



# Проблемы фрикционного воспламенения на транспорте



Владимир СТРУЧАЛИН

Vladimir G. STRUCHALIN

## Problems of Frictional Ignition in Transport Vehicles

(текст статьи на англ. яз. – English text of the article – p. 208)

**В статье исследуется проблема зажигательной способности фрикционных искр при обслуживании подвижного состава. Указывается на возможность возникновения аварийных ситуаций, связанных с воспламенением газопаровоздушной смеси. Проведен математический анализ интенсивности искрообразования с использованием базовых уравнений. Установлено, что мерой искробезопасности может служить критерий, который зависит от интенсивности искрообразования.**

Ключевые слова: транспорт, перевозка опасных грузов, легковоспламеняющиеся жидкости, источник зажигания, фрикционные искры, искрообразование, мера искробезопасности.

*Стручалин Владимир Гайзович – старший преподаватель кафедры «Управление безопасностью в техносфере» Московского государственного университета путей сообщения (МИИТ), Москва, Россия.*

**Р**ост добычи нефти и выработки нефтепродуктов, повышение их удельного веса в топливном балансе страны, бурное развитие химической промышленности, в том числе производства жидких продуктов, вызвали значительное увеличение перевозок наливных грузов. На транспорте ежегодно происходят сотни инцидентов с опасными грузами: утечки нефтепродуктов, химических, ядовитых и других аварийно опасных веществ, представляющих угрозу для безопасности человека и окружающей среды.

Среди чрезвычайных ситуаций особое место занимают пожары и взрывы, связанные с перевозкой легковоспламеняющихся жидкостей (ЛВЖ). За последние годы 70% пожаров в транспортной отрасли происходят на подвижном составе.

Во время налива и слива нефтегрузов на железнодорожных станциях возникают потенциально опасные ситуации, связанные с испарениями в окружающее пространство ЛВЖ [1]. Это происходит, поскольку люк-лаз цистерны, поданной на эстакаду под налив светлых нефтепродуктов открытым способом, находится в таком состоянии продолжительное время [2], что приводит к быстрому образованию взрывоопасной зоны.

С целью избежать сценария развития чрезвычайной ситуации [3] нами были проведены исследования, направленные на устранение источника зажигания.

Одним из распространенных источников зажигания горючих парогазовых смесей являются фрикционные частицы [4], которые возникают при трении или соударении рабочих органов технологических машин, механизмов, а также при выполнении обслуживающим персоналом технологических и ремонтных операций.

Фрикционные искры – искры удара и трения, которые представляют собой раскаленную до свечения частичку металла размером около 100 мк [4], температура которых находится в пределах температуры плавления металла.

Фрикционные частицы, образующиеся в результате относительного перемещения двух контактирующих поверхностей, в зависимости от дисперсности, начальной температуры, наличия окислителя и других факторов могут разогреваться до температуры видимого свечения [5]. Фрикционные искры металлов в определенных условиях разогреваются до температуры, при которой частицы воспламеняются [6].

Для некоторых веществ механизм разогрева частиц до температуры, при которой теплопередача в горючую газовую смесь становится достаточной для воспламенения, связан с каталитическими свойствами поверхности частицы. После прогревания критического объема смеси до температуры воспламенения происходит распространение пламени по всему ее объему, а это уже – источник тотальной опасности.

В результате длительной эксплуатации наливных вагонов на поверхности металлов и внутри образуются трещины. Цистерны упрочняются, ремонтируются, однако, несмотря на это, процессы деформационного старения происходят, что неминуемо приводит к охрупчиванию металла и повышенному искрообразованию [7].

Воспламенение газовой смеси возможно, если количество тепла, отданное в окружающее пространство одной или несколькими искрами, удовлетворяет условиям поджигания горючей смеси [8, 9]. При этом механизм поджигания горючих смесей фрикционным искрообразованием остается малоизученным.

Известно, что интенсивность и поджигающая способность фрикционных искр зависят от режима трения и соударения двух тел, физико-механических и физико-химических свойств контактирующих поверхностей и других факторов. При этом не все фрикционные искры способны поджечь газоздушную смесь.

Дисперсность фрикционных частиц, разлетающихся в пространстве с газоздушной смесью, их количество и энергетические параметры определяются скоростью приложения нагрузки и ее величиной, а также физико-механическими свойствами материалов взаимодействующих тел и поверхностных покрытий.

Мерой искробезопасности работ с цистернами для перевозки ЛВЖ может служить некоторый критерий, который зависит от интенсивности искрообразования. Интенсивность эта для различных материалов связана с вероятностью, которая определяется экспериментально. Аналогичная задача об искровом зажигании газоздушной смеси рассмотрена, к примеру, Д. В. Ботвенко [9].

В процессе моделирования нами использован аналитический метод исследования с применением следующих базовых уравнений [8–12].

1. Закон Ньютона-Рихмана для конвективного теплообмена:

$$q = \alpha \Delta T. \quad (1)$$

Здесь плотность теплового потока в окружающую среду от поверхности движущейся нагретой фрикционной частицы пропорциональна разности температур поверхности фрикционной частицы и окружающей ее газоздушной среды (температурному напору).

Коэффициент пропорциональности  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, плотность теплового потока при перепаде температур на 1 К, т.е. количество теплоты, отдаваемое с единицы площади поверхности за единицу времени при единичном температурном напоре. Коэффициент теплоотдачи зависит от вида теплоносителя и его температуры; температуры напора, вида конвекции и режима течения (ламинарного или турбулентного); состояния поверхности и направления обтекания; геометрии тела.

Эквивалентная запись закона Ньютона-Рихмана (1) в дифференциальной форме:



$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial S} Q = \alpha \Delta T. \quad (2)$$

Из дифференциала (2) можно вывести интегральную формулу. Количество теплоты, отданное через площадку на границе раздела тел площадью  $S$  за время  $t$ , пропорционально разности температур этих тел (если считать, что она остаётся за это время постоянной):

$$Q = \alpha t S \Delta T. \quad (3)$$

2. Закон Фурье об интенсивности отвода тепла нагретыми телами в окружающую среду (закон теплопроводности): в установившемся режиме плотность потока энергии, передающейся посредством теплопроводности, пропорциональна градиенту температуры:

$$\bar{q} = -\kappa \cdot \text{grad}(T), \quad (4)$$

где  $\bar{q}$  – вектор плотности теплового потока (количество энергии, проходящей в единицу времени через единицу площади, перпендикулярной каждой оси);

$\kappa$  – коэффициент теплопроводности;  
 $T$  – температура.

Минус в правой части показывает, что тепловой поток направлен противоположно вектору градиента температуры (то есть в сторону скорейшего убывания температуры).

В интегральной форме это же выражение принимает иной вид (если идёт речь о стационарном потоке тепла от одной грани параллелепипеда к другой):

$$P = -\kappa \frac{S \Delta T}{l}, \quad (5)$$

где  $P$  – полная мощность тепловых потерь;  
 $S$  – площадь сечения параллелепипеда;  
 $\Delta T$  – перепад температур граней;

$l$  – длина, то есть расстояние между гранями условного параллелепипеда.

Закон Фурье не учитывает инерционность процесса теплопроводности, то есть в данной модели изменение температуры в какой-то точке мгновенно распространяется на всё тело. Неприменим для описания высокочастотных процессов (и, соответственно, процессов, чьё разложение в ряд Фурье имеет значительные высокочастотные гармоники). Инерционность в уравнении переноса (первым ввёл Максвелл) учитывается введением релаксационного члена (предложен в 1948 году Каттанео):

$$\tau \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -(\bar{q} + \kappa \nabla T). \quad (6)$$

Если время релаксации  $\tau$  пренебрежимо мало, то это уравнение переходит в закон Фурье (4).

Заметим, что закон Ньютона-Рихмана (2) служит одним из видов граничных условий (условия третьего рода), которые ставятся в задачах теплопроводности. В этом случае с учетом закона Фурье он записывается так:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = k(T_{out} - T_{in}). \quad (7)$$

И ещё: данный закон описывает ситуацию только на границе тела, внутри же температура определяется его теплопроводностью. Тепловой поток внутри тела определяется по закону Фурье (4), что позволяет найти распределение, решив уравнение теплопроводности.

Если внутренняя теплопроводность намного больше, чем коэффициент теплоотдачи (малое число Био), то внутри устанавливается почти однородная температура (если на всей поверхности также она одинакова), и тогда можно записать уравнение охлаждения тела в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k(T_{out} - T). \quad (8)$$

Здесь коэффициент

$$k = \frac{\alpha S}{C}, \text{ где } C - \text{теплоёмкость тела.}$$

Из этого уравнения несложно получить, что температура тела в такой ситуации будет приближаться по экспоненте к температуре окружающей среды  $T_{out}$ :

$$T(t) = T_{out} + e^{-kt} (T_0 - T_{out}). \quad (9)$$

3. Критериальное уравнение, характеризующее процесс отдачи накопленного тепла при вынужденной конвекции:

$$Nu = 2 + 0,03 Pr^{0,33} Re^{0,54} + 0,35 Pr^{0,36} Re^{0,58}, \quad (10)$$

где  $Nu$  – тепловой критерий Нуссельта;

$Pr$  – тепловой критерий Прандтля;

$Re$  – критерий Рейнольдса.

Критерий  $Re$  характеризует движение нагретой фрикционной частицы в газовой среде и определяется выражением:

$$Re = \frac{v_{\phi} d_{эка}}{v_{звс}}, \quad (11)$$

где  $v_{\phi}$  — скорость движения нагретой фрикционной частицы относительно газовой среды (м/с);

$d_{\text{экв}}$  — характерный размер (эквивалентный диаметр частицы) (м);

$\nu_{\text{гвс}}$  — кинематическая вязкость газовой смеси (м<sup>2</sup>/с).

Скорость движения нагретой фрикционной частицы зависит от начального импульса, полученного частицей при контакте двух тел.

Тепловой критерий Прандтля характеризует способность теплоты распространяться в данной среде и определяется по формуле:

$$\text{Pr} = \frac{\nu_{\text{гвс}}}{\chi}, \quad (12)$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности:

$$\chi = \frac{\lambda}{\rho c_p}, \quad (13)$$

где  $\lambda$  — теплопроводность;

$\rho$  — плотность;

$c_p$  — удельная теплоемкость газовой смеси.

4. Уравнение теплопроводности с двумя источниками (в результате растрескивания поверхностного слоя и работы сил трения) с соответствующими граничными и начальными условиями — для определения температуры фрикционной искры.

Предварительно для анализа энергии поджигания искры оценим [10] возможную температуру разогрева фрикционной частицы. При этом будем считать, что при ударе происходит взаимодействие двух тел, как при трении тела, движущегося по поверхности другого тела с некоторой известной скоростью  $V_0$  под действием прижимной силы  $F$ .

Сила трения  $F_{\text{тр}} = kF$ , где  $k$  — коэффициент трения.

Если под действием силы трения частица проходит путь  $S$ , то совершаемая силой трения работа  $A$  (в единицу времени, т.е. мощность) будет равна:

$$A = \frac{1}{2} F_{\text{тр}} S = \frac{1}{2} k F V_0. \quad (14)$$

Важной чертой процесса трения является дискретный стохастический характер фрикционного взаимодействия в зоне контакта соприкасающихся поверхностей.

Это обусловлено наличием исходного микрорельефа вступающих в контакт поверхностей. При первичном контакте размер пятен фактического пятна контакта (ФПК) будет обусловлен начальным рельефом трущихся поверхностей. В зависимости от приложенной нагрузки  $F$  и физико-механических характеристик контактирующих материалов ФПК варьируется в широких пределах от долей процента до десятков процентов общей (номинальной) площади и может быть определена по формуле:

$$S = F/\gamma^*, \quad (15)$$

где  $\gamma^*$  — предел прочности.

При этом тонкий поверхностный слой претерпевает заметные и значительные деформации и структурные изменения. У пластичных материалов деформации меняются от 10–15% до 500–1000%. У хрупких материалов поверхностный слой будет разрушаться. Таким образом, при трении подводимая энергия станет диссипироваться в тепло только в пятнах контакта. Поэтому расчет температуры может быть выполнен только для пятна контакта.

Если значение нормальной силы  $F$  можно заменить на величину прочности материала, имея в виду, что рассчитывается плотность энергии в пятне контакта, можно получить:

$$A = N = k V_0 \gamma^*, \quad (16)$$

и остается один внешний параметр — скорость  $V_0$ .

Если считать, что толщина активного слоя, в котором развиваются деформационные процессы в результате трения, существенно меньше размеров в продольном и поперечном направлениях, то задачу теплопроводности можно считать одномерной.

На основании того, что рассматриваются два источника тепла, запишем уравнение теплопроводности с двумя источниками, а именно:

1)  $w$  — в результате растрескивания поверхностного слоя,

2)  $q$  — в результате работы сил трения, и с соответствующими граничными и начальными условиями:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{w}{c\rho}, \quad 0 < x < \alpha, t > 0; \quad (17)$$



$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q, T_{t=0} = 0; \quad (18)$$

$$ka = \frac{\lambda}{c\rho}. \quad (19)$$

Источник тепла  $w$  должен работать только в тонком слое (от 10 до 100 мкм). Представим его в виде:

$$\frac{w}{c\rho} = Ae^{-\alpha x}. \quad (20)$$

В результате расчетов [10] установлено, что при скорости динамического контакта в диапазоне от 1 до 10 м/с теоретически установленная температура пятна контакта достигает точки плавления за время  $10^{-4}$ – $10^{-6}$  секунд при толщине деформации, достигающей 500–1000%.

Высокая теплопроводность способствует быстрому отводу тепла от соприкасающихся поверхностей и снижению интенсивности нарастания контактной температуры. Если твердый сплав имеет низкую теплопроводность, то выделяющееся тепло накапливается на контактирующих поверхностях, в результате чего наблюдается стремительный рост контактной температуры.

Образование фрикционных искр связано с превращением части кинетической энергии механического взаимодействия в теплоту с последующим экзотермическим окислением и разогревом частиц. С увеличением скорости частиц повышаются контактные температуры.

Для определения поджигающей способности фрикционных искр и с целью оценки их опасности в анализируемой горючей среде рассмотрим [12] тепловые процессы, протекающие при движении одиночной нагретой фрикционной частицы в газовой среде.

Плотность теплового потока  $q_\phi$  от поверхности движущейся нагретой фрикционной частицы в окружающую среду, согласно закону Ньютона-Рихмана (1), пропорциональна разности температур поверхности фрикционной частицы  $t_\phi$  и окружающей ее газовой среды  $t_{гвс}$ , т.е.:

$$q_\phi = \alpha(t_\phi - t_{гвс}), \quad (21)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи (Вт/(м<sup>2</sup>·°C));

$t_\phi$  – температура поверхности фрикционной частицы (°C);

$t_{гвс}$  – температура окружающей ее газовой среды (°C).

Выражение (21) позволяет определять количество теплоты  $q_\phi$ , которое в единицу времени с единицы поверхности отводится в окружающую среду.

Как следует из закона Фурье (4), от поверхности фрикционной частицы отводится поток

$$q_\phi = -\lambda_{звс} \text{grad}(t_\phi) = -\lambda_{звс} \frac{\partial t_\phi}{\partial n}, \quad (22)$$

где  $n$  – нормаль к изотермической поверхности.

Из (21) и (22) следует:

$$\alpha(t_\phi - t_{звс}) = -\lambda_{звс} \frac{\partial t_\phi}{\partial n}, \quad (23)$$

$$\text{или } \frac{\partial t_\phi}{\partial n} = -\frac{\alpha}{\lambda_{звс}}(t_\phi - t_{звс}). \quad (24)$$

Выражение (24) является математическим описанием граничных условий третьего рода.

Для определения потери тепловой энергии  $Q$  движущейся фрикционной частицы за время  $\tau_\phi$  на основании (21) получим выражение:

$$Q = \alpha(t_{\phiн} - t_{гвс})S\tau_\phi, \quad (25)$$

где  $t_{\phiн}$  – начальная температура поверхности фрикционной частицы;

$S$  – площадь поверхности нагретой частицы.

Процесс отдачи накопленного тепла движущейся фрикционной частицей в газозоветную окружающую среду при вынужденной конвекции характеризуется критериальным уравнением (10).

Скорость движения нагретой фрикционной частицы  $v_\phi$  зависит от начального импульса, полученного частицей при контакте двух тел.

Значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ , относящегося к поверхности нагретой фрикционной частицы, можно определить на основании безразмерного критерия Нуссельта (10):

$$Nu = \frac{\alpha d_{экс}}{\lambda_{звс}}. \quad (26)$$

Из (26) коэффициент теплоотдачи равен:

$$\alpha = \frac{Nu\lambda_{звс}}{d_{экс}}. \quad (27)$$

Оценим накопленную движущейся фрикционной частицей тепловую энергию через массу частицы  $M$  и ее удельную теплоемкость  $c_\phi$ :

$$E = Mc_\phi t_\phi \quad (28)$$

В то же время масса частицы представляется в виде:

$$M = \rho_\phi V = \rho_\phi \cdot \frac{\pi d_{\text{экв}}^3}{6} \quad (29)$$

В выражении (29):  $V$  – объем фрикционной частицы,  $\rho_\phi$  – ее плотность.

Подставим (29) в (30):

$$E = \frac{\pi d_{\text{экв}}^3}{6} \cdot \rho_\phi c_\phi t_\phi \quad (30)$$

Условие воспламенения газозвушной смеси облаком искр имеет вид:

$$Q \geq Q_{\text{воспл}} \quad (31)$$

Для оценки искробезопасности работ установим критерий  $K$ :

$$K = \frac{Q_{\phi\Sigma}}{Q_{\text{воспл}}} \quad (32)$$

При  $K = 1$  газозвушная смесь находится в критическом состоянии по отношению к фрикционному воспламенению, при  $K > 1$  – в опасном, а при  $K < 1$  – в безопасном.

Мерой искробезопасности работ с цистернами для перевозки ЛВЖ может служить критерий (34), который зависит от интенсивности искробразования.

## ВЫВОДЫ

Проведенный анализ позволяет считать, что следует уделять большее значение вопросам искробразующей способности материалов, так как ввиду целого ряда нарушений правил безопасности технологических процессов возникновение искры может привести к аварийным ситуациям.

Актуальность рассматриваемого вопроса возрастает тем более, если принять во внимание статистику эксплуатации вагонного грузового парка, находящегося в обращении на российских железных дорогах. На сегодняшний день десятки тысяч нефтебензиновых цистерн находятся в эксплуатации с продленным и дважды продленным сроком. Риск возникновения чрезвычайной

ситуации, связанной с воспламенением газопаровоздушной смеси во время налива-слива нефтепродуктов для таких цистерн чрезвычайно велик.

Помимо существующих организационных мероприятий по недопущению опасной ситуации следует обратить особое внимание на необходимость применения дополнительных технических мер по предупреждению возникновения взрывоопасной зоны во время технологических операций с нефтебензиновыми цистернами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. – Л.: Химия, 1982. – 263 с.
2. Специализированные цистерны для перевозки опасных грузов: Справочное пособие / Под общ. ред. В. Н. Филиппова. – М.: Изд-во стандартов, 1993. – 126 с.
3. Пономарёв В. М., Навценя В. Ю., Стручалин В. Г. Анализ взрывоопасных зон при заполнении цистерн нефтегрузами // Мир транспорта – 2014. – № 3. – С. 184–190.
4. Таубкин С. И. Пожар и взрыв, особенности их экспертизы. – М., 1999. – 600 с.
5. Бондарь В. А., Веревкин В. Н., Гескин А. И., Кравченко В. С., Погорельский А. Е. Взрывобезопасность электрических разрядов фрикционных искр. – М.: Недра, 1976. – 304 с.
6. «Исследование зажигательной способности фрикционных искр». Наука современности-2015: Сборник материалов международной научной конференции. Россия, г. Москва 29–30 января 2015 г. / Под ред. проф. П. М. Саламахина, А. Н. Квитко, Н. А. Алексеевой, М. Т. Луценко, В. Е. Шинкевича. – Киров: МЦНИП, 2015. – С. 157–164.
7. Влияние длительной эксплуатации и деформационного старения конструкционной стали 09Г2С на сопротивление разрушению и искробразующую способность / В. Ю. Навценя, В. Г. Стручалин, Н. О. Ливанова, Г. А. Филиппов // Проблемы чёрной металлургии и материаловедения. – 2015. – № 1. – С. 87–92.
8. Горшков В. И., Корольченко И. А. Исследование процессов самовозгорания // Пожарная безопасность. – 2008. – № 1. – С. 68–77.
9. Доброго К. В., Жланок С. А. Физика фильтрационного горения газов. – Минск: Ин-т тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова, 2002. – 203 с.
10. Ботвенко Д. В. Разработка методики оценки классификации фрикционной опасности горных пород / Автореф. дис... канд. техн. наук. – Кемерово, 2004. – 23 с.
11. Князева А. Г., Чумаков Ю. А. Двухтемпературная модель горения газа в модельном горелочном устройстве цилиндрической формы // Известия Томского политехнического университета. – 2007. – № 4. – С. 24–30.
12. Голинько В. И., Яворский А. В., Лебедев Я. Я., Яворская Е. А. Оценка влияния фрикционного искробразования на воспламенение метановоздушной смеси при разрушении газонасыщенного массива // Науковий вісник НГУ. – 2013. – № 6. – С. 31–37. ●

Координаты автора: **Стручалин В. Г.** – cosmo98@mail.ru.

Статья поступила в редакцию 30.09.2015, актуализирована 08.12.2015, принята к публикации 24.01.2016.

