

28. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1970, 6, 3, 326.  
 29. Т. Н. Крылова. Изв. АН СССР, ОТН, 1938, 10, 89.  
 30. Н. Д. Томашов. Теория коррозии и защиты металлов. М., Изд-во АН СССР, 1959.  
 31. И. И. Папилов. Окисление и защита бериллия. М., Metallurgia, 1968.  
 32. С. Дэшман. Научные основы вакуумной техники. М., Мир, 1964.

## РАЗОГРЕВ И ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТВЕРДЫХ ВВ ПРИ СУХОМ ТРЕНИИ С ИЗНОСОМ

А. П. Амосов  
(Куйбышев)

Внешнее трение — основной механизм разогрева и воспламенения твердых ВВ при механических воздействиях [1, 2]. В работах [3—5] теоретически исследовались закономерности воспламенения твердых ВВ при внешнем сухом трении, но не рассматривался износ твердых тел при трении. Как известно, трение всегда сопровождается износом. В зависимости от условий трения он может быть как очень малым, так и очень большим, приводящим к разрушению трущихся тел [6]. Для таких малопрочных материалов, как ВВ, износ может играть существенную роль при не очень больших давлениях и скоростях трения. В данной работе на простых моделях теоретически исследуется влияние износа на разогрев и воспламенение твердых ВВ при сухом трении. Поскольку и в более простом случае инертных тел влияние износа тел на их фрикционный разогрев до сих пор не изучалось [7, 8], то в данной работе сначала рассматривается разогрев инертных твердых тел, а затем полученные результаты применяются для анализа воспламенения твердых ВВ.

Пусть инертное тело 2 в виде полуограниченной плоской пластины толщиной  $D$  скользит с постоянной скоростью  $V$  по инертному телу 1, представляющему собой полуограниченное твердое полупространство с плоской поверхностью. Направление движения перпендикулярно пластине. Сначала предположим, что трение сопровождается износом только тела 2. В этом случае трущиеся тела разделены на фрикционном контакте слоем изношенных частиц тела 2. Среднюю толщину слоя износа обозначим  $h_2$ , а скорость движения тела 2 к телу 1, обусловленную износом, обозначим  $v_2$ . Очевидно

$$v_2/V = h_2/D = I_2, \quad (1)$$

где  $I_2$  — характеристика линейного износа тела 2 (безразмерная интенсивность изнашивания [6]). На контакте тел происходит тепловыделение трения с интенсивностью  $q_{\text{тр}} = \tau_{\text{тр}}V$ , где  $\tau_{\text{тр}}$  — удельная сила трения.

Последовательно рассмотрим три различные модели процесса разогрева под действием этого тепловыделения.

### Модель с равномерно нагретым слоем износа

В первой модели считаем одинаковой температуру слоя износа и поверхностей обоих тел в точках, лежащих на одной нормали к поверхности трения. Определим максимальную установившуюся температуру  $T_{\text{max}}$  на фрикционном контакте, используя известные решения и методы расчета контактных температур при трении [9, 10]. Тепло, выделяющееся при трении, разделяется на два тепловых потока:  $q_{\text{тр}} = q_1 + q_2$ , причем поток  $q_1$  направлен в тело 1, а  $q_2$  — в тело 2. Законы распределения

тепловых потоков по контакту слабо влияют на величину максимального разогрева на контакте, поэтому расчет разогрева обычно ведется для осредненных, равномерно распределенных, постоянных тепловых потоков в каждое тело [7,10].

Максимальный разогрев тела 1 под действием движущегося, поверхностного, полосового, равномерно распределенного, постоянного теплового потока  $q_1$  определяется в зависимости от величины критерия Пекле  $Pe_1 = VD/a_1$  ( $a_1$  — коэффициент температуропроводности материала тела 1 [10]). При быстром движении, когда  $Pe_1 > 20$ , максимальный разогрев

$$T_{\max} - T_0 = (2/\sqrt{\pi})(q_1 D/\lambda_1 \sqrt{Pe_1}), \quad (2)$$

где  $T_0$  — равномерно распределенная начальная температура тел до разогрева;  $\lambda_1$  — коэффициент теплопроводности материала тела 1. (Отметим, что здесь и далее поверхности тел 1 и 2 вне контакта считаются адиабатическими.)

Разогрев тела 2 под действием постоянного, равномерно распределенного теплового потока  $q_2$  можно приближенно найти из решения одномерной задачи о распространении тепла в движущейся с постоянной скоростью  $v_2$  среде [11]:

$$v_2 \cdot dT/dy = a_2 \cdot d^2T/dy^2, \quad -\lambda_2 \cdot dT/dy = q_2 \text{ при } y = 0; \quad T \rightarrow T_0 \text{ при } y \rightarrow \infty,$$

где  $y$  — расстояние от плоскости трения;  $T(y)$  — температура в теле 2. Решение задачи имеет вид

$$T(y) - T_0 = (q_2/c\rho_2 v_2) \exp(-v_2 y/a_2) \quad (3)$$

и дает для температуры поверхности тела 2 формулу

$$T_{\max} - T_0 = q_2/c_2 \rho_2 v_2 = q_2/c_2 \rho_2 I_2 V, \quad (4)$$

с которой  $c_2$  и  $\rho_2$  соответственно удельная теплоемкость и плотность материала тела 2. Из (4) следует

$$q_2 = q_2^H = (T_{\max} - T_0) c_2 \rho_2 v_2 = (T_{\max} - T_0) c_2 \rho_2 I_2 V, \quad (5)$$

т. е. тепловой поток  $q_2$  в тело 2 обусловлен затратами тепла  $q_2^H$  на разогрев частиц износа. Это тепло уходит из зоны фрикционного контакта вместе со слоем износа.

Введем безразмерные величины:

$$\Theta = \frac{(T - T_0) \lambda_1 \sqrt{\pi Pe_1}}{3q_{\text{тр}} D}, \quad \kappa_2 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_2 c_2 \rho_2}{\lambda_1 c_1 \rho_1}} I_2 \sqrt{Pe_2}.$$

Здесь  $\Theta$  — разогрев;  $\kappa_2$  — критерий тепловых затрат на износ тела 2, равный  $q_2^H/q_1$ . Используя выражения (2) и (4), из равенства  $q_{\text{тр}} = q_1 + q_2$  получим окончательную формулу для безразмерного максимального разогрева на фрикционном контакте при наличии износа тела 2

$$\Theta_{\max} = 1/(1 + \kappa_2). \quad (6)$$

Если наряду с износом тела 2 наблюдается износ тела 1, характеризуемый величиной  $I_1$ , то затраты тепла трения на разогрев слоя износа тела 1 будут определяться аналогично предыдущему случаю выражением  $q_1^H = (T_{\max} - T_0) c_1 \rho_1 v_1$ . Из соотношения  $q_{\text{тр}} = q_1 + q_1^H + q_2^H$  найдем максимальный контактный разогрев при износе тел 1 и 2

$$\Theta_{\max} = 1/(1 + \kappa_1 + \kappa_2). \quad (7)$$

Здесь  $\kappa_1 = 2I_1 \sqrt{Pe_1/\pi} = q_1^H/q_1$  — безразмерный критерий тепловых затрат на износ тела 1.

При малых скоростях движения ( $Pe_1 < 0,4$ ) удобнее рассматривать тело в виде полуограниченного цилиндра диаметром  $D$ . Если при

$Re_1 > 20$  максимальный разогрев тела 1 под действием равномерно распределенного потока  $q_1$  на пятне круглой формы диаметром  $D$  можно рассчитывать также по формуле (2) [9,10], то при  $Re_1 < 0,4$  максимальный разогрев тела 1 будет другим [9]:

$$T_{\max} - T_0 = q_1 D / 2\lambda_1. \quad (8)$$

Максимальный разогрев тела при наличии износа и в области  $Re_1 < 0,4$  будет определяться формулой (7) с несколько другими безразмерными величинами:

$$\Theta_{\max} = 2(T_{\max} - T_0)\lambda_1/q_{\text{тр}}D, \quad \kappa_1 = I_1 Re_1, \quad \kappa_2 = \lambda_2 I_2 Re_2 / \lambda_1.$$

Отметим, что далее будет рассматриваться только область быстрого движения.

Как видно из полученных выше формул для первой модели, износ уменьшает фрикционный разогрев, и степень этого уменьшения зависит от величины критерия тепловых затрат на износ  $\kappa$  (который может быть равен  $\kappa_1$  или  $\kappa_2$  в случаях износа тела 1 и 2 соответственно). При малых значениях этого критерия ( $\kappa \ll 1$ ) износ слабо влияет на разогрев и практически его можно не учитывать при расчете температурного режима трения. При  $\kappa \gg 1$  получим для размерного фрикционного разогрева

$$T_{\max} - T_0 = q_{\text{тр}}/c\rho IV = \tau_{\text{тр}}/c\rho I, \quad (9)$$

где  $c$ ,  $\rho$ ,  $I$  — характеристики изнашиваемого тела. Из этой формулы следует, что при большом значении критерия тепловых затрат на износ практически все тепло трения расходуется на нагрев слоя износа.

#### Модель с поверхностным тепловыделением на границе слоя износа

Принимаем, что частицы износа тела 2 прилипают к поверхности тела 1 и принимают скорость движения последнего, так что поверхность скольжения перемещается фактически на глубину  $h_2$  внутрь изнашиваемого тела 2. Тепловыделение трения происходит на поверхности контакта слоя износа с телом 2. Время прохождения тепла через слой износа определяется временем тепловой релаксации [12]  $h_2^2/a_2$ .

Безразмерный критерий  $\zeta_2 = h_2^2 V / a_2 D = I_2^2 Re_2$ , характеризующий отношение этого времени к характерному времени движения  $D/V$ , назовем критерием прогрева слоя износа. В случае очень тонких слоев износа, для которых критерий прогрева мал ( $\zeta_2 \ll 1$ ), режим теплопередачи через слой будет установившимся и определится соотношением [12]

$$T_2 - T_1 = q_1 h_2 / \lambda_2, \quad (10)$$

где  $T_2$  — температура слоя на границе с телом 2;  $T_1$  — температура слоя на границе с телом 1;  $q_1$  — тепловой поток через слой. Здесь слой износа имеет по нормали к поверхности трения не одинаковую, а линейно убывающую от  $T_2$  до  $T_1$  температуру. Поэтому из зоны контакта слоем износа уносится количество тепла  $c_2 \rho_2 v_2 (T_{\max}/2 - T_1/2 - T_0)$ . Учитывая это, из формул (2), (5), (10) получим следующее выражение максимального безразмерного фрикционного разогрева при наличии износа во второй модели:

$$\Theta_{\max} = (1 + \varepsilon_2 + \zeta_2/2) / [1 + \zeta_2 + \kappa_2(1 + \zeta_2/2)], \quad (11)$$

где  $\varepsilon_2 = \sqrt{\pi \lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda_2 c_2 \rho_2} I_2 \sqrt{Re_2} / 2$  — безразмерный критерий перегрева слоя износа, характеризующий отношение разности температур поверхностей слоя износа (10) к разогреву тела 1.

### Модель с объемным тепловыделением в слое износа

Здесь тепловыделение трения рассредоточено по всей толщине слоя износа в зоне контакта тел. Такая модель может реализоваться, например, при пластическом износе.

Пусть слой износа тела 2 обладает свойствами идеально пластического тела с пределом текучести на сдвиг  $\tau_T$ . (Можно принять  $\tau_T = \tau_{Тр}$ .) Исследуем простейшую модель износа, представленную на рисунке, в которой слой износа тела 2 нарастает линейно по мере удаления от передней кромки контакта тел и при выходе из зоны контакта имеет толщину  $h_k$ . Средняя толщина слоя в зоне контакта  $h_2 = h_k/2$ . Текущее значение толщины слоя  $h(x) = xh_k/D$ . Тело 2 неподвижно вместе с системой координат, тело 1 движется. Считаем, что тело 2 является полуограниченной пластиной толщиной  $D$ , тогда деформация в слое износа будет плоской.

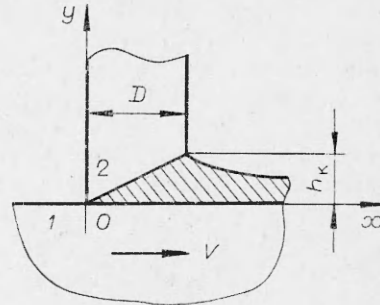


Схема пластического износа тела 2 при трении (слой износа заштрихован).

В зоне контакта  $0 \leq x \leq D$  в каждом сечении  $x$  слоя износа принимается линейный профиль скоростей движения частиц износа по направлению оси  $x$ :  $v_x = V(1 - y/h)$ . Для другой компоненты скорости движения  $v_y$  из уравнения неразрывности [13] получим  $v_y = -Vy^2D/2x^2h_k$ . Слой износа считаем достаточно тонким, когда  $h_k \ll D$  и  $\partial v_x/\partial y \gg \partial v_y/\partial x$ . В этом случае интенсивность скоростей деформации сдвига  $\epsilon_i$  и интенсивность пластического тепловыделения  $q_{пл}$  [13] определяются выражениями:

$$\epsilon_i \approx \partial v_x/\partial y = VD/xh_k, \quad q_{пл} = \tau_T \cdot \epsilon_i = \tau_T VD/xh_k.$$

Для суммарной интенсивности пластического тепловыделения в каждом сечении  $x$  слоя износа имеем

$$Q_{пл} = \int_0^{h_k} q_{пл} dy = \tau_T \cdot V, \quad (12)$$

что совпадает с использованным выше выражением для интенсивности тепловыделения трения  $q_{тр} = \tau_{тр} \cdot V$  и оправдывает предположение о линейном профиле скоростей в слое износа.

При малых значениях критерия прогрева  $\zeta_2$  в третьей модели тепловой режим в слое износа будет, как и во второй модели, установившимся и определяется соотношением

$$T_2 - T_1 = (q_{тр}h/2\lambda_2)(2q_1/q_{тр} - 1). \quad (13)$$

Это соотношение достигает максимума на задней кромке контакта при  $h = h_k = 2h_2$ . Но максимальная по оси  $y$  температура находится теперь внутри слоя износа и имеет координату  $y_{max}$ :

$$y_{max}/h_k = q_1/q_{тр}, \quad T_{max} - T_1 = (q_{тр}h_k/2\lambda_2)(q_1/q_{тр})^2. \quad (14)$$

Используя приведенные соотношения, получим для фрикционного разогрева в третьей модели при  $\zeta_2 \ll 1$

$$\frac{q_1}{q_{тр}} = \frac{1 + \zeta_2}{1 + 2\zeta_2 + \kappa_2}, \quad \theta_{max} = \frac{(1 + \zeta_2)(1 + 2\zeta_2 + \kappa_2 + \epsilon_2 + \epsilon_2\zeta_2)}{(1 + 2\zeta_2 + \kappa_2)^2}. \quad (15)$$

Из полученных формул для второй и третьей модели следует, что при заметном износе и плохой теплопроводности изнашиваемого тела

фрикционный разогрев может быть заметно выше разогрева при отсутствии износа, т. е. износ может не уменьшать, а, наоборот, увеличивать разогрев. Такая возможность реализуется, когда критерий перегрева  $\varepsilon_2$  достаточно велик. При малых  $\varepsilon_2$  слой износа можно считать равномерно нагретым и расчет разогрева вести по формулам для первой модели. Следует также отметить, что в третьей модели при малых  $\zeta_2$  и  $\kappa_2$ , когда  $q_1 \approx q_{тр}$ ,  $T_{max}$  перемещается изнутри слоя на поверхность контакта его с телом 2, и фрикционный разогрев во второй и третьей модели становится одинаковым, т. е. не зависящим от механизма тепловыделения.

При больших  $\zeta_2$  тепло, выделяющееся внутри пластического слоя износа, не будет успевать выходить из слоя износа, и пластический разогрев частиц износа в зоне контакта можно считать адиабатным и определять дифференциальным уравнением

$$c_2 \rho_2 v_x dT/dx = q_{пл} = \tau_T VD/xh_k,$$

где  $v_x = V\sqrt{1 - x_0/x}$  — скорость движения частицы в лагранжевых координатах;  $x_0$  — начальная координата частицы. Решая уравнение, найдем:

$$T - T_0 = T_m \ln \left( 2\sqrt{x^2/x_0^2 - x/x_0} + 2x/x_0 - 1 \right), \quad (16)$$

где  $T_m = \tau_T D / c_2 \rho_2 h_k = \tau_T / 2c_2 \rho_2 I_2$  — масштабная температура. Подставляя в выражение (16)  $x = D$ , найдем полный пластический разогрев частиц износа в зоне контакта. Формально этот разогрев неограниченно увеличивается при  $x_0 \rightarrow 0$ , т. е. частиц износа, выходящих из вершины зоны контакта. Но из-за незначительной толщины слоя износа вблизи вершины время тепловой релаксации  $h^2/a_2$  очень мало, и практически все тепло уходит от частиц износа в тела 1 и 2 с интенсивностью (12). В зоне контакта к поверхности тела 1 прилегает зона охлаждения частиц износа, толщину которой можно принять равной  $\sqrt{a_2 D / V}$ . Тогда можно считать, что пластический разогрев максимален у частиц с начальной координатой  $x_0 = D\sqrt{a_2 D / V} / h_k$  и его величина находится из выражения

$$T_{II} - T_0 = T_m \ln \left( 2\sqrt{4I_2^2 \text{Re}_2 - 2I_2 \text{Re}_2^{0.5} + 4I_2 \sqrt{\text{Re}_2} - 1} \right). \quad (17)$$

При  $I_2 = 1/\sqrt{\text{Re}_2}$  получим оценку сверху максимально возможного пластического разогрева слоя износа в зоне контакта для  $\zeta_2 \gg 1$

$$T_{II} - T_0 = 0,88 \zeta_T \sqrt{\text{Re}_2} / c_2 \rho_2, \quad (18)$$

близкую к оценке (9) при  $I_2 = 1/\sqrt{\text{Re}_2}$ .

Если происходит пластический износ тела 1, то параметры пластического разогрева слоя износа будут определяться приведенными выше формулами для износа тела 2, в которые надо подставить характеристики тела 1.

#### Учет зависимости силы трения от температуры

При исследовании фрикционного разогрева удельная сила трения  $\tau_{тр}$  считалась постоянной. Но в действительности она зависит от температуры на поверхности трения: как правило, она уменьшается при повышении температуры. Поэтому при больших разогревах становится существенным учет зависимости силы трения от температуры. Для твердых ВВ можно принять, что сила трения  $\tau_{тр}$  линейно убывает при увеличении температуры  $T$  [3]:

$$\tau_{тр} = \tau_{тр}^0 (T_* - T) / (T_* - T_0), \quad (19)$$

где  $\tau_{тр}^0$  — удельная сила трения при начальной температуре  $T_0$ ;  $T_*$  — некоторая постоянная. (В случае плавящихся ВВ в качестве постоянной

$T_*$  можно взять температуру плавления ВВ [3].) Тогда

$$q_{\text{тр}} = q_{\text{тр}}^0 (T_* - T) / (T_* - T_0), \quad (20)$$

где  $q_{\text{тр}}^0 = \tau_{\text{тр}}^0 V$ . Делаем допущение, что в установившемся состоянии интенсивность тепловыделения трения равномерно распределена по площади фрикционного контакта тел и ее величина определяется максимальной температурой на контакте [7]:

$$q_{\text{тр}} = q_{\text{тр}}^0 (T_* - T_{\text{max}}) / (T_* - T_0). \quad (21)$$

Такое допущение позволяет достаточно просто учесть приближенно влияние температурной зависимости силы трения на разогрев тел при трении с износом.

При малых значениях  $\zeta$  вычисляем  $\Theta_{\text{max}}$  по приведенным выше формулам с использованием критериев  $\zeta$ ,  $\kappa$ ,  $\varepsilon$ , которые не зависят от интенсивности тепловыделения  $q_{\text{тр}}$ . Затем по  $\Theta_{\text{max}}$  и соотношению

$$T_{\text{max}} - T_0 = (2/\sqrt{\pi}) q_{\text{тр}} D \Theta_{\text{max}} / \lambda_1 \sqrt{\text{Re}_1} \quad (22)$$

находим максимальный разогрев в размерном виде. Используя в (22) допущение (21), получим следующую формулу для искомого максимального фрикционного разогрева при наличии износа:

$$T_{\text{max}} - T_0 = (T_* - T_0) / [1 + (T_* - T_0) / \Theta_{\text{max}} \Delta T_{\text{max}}^0], \quad (23)$$

где  $\Delta T_{\text{max}}^0 = (2/\sqrt{\pi}) q_{\text{тр}}^0 D / \lambda_1 \sqrt{\text{Re}_1}$  — максимально возможный разогрев при отсутствии износа.

Из выражений (9) и (21) получим соответствующую формулу для области больших  $\zeta$

$$T_{\text{max}} - T_0 = (T_* - T_0) / [1 + (T_* - T_0) / \Delta T_{\text{max}}^0]. \quad (24)$$

Здесь  $\Delta T_{\text{max}}^0 = q_{\text{тр}}^0 / c\rho I$  — разогрев при максимальной силе трения  $\tau_{\text{тр}}^0$ .

Из формул (23) и (24) видно, что при увеличении интенсивности тепловыделения трения максимальная температура трения приближается к  $T_*$ .

### Воспламенение ВВ при трении с износом

Пусть твердым взрывчатым веществом будет тело 2, а 1 — инертным. При отсутствии износа тела 2 не существуют и критические условия его воспламенения, так как при адиабатных боковых поверхностях этого тела и неограниченном времени трения будет всегда происходить его зажатие. Если же происходит износ взрывчатого тела 2, то он может существенным образом повлиять на воспламенение этого тела. При наличии износа появляются критические условия воспламенения, которые можно определить приближенно следующим образом.

Без учета тепловыделения химической реакции разложения тела 2 в нем устанавливается стационарный разогрев, описываемый формулой (4). Максимальная величина разогрева равна  $T_{\text{max}}$ , а его характерный размер  $l_2 = a_2 / I_2 V$ . При малых значениях критерия прогрева размер  $l_2$  намного больше средней толщины слоя износа ВВ  $h_2 = I_2 D$ , а при больших  $\zeta$ ,  $h_2 \gg l_2$ . При малых значениях  $\zeta_2$  за размер очага разогрева ВВ  $r$  принимаем  $l_2$ , а при больших  $\zeta_2$  —  $h_2/2$ . Максимальную температуру очага разогрева в обоих случаях обозначим через  $T_{\text{max}}$ . Приближенно критические условия воспламенения такого очага разогрева можно найти, используя известное решение [14] задачи о воспламенении шарового очага разогрева радиусом  $r$  идеальной П-образной формы с температурой  $T_{\text{max}}$

$$\delta = \frac{Q_{k_0}^0}{\lambda_2} \frac{E}{RT_{\text{max}}^2} r^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_{\text{max}}}\right) \approx 20, \quad (25)$$



где  $\delta$  — безразмерный критерий Франк-Каменецкого [14];  $Q$ ,  $k_0$ ,  $E$  — соответственно тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации химической реакции термического разложения ВВ;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

В работах [5, 15] показано, что такой прием приближенного определения критических условий воспламенения очагов разогрева в различных случаях дает вполне достоверные результаты, удовлетворительно согласующиеся с результатами точного определения путем численного решения соответствующих задач на ЭЦВМ. В рассматриваемом случае воспламенения за счет разогрева при трении с износом точное определение критических условий воспламенения, во-первых, требует сложного машинного численного счета, во-вторых, не имеет большого практического смысла, так как рассматриваемый процесс зависит от многих факторов, характеризующих трение, износ, теплофизические и кинетические свойства, известных часто весьма приблизительно и меняющихся в ходе процесса.

Пусть теперь тело 1 будет взрывчатым, а 2 — инертным. Критические условия воспламенения тела 1 за счет теплоты трения при отсутствии износа найдены в [4, 5]. Приближенно они определяются условием (25), в котором в качестве радиуса очага разогрева  $r$  следует положить толщину зоны прогрева тела 1 за время прохождения зоны контакта:  $l_1 = \sqrt{a_1 D / 2V}$  [5]. Если при износе тела 1 критерий прогрева  $\zeta_1$  мал, то  $l_1 \gg h_1$ . В этом случае при определении критических условий воспламенения в выражении (25) в качестве размера  $r$  следует использовать величину  $l_1$ , т. е. в данном случае износ тела сказывается только на максимальной температуре на пятне контакта.

Если же при износе тела 1  $\zeta_1$  велик, то за  $r$  следует принять  $h_1/2$ . Здесь износ сказывается как на температуре, так и на размере очага разогрева ВВ.

### Некоторые оценки

Применим полученные результаты для оценки разогрева и воспламенения твердых ВВ при трении с износом в конкретных условиях. В качестве изнашиваемого твердого взрывчатого тела 2 (заряда) возьмем пироксилин с характеристиками [16]:  $\lambda_2 = 0,126$  Вт/(м·К),  $c_2 = 1,3$  кДж/(кг·К),  $\rho_2 = 1500$  кг/м<sup>3</sup>,  $Qk_0 = 1,77 \cdot 10^{25}$  Дж/(кг·с),  $E = 2,03 \cdot 10^5$  Дж/моль. В качестве неизнашиваемого инертного тела 1 (подложки) используем сталь с  $\lambda_1 = 63$  Вт/(м·К),  $c_1 = 460$  Дж/(кг·К),  $\rho_1 = 7860$  кг/м<sup>3</sup> [17] и текстолит с  $\lambda_1 = 0,3$  Вт/(м·К),  $c_1 = 1500$  Дж/(кг·К),  $\rho_1 = 1300$  кг/м<sup>3</sup> [18]. Принимаем, что сила трения пироксилина о подложку не зависит от температуры.

Пусть цилиндрический или плоский заряд размером  $D = 10^{-2}$  м скользит с постоянной скоростью  $V = 3$  м/с по подложке из стали и текстолита. Удельная сила трения равна  $10^6$  Н/м<sup>2</sup>. При отсутствии износа  $T_{\max} - T_0$  находим по формуле (2) при  $q_1 = q_{\text{тр}}$ . Для подложки из стали он равен 13, а для подложки из текстолита — 256 К, т. е. теплофизические свойства подложки могут оказывать сильное влияние на фрикционный разогрев. Пусть теперь такое трение сопровождается износом заряда, составляющим 0,5 мм на 1 м пути ( $I_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ ). Если подложка из стали,  $\zeta_2 = 0,116$ ,  $\kappa_2 = 0,0126$ ,  $\varepsilon_2 = 9,2$ . Здесь критерий прогрева  $\zeta_2$  мал, а критерий перегрева  $\varepsilon_2$  велик, поэтому разогрев следует вычислять по формулам (14) и (15) для второй и третьей модели. По этим формулам получаем соответственно  $T_{\max} - T_0 = 118$  и 110 К. Близость данных разогревов объясняется малостью критериев  $\zeta_2$  и  $\kappa_2$ . Сравнение данных разогревов с  $T_{\max} - T_0 = 13$  К при трении без износа показывает, как износ ВВ может сильно увеличить фрикционный разогрев при больших  $\varepsilon_2$ .

При использовании подложки из текстолита  $\zeta_2 = 0,116$ ,  $\kappa_2 = 0,25$ ,  $\varepsilon_2 = 0,464$ , т. е.  $\varepsilon_2$  заметно меньше, чем в предыдущем случае. Здесь для разогрева во второй и третьей модели получаем соответственно 282 и 260 К, т. е. износ заметно слабее влияет на фрикционный разогрев (без износа разогрев равен 256 К). Если при заданном  $I_2 = 5 \cdot 10^{-4}$  вычислить критерий воспламенения  $\delta$ , то для  $T_0 = 300$  К для подложек из стали и текстолита он окажется меньше 20 ( $\delta = 16,8$  при  $T_{\max} = 582$  К). При этих температурах  $l_2 = a_2/I_2 V$  мал для воспламенения (велик износ заряда  $I_2$ ). Если уменьшить  $I_2$ , то критическое условие воспламенения (25) будет высплываться для второй модели при  $I_2 = 4,6 \cdot 10^{-4}$ , когда  $T_{\max} - T_0 = 282$  К,  $\delta = 20$ . Время задержки воспламенения после начала трения будет порядка характерного времени выхода на установившийся тепловой режим в заряде  $l_2^2/a_2 = a_2/I_2^2 V^2 = 0,034$  с.

Перейдем в область больших значений критерия прогрева  $\zeta_2$ , когда весь разогрев сосредоточен в слое износа и не зависит от теплофизических свойств подложки. Определим, при какой силе трения будет происходить воспламенение заряда размером  $D = 10^{-1}$  м, скользящего со скоростью  $V = 3$  м/с при  $I_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ , когда  $\zeta_2 = 18,6 \gg 1$ . Из формул (9) и (25) найдем, что такое трение будет приводить к воспламенению, если удельная сила трения будет превышать значение  $10^6$  Н/м<sup>2</sup>. При данном значении силы трения увеличение износа выше значения  $2 \cdot 10^{-3}$  будет ликвидировать возможность воспламенения.

Итак, в одних условиях износ может увеличивать фрикционный разогрев (при больших значениях критерия перегрева  $\varepsilon$ ) и способствовать возникновению воспламенения заряда ВВ, а в других — препятствовать воспламенению за счет уменьшения зоны прогрева заряда ВВ и температуры трения.

Поступила в редакцию  
25/VI 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М., Наука, 1968.
2. Г. Т. Афанасьев. Второй Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черногловка, ИХФ АН СССР, 1969.
3. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. С. Козлов. ФГВ, 1972, 12, 3.
4. С. М. Муратов, А. П. Амосов и др. Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черногловка, ИХФ АН СССР, 1977.
5. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян и др. ФГВ, 1978, 14, 5.
6. И. В. Крагельский. Трение и износ. М., Машиностроение, 1968.
7. А. В. Чичинадзе. Расчет и исследование внешнего трения при торможении. М., Наука, 1967.
8. Трение и износ фрикционных материалов. Сборник. Под ред. А. В. Чичинадзе. М., Наука, 1977.
9. H. Blok. The institution of mechanical engineers. Proceedings of the general discussion on lubrication and lubricants. 13—15 October 1937, vol. 2. London, 1938, p. 222.
10. Д. Егер. Прикладная механика и машиностроение, 1952, 6.
11. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М., Энергия, 1972.
12. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964.
13. Л. М. Качапов. Основы теории пластичности. М., Наука, 1969.
14. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гоптковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2.
15. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян и др. ФГВ, 1976, 12, 1.
16. В. И. Лисицкий, Г. Г. Мержанов. НТПГВ, 1965, 2.
17. Теплотехнический справочник. Т. 1 и 2. М., Энергия, 1975, 1976.
18. Е. А. Краснощекоев, А. С. Сукомел. Задачник по теплопередаче. М., Энергия, 1969.