

УДК 536.2:536.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЗОНЕ ФРИКЦИОННОГО КОНТАКТА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЖАРНОЙ ОПАСНОСТИ ИСКР ТРЕНИЯ И УДАРА.

Ю.С. Иванов¹, В.Л. Колпащиков², С.Ю. Яновский²

¹ Научно-исследовательский институт пожарной безопасности и чрезвычайных ситуаций
Республики Беларусь, Минск, Беларусь

² Отделение огнезащитных материалов, Институт тепло- и массообмена Национальной
Академии Наук Беларуси, Минск, Беларусь

Процессы фрикционного искрообразования и, следовательно, зажигающая способность фрикционных искр, определяется режимами трения и соударения контактирующих материалов, зависят от их физико-механических свойств и характеристик окружающей среды. Исследование особенностей фрикционного искрообразования и зажигания горючих газозвудушных смесей фрикционными искрами проводятся на установках копрового типа, моделирующих возникновение искр за счет удара, на установках с вращающимся диском, моделирующих возникновение искр за счет трения и на установках с вращающимися ударными элементами.

В экспериментальной установке, созданной в НИИ ПБ и ЧС Республики Беларусь для исследования опасности поджигания горючих газозвудушных смесей искрами трения и удара [1], генерация фрикционных искр производится за счет соударения краевых точек срезанных сегментов вращающегося диска с пластинкой. Вследствие ударного взаимодействия происходит значительное повышение температуры зоны контакта, что приводит к оплавлению поверхности и уносу капель металла в горючую смесь. Таким образом, зная износ поверхностей соударения, можно определить, какое количество искр генерируется установкой и попадает в газозвудушную смесь в процессе эксперимента. В свою очередь, тепловые процессы в контактной зоне соударения (распределение температуры и тепловых потоков) можно рассчитать только в том случае, если знать динамику поведения системы вращающийся диск со срезанными сегментами – пластинка, прижатая к диску пружинами (нагрузки и деформации, возникающие в зоне удара, относительные скорости сближения, частоту колебаний).

Для определения тепловых потоков, возникающих в контактных зонах соударения быстровращающегося диска со срезанными сегментами и прижатой к нему пластинки (рис. 1), необходимо рассмотреть динамику поведения такой системы.

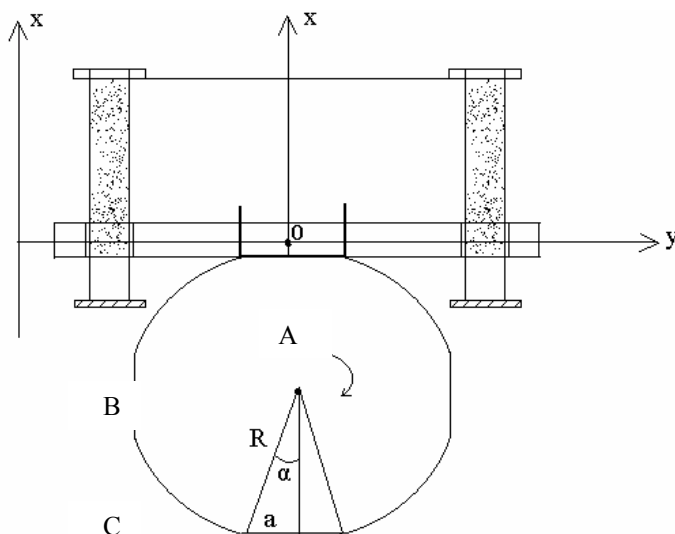


Рис. 1. Схема для моделирования динамического поведения системы пластинка – вращающийся диск

Поместим начало координат в точке $(x = 0, y = 0)$, соответствующей возможному касанию пластинки и кругового сектора диска, и направим оси так, как это показано на рис. 1. Будем считать, что в начальный момент времени касание пластинки и диска происходит на круговом секторе, а вращение диска идет по часовой стрелке на его стыке со срезанным сегментом (точка А). Вынуждающий ход торцевой поверхности диска h носит следующий характер:

1) при прохождении круговой части сектора от точки А до точки В (правого края следующего срезанного сегмента) ход равен нулю ($h = 0$);

2) при прохождении срезанного сегмента ход изменяется от нуля до некоего отрицательного (опускание) максимального значения, определяемого размерами сегмента

$$h_{\max} = R(1 - \cos \alpha), \quad \alpha = \arcsin\left(\frac{a}{2R}\right), \quad \text{где } R \text{ – радиус диска; } a \text{ – длина сегмента;}$$

$$-R(1 - \cos \alpha) < h < 0;$$

3) при проходе левого края сегмента С ход изменяется от отрицательного максимального до нуля.

Далее такой ход изменяется периодически. Период хода зависит от угловой скорости вращения диска, размера сегментов и их числа. Определяя угловую скорость диска ω (рад/с) как

$$\omega = 2\pi\nu \tag{1}$$

(ν – число оборотов диска в секунду), угловой размер полуширины сегмента $\varphi_1 = \alpha$ ($\alpha = \arcsin\left(\frac{a}{2R}\right)$), угловой размер круговой части сектора φ_0 (для конфигурации из четырех

симметрично расположенных сегментов $k' = 4$, $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} - 2\alpha$), запишем следующую зависимость для вынуждающего хода торцевой поверхности диска:

$$x_d(t) = \begin{cases} 0, & \Delta_0 \leq t \leq \Delta_1, \\ R_2 \{ \cos[\omega(t - \Delta_1)] - 1 \}, & \Delta_1 \leq t \leq \Delta_2, \\ R \{ \cos[\omega(t - \Delta_2)] \}, & \Delta_2 \leq t \leq \Delta_3, \end{cases} \quad (0 < x_d(t) < R(1 - \cos \alpha)); \tag{2}$$

$$\Delta_0 = \frac{(n-1)\varphi_0 + (2n-2)\varphi_1}{\omega}; \quad \Delta_1 = \frac{n\varphi_0 + (2n-2)\varphi_1}{\omega};$$

$$\Delta_2 = \frac{n\varphi_0 + (2n-1)\varphi_1}{\omega}; \quad \Delta_3 = \frac{n\varphi_0 + 2n\varphi_1}{\omega}; \quad n = 1, 2, \dots$$

Для конфигурации диска, применяемой в экспериментальной установке ($R = 5 \cdot 10^{-2}$ м; $a = 3 \cdot 10^{-2}$ м; $\alpha = 0,305$ рад), период вынуждающих колебаний равен $T = 0,01$ с при $\nu = 1\,500$ об/мин; $T = 6 \cdot 10^{-3}$ с при $\nu = 2\,500$ об/мин; $T = 4,3 \cdot 10^{-3}$ с при $\nu = 3\,500$ об/мин; $T = 3,3 \cdot 10^{-3}$ с при $\nu = 4\,500$ об/мин; $T = 2,7 \cdot 10^{-3}$ с при $\nu = 5\,000$ об/мин.

Пластинка может совершать одномерные колебания в направлении оси x . В отрицательном направлении оси x амплитуда колебания пластинки ограничена величиной $x_{d\max}$, в положительном направлении оси x эта величина равна x_{\max} и определяется размером полностью сжатых пружин

$$-x_{d\max} < x_{\text{пл}}(t) < x_{\max}.$$

Рассмотрим силы, действующие на пластинку:

1) сила тяжести

$$F_T = -m_{пл} g, \quad (3)$$

где $m_{пл}$ – масса пластинки; g – ускорение свободного падения;

2) сила нагрузки на пластинку, задаваемая в каждом отдельном эксперименте,

$$F_H = -m_H g, \text{ где } m_H \text{ – масса нагрузки;}$$

3) сила жесткости пружин

$$F_{пр} = -k_{пр} \cdot x_{пл}(t), \quad (4)$$

где $k_{пр}$ – коэффициент жесткости пружин ($k_{пр} = 560$ Н/м); $x_{пл}(t)$ – смещение пластинки;

4) сила динамического взаимодействия, возникающая во время соударения пластинки и диска,

$$F_{дин}(x_{пл}(t), x_d(t)) = \begin{cases} 0 & \text{при } x_{пл} > x_d \\ k_{д.вз}(x_d - x_{пл}) & \text{при } x_{пл} \leq x_d \end{cases}; \quad (5)$$

где $k_{д.вз}$ – коэффициент динамического взаимодействия;

5) сила трения, возникающая при движении пластинки вдоль направляющих штырей,

$$F_{тр}(v(t), x_{пл}(t)) = \begin{cases} -F1(x, x_d)k_{шт}, & v > 0, \\ F1(x, x_d)k_{шт}, & v < 0, \end{cases} \quad (6)$$

где $k_{шт}$ – коэффициент трения между поверхностями штыря и отверстия пластинки;

$$F1(x, x_d) = \begin{cases} F_{отр}, & x > x_d, \\ F_{отр} + F_{дин}(x, x_d)k_{дп}, & x \leq x_d, \end{cases} \quad (7)$$

где $k_{дп}$ – коэффициент трения между торцом диска и поверхностью пластинки.

Таким образом, уравнение движения пластинки имеет вид

$$m_{пл} \frac{d^2 x_{пл}}{dt^2} = -(m_{пл} + m_H)g - k_{пр} x_{пл}(t) + F_{дин}(x_{пл}(t), x_d(t)) + F_{тр}(\dot{x}_{пл}(t), x_{пл}(t), x_d(t)). \quad (8)$$

В зависимости от механических свойств пластинки, диска, пружин и штырей, геометрии пластинки, отверстий в пластинке, размера и числа сегментов, скорости вращения диска, нагрузки на пластинку возможны различные режимы колебания пластинки и разные ее положения во время столкновения с диском:

1) пластинка ударяется о круговой сектор – в этом случае относительная скорость сближения пластинки и диска $V_{отн} = V_{пл}$, так как скорость торца диска направлена по касательной к поверхности, удар приходится по центру пластинки, $y = 0$;

2) пластинка ударяется левым краем сегмента – в этом случае пластинка и торец диска движутся навстречу друг другу, $V_{отн} = V_{пл} + V_{норм.д.}$; если торец диска нагоняет пластинку,

$$V_{отн} = V_{пл} - V_{норм.д.};$$

3) пластинка ударяется правым краем сегмента – этот случай возможен, если только пластинка догоняет диск ($V_{пл} > V_{норм.д.}$ и $V_{отн} = V_{пл} - V_{норм.д.}$).

Нормальная составляющая скорости торца диска будет зависеть от координаты x_B встречи пластинки и диска.

Случай 1. $x_B = 0$, удар приходится по центру пластинки, $y = 0$ и $V_{норм.д} = 0$.

Случай 2. Координаты места встречи торца диска и пластинки лежат в диапазоне $-a < y < 0$; $-R(1 - \cos \alpha) < x_B < 0$. При этом нормальную компоненту скорости торца диска можно определить по формуле

$$V_{норм.д} = 2\pi v \sqrt{|x_B| (2R - |x_B|)}, \quad 0 < v_{норм.д} < 2\pi v R \sin \alpha. \quad (9)$$

Случай 3. Координаты места встречи торца диска и пластинки лежат в диапазоне $0 < y < a$; $-R(1 - \cos \alpha) < x_B < 0$,

$$V_{норм.д} = -2\pi v \sqrt{x_B (2R - x_B)}, \quad 2\pi v R \sin \alpha < v_{норм.д} < 0. \quad (10)$$

Уравнение движения пластинки (8) решалось численно. Результаты расчетов представлены на рис. 2.

Из анализа полученных решений следует, что соударения пластинки и диска происходят на площадке с размером $d \times 2a$, где d – толщина диска; a – полуширина срезанного сегмента. Соударения носят хаотический характер. Квазистационарный режим наступает через несколько секунд после начала колебания пластинки под действием вынуждающей силы со стороны вращающегося диска со срезанными сегментами.

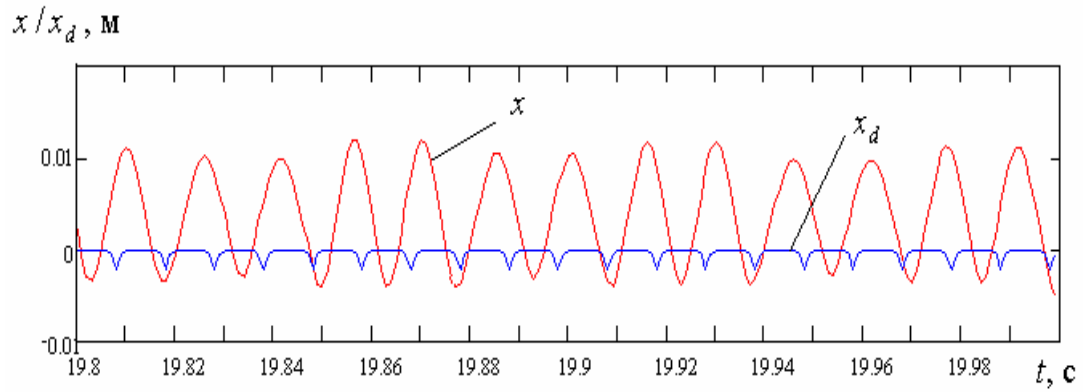
В зависимости от геометрии срезанных сегментов, пластинки, расположения и диаметра отверстий, диаметра направляющих штырей, механических свойств материалов пластинки, диска, пружин и штырей, величины приложенной на пружины нагрузки существует некоторая критическая частота вынуждающих колебаний $\omega_{кр}$ и возможны два качественно разных вида взаимодействия пластинки и диска.

При $\omega < \omega_{кр}$ происходят хаотические соударения пластинки и диска. Пластинка соударяется с диском и отскакивает от него, затем под действием сил тяжести и жесткости пружин опять падает на диск, и процесс повторяется. В зависимости от определяющих параметров частота соударений может быть больше или меньше частоты вынуждающих колебаний. Амплитуда отскока пластинки в несколько раз превышает ход сегмента. Сила ударного взаимодействия, зависящая от частоты вынуждающих колебаний, размеров срезанного сектора и упругих свойств материалов пластинки и диска достигает больших величин. При $\omega > \omega_{кр}$ происходит взаимодействие пластинки и диска в режиме трения. Пластинка остается практически неподвижной и прижатой к диску эффективной силой, равной примерно удвоенной силе приложенной к пружинам нагрузки.

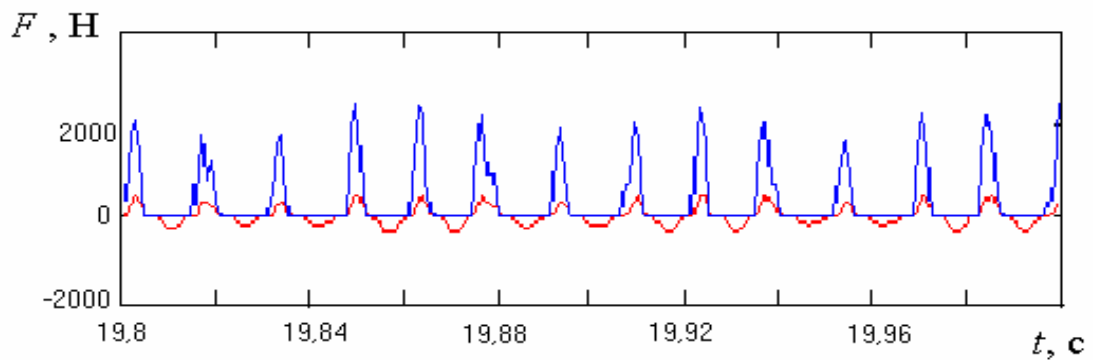
Для оценки интенсивности тепловыделения в контактной зоне соударения края срезанного сегмента диска и пластинки необходимо определить время удара, площадь контакта и силу взаимодействия между краем сегмента и пластинкой. Для оценки этих величин может быть использована теория соударения упругих тел Герца [2]. Эта теория применима, если продолжительность удара значительно превосходит период наиболее медленных собственных колебаний соударяющихся тел или время прохождения в прямом и обратном направлениях упругих волн по сталкивающимся телам. В таком случае зависимость между силой взаимодействия и местным сжатием тел в зоне удара имеет вид

$$P = k_1 \alpha^{3/2}. \quad (11)$$

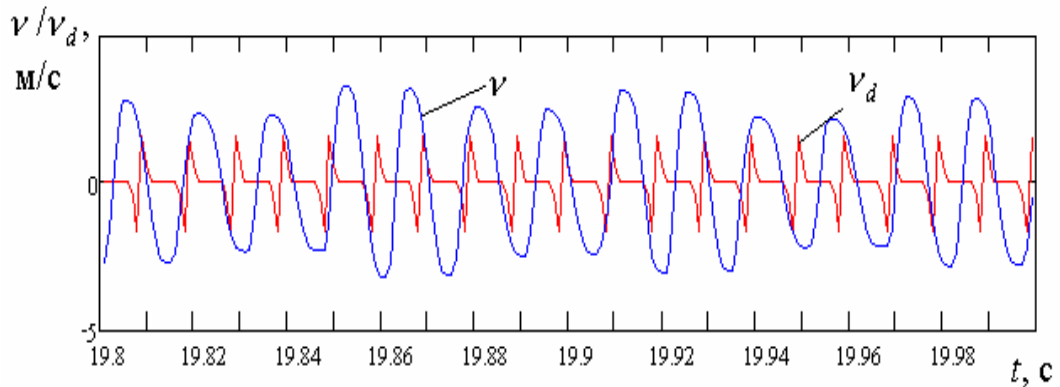
Коэффициент k_1 зависит от свойств материалов соударяющихся тел и кривизны их поверхностей



a



б



в

Рис. 2. Зависимость от времени амплитуд колебания пластинки x и сегмента диска x_d (а); сил F , возникающих в зоне соударения края срезанного сегмента и пластинки (б); скоростей пластинки v и сегмента диска v_d (в). Начальная нагрузка на пружины 0,25 кг. Скорость вращения диска 1500 об/мин.

$$k_1 = 1,33E_*\sqrt{R_*}, \quad (12)$$

где $R_* = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$; $\frac{1}{E_*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2}$; R_1, R_2 – радиусы кривизны поверхностей соударяющихся тел; ν_1, ν_2 – коэффициенты Пуассона; $E_{1,2}$ – модули Юнга, Н/м².

Максимальное сжатие α_{\max} , продолжительность удара t_{\max} и максимальная сила взаимодействия P_{\max} могут быть рассчитаны по формулам [3]

$$\alpha_{\max} = 1,093 \left[\frac{v_0^2 m_*}{k_1} \right]^{2/5}, \quad (13)$$

$$t_{\max} = 3,213 \left[\frac{m_*^2}{k_1^2} \frac{1}{v_0} \right]^{1/5}, \quad (14)$$

$$P_{\max} = 1,1433 \left[k_1^{2/3} v_0^2 m_* \right]^{3/5}, \quad (15)$$

где $m_* = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$; v_0 – относительная скорость сближения тел в момент соударения; m_1, m_2 – массы соударяющихся тел.

В нашем случае происходит столкновение цилиндрической поверхности закругления срезанного сегмента диска ($R_1 = r_3$; $m_1 = \infty$) и плоской пластинки ($R_2 = \infty$; $m_2 = m_{\text{пл}}$).

Следует учитывать, что в процессе соударения сила взаимодействия зависит от времени, возрастая от нуля до максимального значения и опять снижаясь до нуля к моменту окончания удара. Зависимость силы взаимодействия от времени имеет вид [4]

$$P(t) = \left(\frac{v_0}{k} \right)^{3/2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{t^{3/2}}{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)} - \frac{3\sqrt{v_0}}{2mk_2^{3/2}} \frac{t^4}{4!} + \frac{21}{8} \frac{v_0}{m^2 k^3} \frac{t^{13/2}}{\Gamma\left(\frac{15}{2}\right)} - \frac{13}{8} \frac{v_0 \sqrt{v_0}}{m^3 k^{9/2}} \frac{t^9}{9!} + \\ & + \frac{75}{128} \frac{v_0^2}{m^4 k^6} \frac{t^{23/2}}{\Gamma\left(\frac{25}{2}\right)} + \dots \end{aligned} \right\}. \quad (16)$$

Рассчитанные по формуле (16) зависимости сил взаимодействия края сегмента диска из стали и стальной и дюралюминиевой пластинок от времени представлены в виде графиков на рис. 3. Как видно, сила во время удара тем больше, чем больше скорость вращения диска. Ударные силы для более твердой пары (сталь - сталь) превышают силы для пары сталь - дюралюминий.

Соответственно зависимость от времени местного сжатия имеет вид

$$\alpha(t) = k_2 P(t)^{2/3}, \quad (17)$$

где $k_2 = (k_1)^{-2/3}$.

При этом, если твердость диска больше твердости пластинки (при ударе сжимается пластинка) или, наоборот, твердость диска меньше твердости пластинки (при ударе сжимается край сегмента диска), площадь контакта представляет собой прямоугольник и может быть определена по формуле

$$S = 2d \sqrt{\alpha(t)(2R - \alpha(t))}, \quad (18)$$

где d – ширина диска; R – радиус закругления края сегмента.

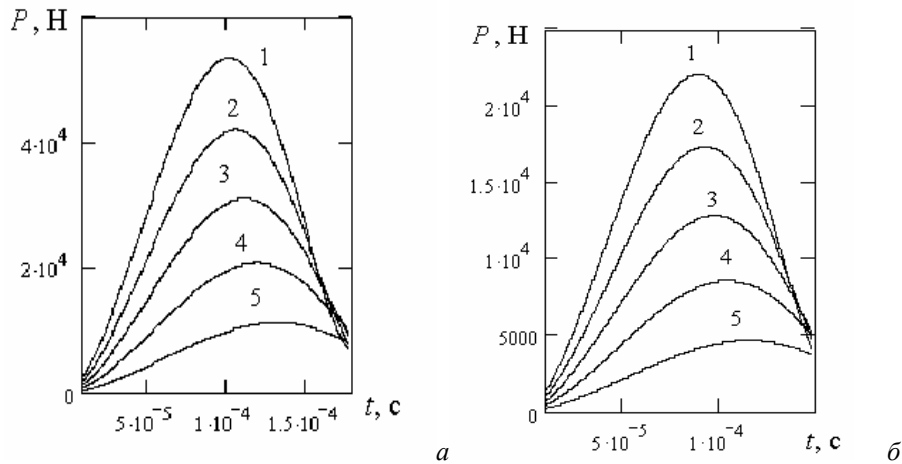


Рис. 3. Зависимость изменения силы сжатия во время удара от времени при разных скоростях вращения диска: 1 – 500 об/мин; 2 – 4500 об/мин; 3 – 3500 об/мин; 4 – 2500 об/мин; 5 – 1500 об/мин для пар сталь – сталь (а), сталь – алюминиевый сплав Д16 (б)

В случае, если диск и пластинка имеют одинаковую твердость (сжимаются и диск и пластинка), площадь контакта рассчитывается как

$$S(t) = d \sqrt{\alpha(t)(4R - \alpha(t))}. \quad (19)$$

Интенсивность тепловыделения в контактной зоне соударения может быть определена в виде

$$q(t) = f v_{\text{л.д}} \left(\frac{1}{t_{\text{max}}} \int_0^{t_{\text{max}}} \frac{P(t)}{S(t)} dt \right) = f 2\pi v R_0 \left(\frac{1}{t_{\text{max}}} \int_0^{t_{\text{max}}} \frac{P(t)}{S(t)} dt \right). \quad (20)$$

Расчитанные значения интенсивности теплового потока в зоне удара q (Вт/м²) для пар сталь – сталь и сталь – дюралюминий при трех значениях радиуса закругления края сегмента приведены в виде графиков на рис. 4. Интенсивность теплового потока в контактной зоне соударения достигает величины сотен мегаватт на квадратный метр. Она растет с увеличением скорости вращения диска и уменьшением радиуса закругления края сегмента.

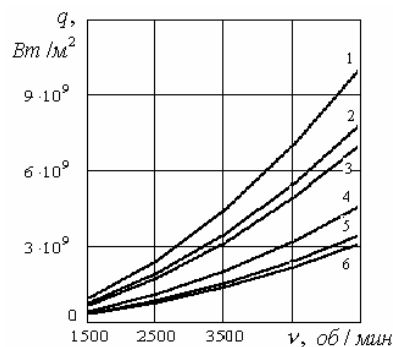
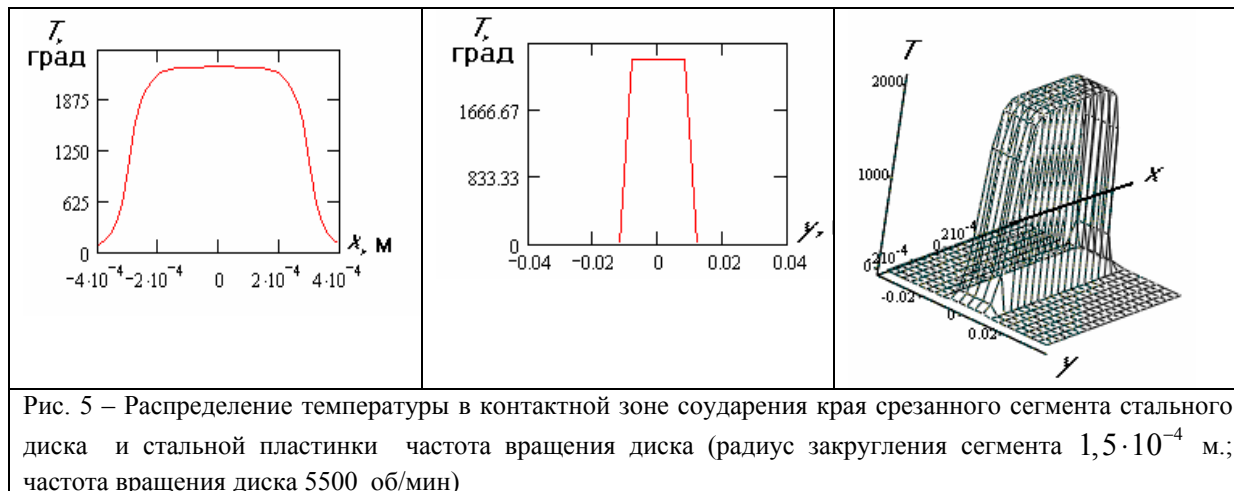


Рис. 4 Зависимость интенсивности теплового потока в зоне удара от скорости вращения диска для трех значений радиуса закругления края сегмента для пар: сталь – сталь (1 – $r_3 = 1$ мм, 2 – 3 мм, 3 – 5 мм.) и сталь – дюралюминий (4 – $r_3 = 1$ мм, 5 – 3 мм, 6 – 5 мм.)

Расчитанные зависимости распределения температуры пластинки по контактной зоне соударения в момент окончания удара для пары сталь-сталь приведены на рис.5. Показано, что температура контактной зоны возрастает с увеличением относительной скорости перемещения соударяющихся поверхностей и нагрузки на пружины и может достигать за время удара температуры плавления образца (для стальной пластинки $T_{пл} = 1537$ °С, для дюралюминиевой пластинки $T_{пл} = 660$ °С).



Таким образом, предложенная модель динамического поведения системы пластинка - вращающийся диск и модель тепломассопереноса в зоне фрикционного контакта позволяют по интенсивности тепловыделения определять износ поверхностей соударения и количество фрикционных искр, генерируемых установкой в процессе эксперимента. Данные модели возможно использовать для расчета режимных параметров работы установки, соответствующих реально существующим в технологических процессах условиям трения и соударения.

Л и т е р а т у р а

1. Иванов Ю. С., Яновский С. Ю. Методы исследования пожароопасных параметров фрикционных искр. Чрезвычайные ситуации: практика, теория, инновации, Гомель. Сб. трудов, 2006. С.373-275.
2. Герц Г. Принципы механики. М.: Изд-во АН СССР, 1959. 386 с.
3. Расчеты на прочность в машиностроении. М.: Гос. науч.-техн. изд-во машиностроительной лит-ры, 1958. Т. 2. 974 С.
Кильчинский Н. Теория соударений твердых тел. Киев: Наукова думка, 1969. 257 С.