий Фурье по относительной избыточной температуре поверхности шара в виде

$$Fo = -\frac{1}{3Bi}\ln\left[\frac{\sqrt{3Bi}(1-\Theta_n)}{\sin\sqrt{3Bi}}\right], \qquad (26)$$

Таким образом, для определения зажигающей способности фрикционных искр, а следовательно их пожарной опасности необходимо учитывать следующие параметры: теплофизические характеристики материалов, составляющих фрикционную пару и горючей среды, геометрию пары, параметры режима фрикционного контакта, начальные условия (температуры пары и среды). На основании чего, предлагается методика оценки поджигающей способности фрикционных искр:

Длительность остывания фрикционной частицы вычисляют по формуле

$$\tau = \frac{Fo}{\lambda_k} \cdot d_k^2 c_k \rho_k, \qquad (27)$$

где c_k – теплоемкость фрикционной искры при температуре самовоспламенения горючего вещества.

Энергию, отдаваемую фрикционной частицей за время остывания горючему веществу, вычисляют по формуле

$$W(\tau) = \left[\alpha A_a (T_0 - T_{св})\right]\ [1 - e^{-BiFo}]\frac{1}{BiFo} \qquad (28)$$

Таким образом предлагаемая физико-математическая модель процесса фрикционного искрообразования позволяет рассчитать значения температуры фрикционных искр и энергии, отдаваемой фрикционной частицей горючей среде за время остывания от начальной температуры
до температуры самовоспламенения среды. Сравнивая полученные значения температуры и энергии с температурой самовоспламенения среды и минимальной энергией зажигания опасной среды можно сделать вывод об искроопасности материала и, следовательно, выработать профилактические мероприятия по ограничению применения искроопасных материалах в реальных технологических процессах.

ЛИТЕРАТУРА:

1. ГОСТ 12.1.004-91 ССБТ Пожарная безопасность. Общие требования.
2. Взрывобезопасность электрических разрядов и фрикционных искр // В.А. Бондарь, В.Н. Веревкин, А.И. Гескин и др.// - М.: Недра, 1976.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений – М.: Наука.,1966. – 686 с.
4. Балакин В.А. Основы прочности поверхностного слоя – Гомель: Изд-во Гомельского университета, 1974. – 242 с.
5. Крагельский И.В., Добычин М.Н., Комбалов В.С. Основы расчетов на трение и износ – М.: Машиностроение,1977. – 526 с.
6. Гинзбург А.Г. Коэффициент распределения тепловых потоков при торможении/ Расчет и испытание фрикционных пар – М.: Машиностроение, 1974.
7. .Горюнов В.М. Исследование трения при нестационарном высокоскоростном режиме/ Новое в теории трения – М.: Наука, 1966. – с. 91–97.
8. Крагельский И.В. Трение и износ – М.: Машиностроение, 1968. – 480 с.
9. Демкин Н.Б. Контактирование шероховатых поверхностей – М.: Наука, 1967. – 227 с.
10. Чинчинадзе А.В. Расчет и исследование внешнего трения при торможении – М.: Наука,1967. – 230 с.
11. Махмегов М.А. Определение максимальной температуры скользящего контакта // Машиноведение – 1977, № 1. – С.107–110.
12. Billinge K. The friction ignition hazard in industry // Fire Prevention Science and Technology – 1979. – V.24. – P.13–19.

13. Кильчинский Н. Теория соударений твердых тел – Киев: Навукова Думка, 1969. – 245 с.
14. Лыков А.В. Теория теплопроводности – М.: Высшая школа, 1967. – 592 с.