



ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПOTЕРЬ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ЗАЖИГАЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ СТАЛЬНЫХ НАКАЛЕННЫХ ЧАСТИЦ ПАРОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ ЛЕГКОВОСПЛАМЕНЯЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ ИМЕЮЩИХСЯ НА СУДНЕ

Селиванов С.Е., Тригуб С.Н.

Херсонская государственная морская академия,

Калинчак В.В., Черненко А.С.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова

В работе рассматривается опасность накалившихся стальных частиц, образующих при сварке или трении, которые в дальнейшем способны поджечь паровоздушные смеси легко воспламеняющихся жидкостей, перевозимые на судах. Проведен анализ влияния теплотерь излучением на максимальную температуру и время «жизни» накалившейся стальной частицы, находящейся в паровоздушной смеси легко воспламеняющихся жидкостей в зависимости от начальных условий, а именно: температуры и диаметра частицы, толщины оксидного слоя.

Ключевые слова: легко воспламеняющиеся жидкости, пожар, накалившиеся стальные частицы, время «жизни», температура, диаметр частицы.

Актуальность исследования. Легковоспламеняющиеся жидкости (ЛВЖ) – это жидкости с температурой вспышки до 60 °С и ниже [1]. ЛВЖ и горючие жидкости всех типов перевозятся танкерами в качестве наливного груза, а также в переносных емкостях, в том числе с размещением их в контейнерах.

На каждом судне имеется большое количество горючих жидкостей в виде мазута и дизельного топлива, которые используются для обеспечения движения судна и выработки электроэнергии. При наличии в трубопроводах трещин эти жидкости вытекают и оказываются под воздействием источников воспламенения. Значительное растекание этих жидкостей приводит к очень сильному пожару.

К числу других мест, где имеются ЛВЖ, относятся камбузы, различные мастерские и помещения, в которых используются или хранятся смазочные масла. В машинном отделении мазут и дизельное топливо в виде остатков и пленок могут находиться на оборудовании и под ним. Наличие ЛВЖ, образующие паровоздушную смесь на судне, приводит к усиленному соблюдению техники безопасности, особенно при необходимом проведении сварочных работ, поскольку при сварке разлетаются искры, имеющие высокую температуру, и шлак, что создает высокую пожарную опасность сварочных работ [2-4]. Отметим, что резка металла – еще более опасная операция, чем сварка.

Пожарная опасность накалившихся стальных частиц, образующих при сварке или трении, и в дальнейшем способны поджечь паровоздушные смеси ЛВЖ, перевозимые на судах, в первую очередь определяется температурой, размером и скоростью движения частиц [2-6]. Пренебрежение теплотерями излучением ведет к неоправданному завышению пожарной опасности накалившихся стальных частиц, что сказывается на получении завышенных значений по сравнению с экспериментальными температур накалившихся стальных частиц и, следовательно, на резком уменьшении времени зажигания паровоздушных смесей ЛВЖ. Следовательно, данное исследование является актуальным.

Для оценки пожарной опасности фрикционной искры обычно используется критическое условие зажигания, полученные в предположении о бесконечно большом времени «жизни» искры. Однако экспериментальные значения времени высокотемпературной «жизни» искры лежит в пределах 10 – 20 мс. Поскольку время «жизни» искры конечное, то для обоснования ее пожарной опасности необходимо рассматривать нестационарный процесс зажигания паровоздушных смесей ЛВЖ целью определения времени зажигания. Если время зажигания больше времени, чем время «жизни», то паровоздушная смесь ЛВЖ не воспламеняется.



Анализ публикаций по теме исследования. Для оценки времени зажигания t_c смеси используют метод Зельдовича, а в дальнейшем и метод Калинчака-Михеля [7-9]:

$$t_c = \frac{1}{\pi a_g} \left(\frac{1}{r_{kr}} - \frac{1}{r_s} \right)^{-2},$$

где a_g – коэффициент температуропроводности смеси, м²/с; r_s – радиус частицы, м, r_{kr} – критический радиус частицы, м.

При получении аналитической зависимости времени зажигания газовой смеси фрикционной искры от температуры, размера искры и физико-химических свойств газовой смеси предполагают частицу неподвижной относительно газовой смеси.

Критический размер в данном методе оценивают как

$$r_{kr} = \sqrt{\frac{\lambda_g (T_s - T_g)^2}{2Q\rho_g C_{zop} RT_s^2 k_o} \exp\left(\frac{E}{RT_s}\right)},$$

где T_s – температура поверхности частицы, К; T_g – температура газовой смеси, К; λ_g – коэффициент теплопроводности смеси, Вт/(м·К); Q – тепловой эффект реакции на килограмм горючего, Дж/кг; C_{zop} – относительная массовая концентрация горючего, ρ_g – плотность смеси, кг/м³; k_o – предэкспоненциальный множитель, м/с; E – энергия активации реакции, Дж/моль; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К).

Как видно из формулы критический радиус частицы, а с ним время зажигания, существенно зависит от температуры поверхности частицы.

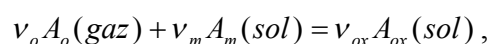
В паровоздушной смеси присутствует высокая доля кислорода. Поэтому фрикционные искры, попадая в такую смесь, начинают окисляться. При начальных температурах частицы выше температуры зажигания приводит к повышению температуры. В результате время «жизни» фрикционной частицы и средняя температура возрастает.

Обычно оценки температур фрикционных иск проводят без учета теплообмена излучением, обращая внимание на малость размера частицы [6, 7]. Но даже для характерных размеров фрикционных искр (50-200 мкм) не учет роли теплообмена излучением может привести к повышению расчетных значений.

Целью данной работы является анализ влияния теплотерь излучением на максимальную температуру и время «жизни» накаливаемой стальной частицы, находящейся в паровоздушной смеси легковоспламеняющихся жидкостей в зависимости от начальных условий, а именно: температуры и диаметра частицы, толщины оксидного слоя.

Постановка задачи. В данной работе, как и в [10], проводится анализ влияния теплообмена излучением с холодными стенками, на характеристики высокотемпературного теплообмена и кинетику окисления металлической частицы с образованием компактного оксидного слоя при учете стефановского течения при различных диаметрах и начальных температурах металлической частицы. В качестве предмета исследования рассматривается частица железа, на поверхности которой образуется компактная окисная пленка, обладающая большим значением коэффициентом черноты и критерием Пиллинга-Бедворта [11] больше единицы.

Уравнение химической реакции на поверхности накаливаемой металлической частицы с кислородом воздуха представим в общем виде:



где A_o , A_m , A_{ox} – окислитель, металл и окисел, соответственно; W_m , W_{ox} – скорости химической реакции по металлу и оксиду; v_o , v_m , v_{ox} – стехиометрические



коэффициенты.

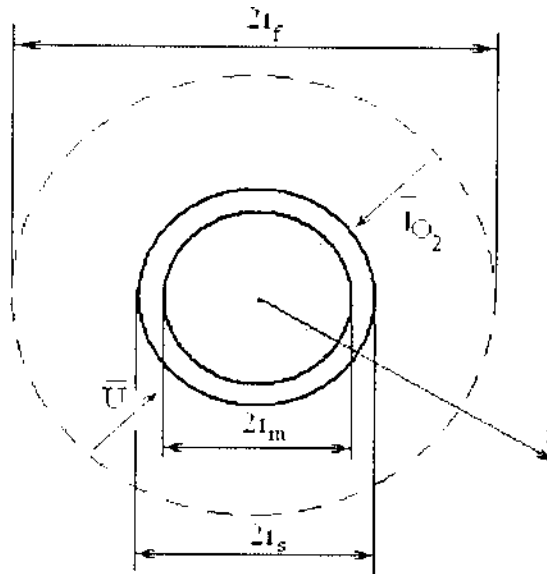


Рисунок 1 – Металлическая частица, покрытая слоем окисла, где $2r_s = 2r_m + 2h$, $2r_s = d$, $2r_m = d_m$

Скорость химической реакции по окислителю W_o прямо пропорциональна концентрации окислителя и обратно пропорциональна толщине окисного слоя, получим:

$$W_o = -\frac{1}{\pi d^2} \frac{\partial m_o}{\partial t} = \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_{o_2s}, \quad (1)$$

$$D_v = D_{vo} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \rho_{gs} = \rho_{go} \frac{T_o}{T} \cdot \frac{P}{P_o}$$

где D_v – коэффициент диффузии ионов металла через оксидный слой, m^2/c ; ρ_{gs} – плотность газа (воздуха) на поверхности частицы, $кг/м^3$; h – толщина оксидного слоя, м; d – диаметр частицы с окислом, м; C_{o_2s} – относительная массовая концентрация кислорода на поверхности частицы; E – энергия активации, Дж/моль; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль К); T – температура частицы, К; T_{gs} – температура газа на поверхности частицы, К; ρ_{go} – плотность воздуха при температуре T_o , $кг/м^3$.

Между скоростями химической реакции по металлу W_m , кислородом и оксиду W_{ox} имеется связь:

$$W_m = -\frac{\rho_m}{\pi d^2} \frac{\partial V_m}{\partial t} = \frac{v_m M_m}{v_o M_o} \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_{o_2s}, \quad (2)$$

$$W_{ox} = -\frac{\rho_{ox}}{\pi d^2} \frac{\partial V_{ox}}{\partial t} = \frac{v_{ox} M_{ox}}{v_o M_o} \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_{o_2s} \quad (3)$$

$$V_m = \frac{\pi d_m^3}{6}, \quad V_{ox} = \frac{\pi}{6} (d^3 - d_m^3).$$

Отношение объема из (2) и (3) образующегося окисла металла V_{ox} к объему металла V_m , израсходованного на образование окисла, равно известному критерию Пиллинга-Бедворта [11]:



$$-\frac{\partial V_{ox}}{\partial V_m} = \frac{v_{ox} M_{ox} \rho_m}{v_m M_m \rho_{ox}} = P_b.$$

Здесь ρ_m и ρ_{ox} – плотности металла и оксида. Для оксида FeO критерий $P_b = 1.78$.

Из (2) и (3) на основе закона сохранения массы можно получить следующие уравнения для скоростей изменения со временем диаметра всей частицы:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = 2 \frac{v_m M_m}{v_o M_o} (P_b - 1) \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} C_{O_2s}, \quad d(t=0) = d_b \quad (4)$$

и толщины оксидного слоя:

$$C_{O_2s} = C_{O_2\infty} \frac{\beta \rho_g}{\beta \rho_g + \left(\frac{D_v}{h} - U_{sk} \right) \rho_{gs}}, \quad h(t=0) = h_b. \quad (5)$$

Концентрация окислителя (кислорода) на поверхности частицы, найдется из равенства массового потока окислителя, стефановского течения и скорости химической реакции по кислороду:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = 2 \frac{v_m M_m}{v_o M_o} (P_b - 1) \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} C_{O_2s}, \quad (6)$$

$$S_e = \frac{D_v \rho_{gs}}{h \beta \rho_m}, \quad U_{sk} = \frac{D_v}{h} C_{O_2\infty}, \quad \beta = \frac{D_g Nu}{d},$$

где S_e – диффузионно-кинетическое соотношение, U_{sk} – скорость стефановского течения на поверхности частицы при кинетическом режиме окисления, β – коэффициент массообмена.

Общим условием возникновения стефановского потока в газовой фазе вблизи поверхности окисляющейся частицы является появление (исчезновение) дополнительных масс газа в результате фазовых переходов первого рода (испарение, сублимация, конденсация и др.) и химических гетерогенных процессов [10]. В результате окисления частицы стали стефановское течение направлено к поверхности частицы и скорость стефановского течения у поверхности частицы U_s определяется скоростью исчезновения кислорода в химической реакции:

$$U_s \rho_{gs} = \frac{D_v}{h} C_{O_2s} \rho_{gs} = W_o.$$

Плотность теплового потока $q_{g,st}$ на поверхности частицы с учетом стефановского течения имеет вид:

$$q_{g,st} = \alpha (T_{gs} - T_{g\infty}) - U_s \rho_{gs} c_g T_*,$$

$$T_* = \frac{T + T_g}{2}, \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d},$$

где α – коэффициент теплообмена.

Температура газа на поверхности частицы равна температуре частицы ($T_{gs} = T_s = T$). Поэтому динамика изменения температуры накаливаемой металлической частицы представится в виде:



$$\frac{d}{6} c_c \rho_c \frac{\partial T}{\partial t} = q_{eff}, \quad T(t=0) = T_b. \quad (7)$$

$$q_{eff} = q_{ch} - q_{g,st} - q_w,$$

где $c_c \rho_c$ – средние значения удельной теплоемкости и плотности стальной частицы.

Уравнение (7) записано в предположении отсутствия градиента температуры по частице, т. к. коэффициент теплопроводности частицы значительно больше коэффициента теплопроводности воздуха ($Bi \ll 1$).

Плотность теплового потока излучением q_w , определяется законами Кирхгофа и Стефана-Больцмана, т.е. прямо пропорционально разности четвертых степеней температуры накаливаемой частицы и стенок судна:

$$q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4),$$

где ε – коэффициент черноты поверхности частицы.

Плотность мощности химического тепловыделения реакции q_{ch} окисления на поверхности частицы определим, используя (1) и (6), как:

$$q_{ch} = Q_0 W_0 = Q_0 \frac{D_v}{h} r_{gs} C_{O_2s} = Q_0 \frac{D_v}{h} r_{gs} C_{O_2s} (1 + Se_*)^{-1},$$

$$Se_* = \frac{\left(\frac{D_v}{h} - U_{sk} \right) \rho_{gs}}{\beta \rho_g} = Se(1 - C_{O_2}) /$$

Влияние естественной и вынужденной конвекции на тепловые и массовые потоки в системе учитывается приведенной пленкой r_f , толщина которой уменьшается с ростом относительной скорости движения частицы:

$$r_f = r_s (1 - 2 / Nu)^{-1}, \quad r_s = d / 2.$$

Для неподвижной частицы $Nu = 2$ и, следовательно, $r_f = \infty$.

Критерий Нуссельта Nu является функцией от чисел Прандтля Pr и Рейнольдса Re :

$$Nu = 2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3},$$

$$Re = \frac{\omega d}{\nu_g}, \quad \nu_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g} Pr, \quad c_g = c_{go} + 0,18(T_* - T_0),$$

$$\rho_g = \rho_{go} \frac{T_0}{T_*}, \quad \lambda_g = \lambda_{go} \left(\frac{T_*}{T} \right)^n, \quad D_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g}, \quad T_* = \frac{T_{gs} + T_{g\infty}}{2}.$$

Здесь ω – относительная скорость движения, м/с; ν_g – кинематическая вязкость окружающей среды, м²/с; c_g – удельная теплоемкость воздуха, Дж/(кг К); ρ_g , λ_g , D_g – плотность газа около частицы, коэффициенты теплопроводности газа и диффузии окислителя в газе; ρ_{go} , λ_{go} , c_{go} – соответствующие величины, взятые при температуре T_0 ; T_* – характерная температура, при которой определяются свойства газа.

Скорость движения металлической частицы под действием силы трения (при больших скоростях она преобладает) описывается уравнением:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{3}{4} \Psi \frac{\rho_g d^2 \omega^2}{\rho_m d_m^3 + \rho_{ox} (d^3 - d_m^3)}, \quad \omega(t=0) = \omega_b, \quad (8)$$



где ω_b – начальная скорость частицы, м/с; коэффициент лобового сопротивления частицы Ψ зависит от Рейнольдса и в интервале $1 < Re < 400$ определяется по формуле Клячко:

$$\Psi = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}}$$

Уравнения (4), (5), (7), (8) позволяют проанализировать влияние теплообмена излучением с холодными стенками на тепломассообмен и кинетику окисления металлической частицы при ее движении в холодном воздухе.

Анализ полученных данных. В качестве предмета исследования выбраны частицы железа, реагирующие с кислородом воздуха согласно уравнению $2Fe + O_2 \rightarrow 2FeO$. Образование старших окислов не рассматривается, ссылаясь на то, что при температурах $T > 843K$ окалина состоит преимущественно из оксида железа FeO. При расчетах использовались следующие данные [12]: $E = 124343$ Дж/моль, $D_{vo} = 0.118$ м²/с, $Q_o = 16.5 \cdot 10^6$ Дж/кгO₂, $\varepsilon = 0.89$, $c_c = 450$ Дж/(кг·K), $\rho_c = 7900$ кг/м³, $\lambda_{g0} = 0.024$ Вт/(м·K), $\rho_{g0} = 1.293$ кг/м³, $c_{g0} = 1005$ Дж/(кг·K), $T_0 = 273$ K, $C_{\infty} = 0.23$, $Pr = 0.7$.

Обычно предварительно нагретые металлические частицы до невысоких температур, когда они еще не светятся в видимом диапазоне, в воздухе комнатной температуры практически инертно охлаждаются. Естественно, в этом случае в начальный момент времени тепловыделение за счет протекающих химических реакций меньше теплоотвода от частицы. Для зажигания частицы в начальный момент времени необходимо превышения химического тепловыделения над суммарными теплопотерями, что возможно только при превышении начальной температуры частицы определенного критического значения. Именно это критическое значение начальной температуры и будем называть температурой зажигания. А соответствующий ей диаметр частицы – диаметром зажигания.

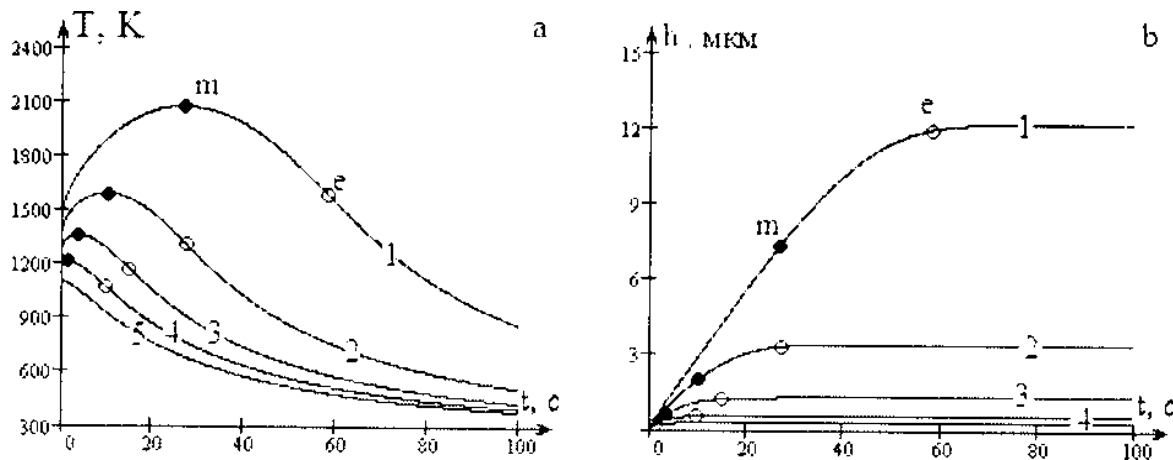


Рисунок 2 – Временные зависимости температуры частицы железа $d_b = 100$ мкм (а), толщины плотного оксида FeO (б) в воздухе комнатной температуры $T_g = T_w = 293$ K, $h_{b1} = h_{b2} = 0.1$ мкм, $C_{O_2\infty} = 0.23$ при различных начальных температурах частицы T_b : 1)1500 K; 2)1400 K; 3)1300 K; 4)1200 K; 5)1100 K

Таким образом, раскалённая частица при начальной температуре, меньшей температуры зажигания будет монотонно остывать (рис. 2а, кривая 5). В этом случае частица ведет себя практически как инертная, т. е. для остывания частицы необходимо, чтобы химическое тепловыделение было меньше теплоотвода.

Если начальную температуру частицы взять больше температуры зажигания (рис. 2а, кривые 1-3) то на начальном этапе ее температура с течением времени увеличивается. То есть, для зажигания необходимо, чтобы химическое тепловыделение было больше теплоотвода.



Очевидно, что за условие вынужденного зажигания металлической частицы нужно принимать условие равенства временной производной по температуре нулю.

Применив условие стационарности, несложно получить в аналитическом виде зависимость диаметра зажигания от начальной температуры (рис. 3). Проанализируем все стационарные решения задачи теплопроводности в виде зависимости диаметра частицы от стационарной температуры $d(T)$, применив условие стационарности $q_{eff}(T)=0$ (6), в виде:

$$d = h_b \frac{\lambda_g Nu}{Q_o C_o D_{vo} \rho_{gs}} \frac{T - T_g}{A \pm \sqrt{A^2 - A_g A_w (1 - C_a)}} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (9)$$

$$A = \frac{1}{2}(1 - A_g(1 - C_a) - A_w + A_{st}), \quad A_g = \frac{c_g(T - T_g)}{Q_o C_o},$$

$$A_w = \frac{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{Q_o C_o \frac{D_v}{h} \rho_{gs}}, \quad A_{st} = \frac{1}{2} \frac{U_{sk} c_g (T + T_g)}{Q_o \frac{d_v}{h} C_\infty} = \frac{c_g T_*}{Q_o}.$$

Величины A_g , A_w , A_{st} показывают относительную роль теплообмена молекулярным путем с газом, теплообмена излучением со стенками установки и стефановского течения по отношению к химическому тепловыделению, при протекании химической реакции в кинетической области.

Из формулы (9) видно, что при выборе малого размера частицы ее стационарная температура приближается к температуре газа.

Из рис. 3 видно, что в случае холодного воздуха, для размеров частиц, лежащих в интервале d_{b1} , d_{b2}) существуют три значения стационарной температуры. Наименьшее значение соответствует устойчивому низкотемпературному, а наибольшее – устойчивому высокотемпературному режиму окисления. Среднее значение стационарной температуры определяет неустойчивое стационарное состояние. Именно это значение стационарной температуры есть критическое значение начальной температуры частицы, при бесконечно малом увеличении которой наблюдается высокотемпературный режим окисления, а при уменьшении – низкотемпературный.

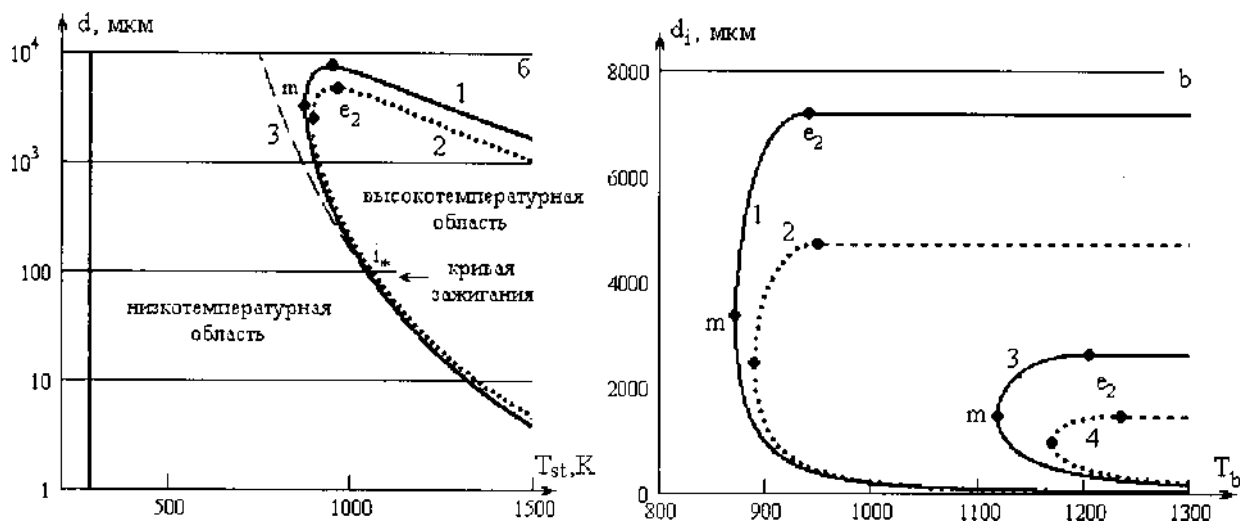


Рисунок 3 – а) зависимости значений диаметра частицы при $B = 0.1$ мкм от стационарной температуры частицы при $T_{\infty} = T_w = 293$ К, $C_{O_2\infty} = 0.23$: 1 – $U_s \neq 0$, $q_w \neq 0$; 2 – $U_s = 0$, $q_w \neq 0$; 3 – $U_s \neq 0$, $q_w = 0$. б) Зависимость диаметра зажигания от начальной температуры при $T_g = T_w = 293$ К, $C_{O_2\infty} = 0.23$: 1, 3 – $U_{st} \neq 0$; 2, 4 – $U_{st} = 0$; 1, 2 – $h_b = 0.1$ мкм; 3, 4 – $h_b = 1$ мкм

Для размеров частиц, которые относятся к характерным размерам фрикционных искр, критическое значение температуры увеличивается с уменьшением диаметра. Объясняется данное положение тем, что с уменьшением размера частицы, увеличиваются



теплопотери с газом и поэтому для зажигания частицы необходимо повысить ее начальную температуру.

Теплообмен излучением обуславливает появление предела высокотемпературного окисления в области больших размеров. Влияние же на критическое значение начальной температуры их оказывается мало.

Диаметр зажигания частицы $d_{e1} < d_i < d_{min}$ уменьшается с ростом начальной температуры, что связано с относительным увеличением теплопотерь с газом (рис. 3б).

Для больших частиц, лежащих в интервале $d_{min} < d < d_{e2}$, основную роль в препятствии зажигания играют теплопотери излучением. Для таких частиц увеличение диаметра способствует относительному росту теплопотерь на излучение по сравнению с теплопотерями с газом молекулярно-конвективным путем. В тоже время к единице поверхности частицы приносится меньше кислорода. Это приводит к уменьшению химического тепловыделения. Поэтому для зажигания частицы большого диаметра ($d_{min} < d < d_{e2}$) необходимо поднять начальную температуру частицы (рис. 3). Именно учет теплопотерь на излучение приводит к появлению верхнего предела области зажигания по диаметру. Для этой области размеров диффузионно-кинетическое отношение в критических точках $Se > 1$, что говорит о важной роли массопереноса кислорода к поверхности. Стефановское течение способствует дополнительному притоку кислорода к единице поверхности частицы и уменьшению теплоотдачи от частицы. Это приводит к понижению для данного диаметра критического значения начальной температуры, а также к увеличению до 1.5 раз критического диаметра d_{e2} , определяющего верхний предел по диаметру области вынужденного зажигания металлической частицы в воздухе комнатной температуры.

Начальная температура частицы определяет не только условие зажигания частицы данного размера (рис. 2), но и влияет на время «жизни» фрикционной частицы и максимальную температуру горения.

На первой стадии (высокотемпературной стадии) толщины оксидных слоев практически линейно растут со временем (рис. 2б, кривые 1-3). Средняя скорость нарастания окислов существенна и имеет порядок 10-100 мкм/с. С нарастанием оксидной пленки растет диффузионное сопротивление движению ионов через оксидный слой. Температура частицы достигает максимального значения (t_m) и начинает уменьшаться. Длительность этой стадии (время высокотемпературного окисления) рассчитывается до т.е. Скорость роста окислов после точки e резко уменьшается на несколько порядков, что является признаком самопроизвольного погасания. Окисление металла продолжает протекать в кинетической области ($Se \ll 1$) и толщины окислов практически изотермически медленно растут.

Увеличение начальной температуры частицы при $T_b > T_{b,cr}$ приводит к росту максимальной температуры высокотемпературного окисления, толщин плотного и пористого оксидов и диаметра всей частицы, которое наблюдается в эксперименте. Высокая начальная температура частицы инициирует значительную скорость химической реакции, тепловыделение от которой дольше поддерживает окисление. С ростом начального диаметра частицы химическое тепловыделение уменьшается, что отражается на снижении температуры горения и скорости окисления, а, следовательно, к росту времени горения и снижению толщины окисла после погасания.

Стефановское течение приводит к существенному увеличению максимальной температуры горения, скорости химической реакции, времени высокотемпературного окисления, критических значений толщин окислов после самопроизвольного погасания. Влияние стефановского течения тем больше, чем больше начальная температура и меньше диаметр частицы.

Экспериментально наблюдаемые времена высокотемпературной стадии окисления частиц [5] согласуются с расчетными значениями. Так для частицы 100 мкм расчетные



времена горения при изменении начальной температуры от 1300 К до 1500 К изменялись от 15 до 60 мс. Частицы получают черного цвета, именно поэтому в качестве их коэффициента черноты выбран коэффициент излучательной способности оксида Fe_2O_3 равный 0.89. Меньшее значение коэффициента черноты дало бы завышенные значения максимальной температуры и времени высокотемпературного окисления металлической частицы, что расходится с экспериментальными данными.

В тоже время небольшие изменения кинетических параметров, например энергии активации (до 5 %), что характерно для частиц различных сталей, приводит к существенным изменениям температур и времен горения металлических (стальных) частиц.

Исследуем роль различных процессов в момент достижения максимальной температуры и в момент самопроизвольного потухания при различных начальных толщинах плотного оксида. Следует обратить внимание на то, что в высокотемпературной стадии на скорость химической реакции оказывает влияние диффузия кислорода в газовой фазе ($Se_m > 0.1$), а после потухания – окисление лимитируется диффузией металла через слой оксида ($Se_e < 0.1$).

Естественно с ростом начальной толщины плотного оксида, вследствие уменьшения тепловыделения, уменьшается максимальная температура горения. Как результат, понижаются время высокотемпературного окисления и значения толщин окислов после самопроизвольного потухания (табл. 1).

Таблица 1 – Выяснение роли различных механизмов $h_b = 0.1$ мкм, $T_g = T_w = 239$ К, $Ca = 0.23$, $\omega_b = 10$ м/с

	точки	q_w' кВт/м ²	T_f , К	d , мкм	h , мкм	t , мс	Se	ω , м/с	q_{ch} кВт/м ²	q_w кВт/м ²	q_g кВт/м ²
$d_b = 100$ мкм $T_b = 1300$ К	т. м	$q_w = 0$	1371	100.8	0.8	4.5	0.28	8.8	2160	0	2160
		$q_w \neq 0$	1356	100.7	0.6	3.4	0.31	9.1	2300	170	2130
	т. е	$q_w = 0$	1170	100.8	0.8	4.5	0.03	8.8	250	0	1605
		$q_w \neq 0$	1165	101.0	1.2	14.9	0.03	6.7	280	90	1625
$d_b = 100$ мкм $T_b = 1400$ К	т. м	$q_w = 0$	1990	107.8	9.9	50.9	0.51	2.7	2905	0	2905
		$q_w \neq 0$	1590	101.8	2.0	9.9	0.41	7.6	2880	320	2560
	т. е	$q_w = 0$	1525	110.8	14.7	94.0	0.06	1.1	365	0	1715
		$q_w \neq 0$	1305	402.9	3.3	27.1	0.05	4.9	370	^ 145	1800
$d_b = 200$ мкм $T_b = 1300$ К	т. м	$q_w = 0$	1365	201.2	1.2	12.4	0.28	8.9	1295	0	1295
		$q_w \neq 0$	1350	201.0	0.9	8.4	0.32	9.3	1435	165	1270
	т. е	$q_w = 0$	1170	202.2	2.4	54.0	0.03	6.3	150	0	965
		$q_w \neq 0$	1170	201.8	2.0	41.6	0.04	7.0	180	95	990
$d_b = 200$ мкм $T_b = 1400$ К	т. м	$q_w = 0$	1640	204.3	4.9	46.0	0.37	6.7	1545	0	1545
		$q_w \neq 0$	1520	202.1	2.3	18.1	0.41	8.5	1740	270	1470
	т. е	$q_w = 0$	1330	206.8	8.0	120.5	0.04	3.9	185	0	1025
		$q_w = 0$	1275	203.7	4.2	63.0	0.05	5.9	230	135	1075

В точке максимальной температуры, где выполняется условие стационарности, химическое тепловыделение довольно существенное, основную роль в тепловых потерях для частицы 100 мкм составляют тепловые потери с газом. Однако и тепловыми потерями излучением пренебрегать не стоит, которые составляют от 10 до 30 % от тепловых потерь с газом при



различных начальных температурах. Вклад стефановского течения еще меньше, чем теплопотерь излучением, но как было показано ранее, его влияние на параметры высокотемпературного окисления может быть существенным.

В момент самопроизвольного потухания химическое тепловыделение становится в 4-6 раз меньше теплопотерь с газом, однако приблизительно в 2 раза преобладает над теплопотерями излучением. Из-за достаточно низкой температуры вклад стефановского течения пренебрежимо мал.

Анализ значений температур, диаметра частицы и толщины оксидного слоя числа Семенова в высокотемпературной стадии и при самопроизвольном потухании, показал, что теплопотери излучением оказывают заметное влияние на характеристики высокотемпературного окисления (температуру горения, время высокотемпературной стадии, толщина оксида при потухании и др.) только при высоких температурах. Их не учет приводит к значительному повышению температуры и времени высокотемпературной стадии, толщины оксидного слоя при потухании. Для оценки роли теплопотерь излучением часто используют критерии Блошенко-Хайкина:

$$k_r = \frac{\varepsilon \sigma T^4}{\alpha \frac{RT^2}{E_1}} = \frac{\varepsilon \sigma T^2 E_1}{\lambda_g Nu R} d,$$

который при определении его при температуре частицы $T=T_b=1500$ К равен 1.43, а при $T=T_b=1000$ К уже 0.81. Для сравнения критерий Блошенко-Хайкина при $T=2000$ К равен 2.41.

Это говорит о достаточно существенном влиянии теплопотерь излучением для частицы 100 мкм при температурах выше 1000 К. С ростом диаметра вклад теплового излучения в общие теплопотери растут.

Выводы. В результате исследований показано, что учет теплопотерь излучением для характерных размеров фрикционных искр необходим для оценки пожарной опасности накаливаемых стальных частиц при зажигании горючих веществ, в частности паровоздушных смесей ЛВЖ. Установлено, что теплопотери излучением приводят к существенному понижению температуры частицы ниже уровня зажигания паровоздушных смесей ЛВЖ. При этом времена «жизни» частиц понижаются до экспериментально наблюдаемых. С ростом начальной температуры и уменьшением диаметра накаливаемой стальной частицы этот эффект усиливается.

Перспективы дальнейшего исследования. В связи с тем, что наиболее накаливаемые стальные частицы с характерными размерами фрикционных искр достаточно легко разогнать до высоких скоростей, важной задачей остается анализ влияния скорости их движения на уровень достигаемых температур и времена «жизни».

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розловский А. И. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами / А. И. Розловский – М. : Химия, 1980. – 376 с.
2. Взрывобезопасность электрических разрядов и фрикционных искр / Под ред. В. С. Кравченко. – М. : Недра, 1976. – 76 с.
3. Иващенко П. Ф. Исследование механизма искрообразования и поджигающей способности фрикционных искр / П. Ф. Иващенко, В. А. Меньшаков, В. И. Толчинский // Взрывоопасность в строительстве. – М. : МИСИ, 1983. – С. 34-44.
4. Условия поджигания металлами, диспергированными фрикционным способом, взрывобезопасных паровоздушных смесей / [В. А. Федосеев, Л. Ю. Леонова, В. В. Курятников, Л. А. Статина] // Физика аэродисперсных систем. – 1979. – № 22. – С. 29-33.
5. Леонова Л. Ю. Определение температуры и кинетических характеристик частиц стали, диспергированной фрикционным способом / Л. Ю. Леонова,



В. В. Курятников, Я. Н. Спиридонов // Физика аэродисперсных систем. – 1981. – Т. 21. – С. 80-84.

6. Кузнецов Г. В. Численное решение задачи воспламенения жидкого пожароопасного вещества одиночной «горячей» частицей / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45, № 5. – С. 42-50.

7. Буркина Р. С. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла / Р. С. Буркина, Е. А. Микова // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45, № 2. – С. 40-47.

8. Калинин В. В. К стационарной теории гетерогенного воспламенения и потухания частицы в нагретом газообразном окислителе / В. В. Калинин, С. Г. Орловская // Инженерно-физический журнал. – 1988. – Т. 55, № 2. – С. 232-236.

9. Калинин В. В. Время зажигания паровоздушных легковоспламеняющихся жидкостей фрикционными искрами / В. В. Калинин, М. М. Краснянский, Ю. М. Михель // Физика аэродисперсных систем. – 1983. – № 32. – С. 69-73.

10. Калинин В. В. Высокотемпературный теплообмен и стефановское течение на поверхности предварительно нагретой металлической частицы в холодном воздухе / В. В. Калинин, А. С. Черненко // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т. 47, № 3. – С. 1-10.

11. Pilling N. V., Bedworth R. E. J. Inst. Met., 1923, v. 1, – p. 529.

12. Хауффе К. Реакции в твердых телах и на их поверхности / К. Хауффе: [пер. с нем.]. – М. : Изд-во иностр. лит., 1962. – 382 с.

Селіванов С.Є., Тригуб С.М., Калинин В.В., Черненко О.С. ВПЛИВ ТЕПЛОВТРАТ ВИПРОМІНЮВАННЯМ НА ЗАПАЛЮЮЧУ ЗДАТНІСТЬ СТАЛЕВИХ НАПРУЖЕНИХ ЧАСТОЇ ПАРОВОПІТРЯНИХ СУМІШЕЙ ЛЕГКОЗАЙМИСТИХ РІДИН НАЯВНИХ НА СУДНІ

У роботі розглядається небезпека напружених сталевих часток, що утворюються при зварюванні абі терті, які в подальшому здатні підпалити пароповітряні суміші легкозайmistих рідин, перевезені на судах. Проведений аналіз впливу тепловтрат випромінюванням на максимальну температуру й час «життя» напруженої сталеві частки, що перебуває в пароповітряній суміші легкозайmistих рідин залежно від початковій умов, а саме: температури й діаметра частки, товщини оксидного шару.

Ключові слова: легкозайmistі рідини, пожежа, напружені сталеві частки, час «життя», температура, діаметр частки.

Selivanov S.E., Trigub S.N., Kalinchak V.V., Chernenko A.S. TEMPERATURE LOSS RADIATION INFLUENCE ON LIGHTING ABILITY OF STRAINED STEEL PARTICLES OF VAPOUR-AIR MIXTURES OF INFLAMMABLE LIQUIDS AVAILABLE ON THE VESSEL

An article deals with dangers represented by strained steel particles formed as a result of welding or friction that are capable of setting on fire vapour-air mixtures of inflammable liquids transported aboard. Analysis on the influence of temperature loss by means of radiation on maximum temperature and life span of a strained steel particle in a vapour-air mixture of inflammable liquids is carried out depending on initial conditions, which are temperature and diameter of a particle, thickness of oxide layer.