

ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ОЧАГОВ ПОЖАРА ПРИ ВЗРЫВЕ ОРГАНИЧЕСКОЙ ПЫЛИ

В. А. Пухлий

АО «Аэротекс», 127349 Москва

На основе зависимостей давления, импульса и времени действия ударной волны от энергии сферического взрыва в воздухе и от расстояния до центра взрыва выполнены расчеты параметров падающих и отраженных от жесткой преграды ударных волн при взрыве сосредоточенной массы органической пыли. Определены расстояния от центра взрыва, в пределах которых температура в падающей или отраженной ударной волне превышает температуру воспламенения частиц, взвешенных в воздухе, и возможно возникновение вторичных очагов пожара, инициированных волной при прохождении через запыленное пространство.

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы воспламенения, горения, детонации и взрыва горючих пылей имеют непосредственное отношение ко многим областям народного хозяйства и к охране окружающей среды. Различным аспектам кинетики и газодинамики воспламенения, горения и взрыва газопылевых взвесей посвящено большое число работ, включая и монографии (см. [1, 2]). Тем не менее, вследствие сложности объектов исследования, вероятностного характера возникновения пожаров и взрывов (что осложняет качественный и количественный анализ причин этих бедствий), многие вопросы остаются пока недостаточно изученными.

При разработке мер по технике безопасности для производственных помещений, где возможно накопление горючей пыли, например в текстильном производстве, необходимо принимать во внимание маловероятные, но возможные стечения обстоятельств, приводящие к горению и взрыву. Одной из причин возникновения взрыва является быстрое сгорание локального скопления пыли, например в пылеуловителях (фильтрах). Если медленное сгорание пыли опасно лишь в отношении возникновения пожара непосредственно в месте возгорания пыли, то быстрое сгорание порождает еще и ударную волну, которая при своем распространении поднимает в воздух осевшую на горизонтальных поверхностях пыль и при достаточной интенсивности поджигает ее, приводя таким путем к вторичным очагам горения. Особенно опасна в этом отношении пыль в местах различных препятствий на пути распространения ударной волны — на стенках, в конусооб-

разных щелях и т. п., где происходит ее отражение и усиление.

Скорость движения фронта горения небольших скоплений пыли очень мала по сравнению со скоростью звука в воздухе. Поэтому точечное поджигание локального скопления пыли не приводит непосредственно к возникновению ударной волны. Но она может возникнуть при объемном инициировании горения от какого-либо внешнего источника (одновременное поджигание в разных точках снопом искр и т. п.) или в результате разрушения пылеуловителя, в котором по какой-либо причине произошло фронтальное или объемное сгорание пылевой взвеси близкого к стехиометрическому состава и не сработали предохранительные клапаны.

В настоящей статье приведены зависимости давления и температуры за воздушной ударной волной от расстояния до очага взрывного сгорания заданной массы травяной пыли (клетчатки) и результаты расчетов расстояний, в пределах которых возможно инициирование вторичных очагов горения пыли в падающей и отраженной ударных волнах.

Во избежание недоразумений подчеркнем, что в статье рассматриваются не детонация или горение, а движение ударной волны по практически инертной среде и способность волны инициировать сгорание пылинки. Концентрация пыли в пространстве, по которому движется ударная волна, как угодно мала и недостаточна для изменения за счет сгорания пылинки закона затухания ударной волны. Предполагается, что ударная волна возникла в результате взрыва какого-либо взрывчатого ве-

щества (ВВ), сосредоточенного в относительно малом объеме (например, взрыва пыли, сконцентрированной в пылеуловителе и подожженной практически одновременно во всем объеме пылеуловителя некоторым внешним источником — электрическим разрядом и др.).

ДАВЛЕНИЕ И ТЕМПЕРАТУРА ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ СФЕРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ

На расстояниях, больших по сравнению с линейными размерами заряда, «память» о форме заряда в значительной мере стирается и симметрия взрыва (ударной волны и течения за ней) приближается к сферической. Эмпирическая зависимость изменения давления $\Delta p = p_2 - p_1$, где p_2 — давление в ударной волне, p_1 — перед волной, от пройденного волной расстояния в аналитическом виде получена М. А. Садовским [3] для конденсированных ВВ:

$$\Delta p = 0,75/r_0 + 2,5/r_0^2 + 6,5/r_0^3, \quad (1)$$

$$r_0 \equiv r/(\lambda Q)^{1/3},$$

где r — расстояние от центра взрыва до фронта ударной волны, м; $\lambda = 1$ или 2 соответственно при взрыве в безграничной воздушной среде или при наземном взрыве; p выражено в кг/см²; Q — энергия взрыва, выраженная в тысячах килокалорий (или, что то же самое, в килограммах тротила; 1 кг тротила соответствует 10^3 ккал).

Важным обстоятельством является то, что в формулу (1) энергия взрыва входит единым образом независимо от химической формулы ВВ и плотности заряда. Такая универсальность формулы (1), конечно, приближенная, но достаточно точная для конденсированных ВВ, молярная (по числу атомов в единице объема) плотность и плотность энергии которых по порядку величины одинаковы. Однако в случае взрывов газов или газопылевых взвесей, плотность которых отличается от плотности конденсированных ВВ примерно на три порядка, коэффициенты формулы (1) существенно изменяются.

В [4] на основе серии экспериментов с газовыми взрывами получена следующая формула для газового детонационного взрыва (при детонационном сгорании заряда) с использованием кислорода воздуха в качестве окислителя:

$$\Delta p = 0,6/r_0 + 1,4/r_0^2 + 2,5/r_0^3, \quad r_0 \geq 0,3 \quad (2)$$

(единицы измерений те же, что и в (1)). На больших расстояниях от места взрыва, где давление определяется в основном первым слагаемым в формулах (1) и (2), различие давлений в (1) и (2) минимально, что является подтверждением определяющей роли энергии для интенсивности ударной волны на больших расстояниях от места взрыва и слабого влияния других параметров. (Затухание сферической ударной волны в асимптотике малых давлений и, соответственно, больших расстояний происходит несколько быстрее, чем $1/r$, а именно: $\sim 1/(r \ln r)$ [5]. Однако эта асимптотика соответствует очень большим расстояниям r/r_0 , выходящим за пределы области, представляющей интерес в отношении техники безопасности.)

По плотности воздушно-пылевая взвесь гораздо ближе к газовому заряду, нежели к конденсированному ВВ. Поскольку для воздушно-пылевых взрывов нет результатов обработки экспериментальных данных в виде формул типа (1), (2), далее будем полагать формулу (2) применимой и к таким взвесям. Это не должно привести к значительным погрешностям, по крайней мере на достаточно больших расстояниях, где давление определяется первым из трех слагаемых формулы (1). Калорийность сухой пыли клетчатки составляет 4500 ккал/кг [6], что в 4,5 раза больше, чем у тротила. Отметим, что масса стехиометрической смеси пыли с воздухом больше массы пыли, входящей в состав смеси, в 6,1 раза [7]).

Переходя в (2) от энергии к массе пыли, в случае полного сгорания имеем

$$p_2 = p_1 + 1,0(\lambda M)^{1/3}/r + 3,8(\lambda M)^{2/3}/r^2 + 11,3(\lambda M)/r^3 \text{ [атм]}. \quad (3)$$

Здесь M — масса пыли, кг.

Радиус сферы (или полусферы в случае приповерхностного взрыва), заключающей в себе при атмосферном давлении стехиометрическое количество кислорода, необходимого для полного сгорания пыли, равен $0,98(\lambda M)^{1/3}$. Обозначив этот радиус через r_s , выразим (3) в виде

$$p_2 = p_1 + \bar{r}^{-1} + 4\bar{r}^{-2} + 12\bar{r}^{-3} \text{ [атм]}, \quad \bar{r} \equiv r/r_s. \quad (3a)$$

Эта зависимость представлена на рис. 1.

Используя (3a), найдем расстояние $r = r^*$ от центра взрыва, в пределах которого температура в ударной волне достаточна для воспламенения пыли (T_{ign}). Для определенности

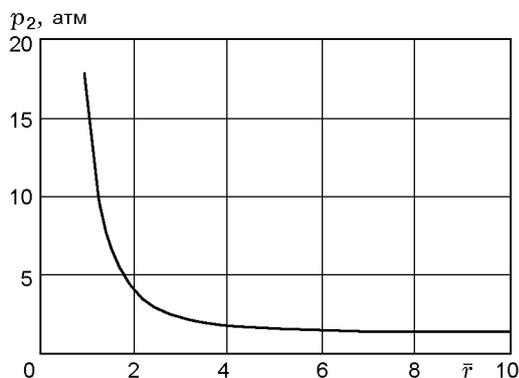


Рис. 1. Зависимость давления в ударной волне от расстояния до центра взрыва

примем $T_{ign} = 700$ К. (Для многих мучных и других пылей растительного происхождения $T_{ign} = 650 \div 700$ К [8, 9]). Это, конечно, приближенная характеристика воспламенения. В быстроспротекающих процессах условие воспламенения определяется не только температурой, но и ее зависимостью от времени, связанной, в частности, с релаксацией скорости частиц в газовом потоке. Имеет место инерционность (задержка) воспламенения, обусловленная теплофизическими свойствами частицы и окружающего газа, структурой ее поверхности, влажностью и др. Условия воспламенения частиц в затухающей ударной волне исследовались в [10]. Но объектом исследования служили металлические частицы (алюминий, магний), тепловой режим которых связан с кинетикой роста и испарения прочной оксидной пленки. Поэтому результаты, полученные в [10], нельзя непосредственно применить к травяной пыли. Но учитывая расчетные данные [10] о характерных временах релаксации скорости частиц различных размеров и значительно меньшую (примерно на порядок) плотность травяных пылинок по сравнению с алюминием и магнием, можно в приближенном анализе условий воспламенения частиц травяной пыли считать скорости газа и пылинок одинаковыми (см. об этом ниже, после формулы (6)).

Исходя из известных соотношений между термодинамическими величинами для ударной волны, можно показать, что температура воздуха за фронтом ударной волны (T_2) в пределах $T_1 < T_2 < 1200$ К (пока эффективный показатель адиабаты воздуха близок к 1,4) связана с давлением p_2 соотношением

$$\begin{aligned} T_2/T_1 &= P_2(P_2 + 6)/(6P_2 + 1), \\ P_2 &\equiv p_2/p_1, \end{aligned} \quad (4)$$

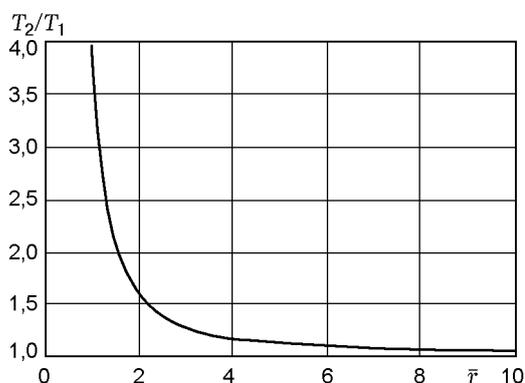


Рис. 2. Зависимость отношения температуры в ударной волне к температуре перед волной от расстояния до центра взрыва

или в явном виде

$$P_2 = Z + [Z^2 + T_2/T_1], \quad Z \equiv 3(T_2/T_1 - 1) \quad (5)$$

(индекс 1 относится к состоянию воздуха перед ударной волной, 2 — за ударной волной).

Уравнение (4) вместе с (3) определяет зависимость температуры за фронтом ударной волны от приведенного расстояния \bar{r} . Результат вычисления этой зависимости представлен на рис. 2. Ударная волна, проходя через запыленное воздушное пространство или взмывая в воздух поверхностную пыль, может поджечь ее, если $T_2 > T_{ign}$. При $T_1 = 300$ К и $T_2 = T_{ign} = 700$ К из (5) следует $P_2 = 8,2$ (т. е. $p_1 = 8,2$ атм при $p_2 = 1$ атм). Из уравнения (3а) находим, что такая граничная интенсивность волны соответствует расстоянию

$$r = r^* = 1,4(\lambda M)^{1/3}. \quad (6)$$

Отметим, что при $T_2 = T_{ign}$ до полного увлечения частиц пыли потоком воздуха температура на задней (по отношению к фронту ударной волны) границе газ — пылинка несколько выше T_{ign} и заключена в пределах $T_{ign} < T < T_3$, где T_3 — температура за ударной волной, отраженной от пылинки. Поэтому температура T_{ign} на указанной границе достигается и на расстояниях, несколько меньших r^* . Однако это дополнительное повышение температуры очень кратковременно вследствие быстрой релаксации скорости мелких и легких травяных пылинок. Оценка показывает, что время релаксации скорости частиц, форма которых близка к сферической, порядка $10^{-2} r_p$ [с], где r_p — средний радиус частицы, см. Для частиц диаметром $1 \div 30$ мкм это время мало по сравнению с характерным газодинамическим време-

нем для не слишком малой энергии взрыва (например, $\approx 10^3$ ккал). Поэтому можно предполагать, что понижение граничной интенсивности ударной волны, достаточной для воспламенения частиц микронного размера, обусловленное немгновенностью релаксации скорости пылинки, незначительно по сравнению со случаем отражения ударной волны от какой-либо жесткой преграды (стены производственного помещения, аппаратуры, оборудования и других вероятных препятствий на пути ударной волны). Этот случай рассматривается ниже.

ДАВЛЕНИЕ И ТЕМПЕРАТУРА ЗА ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Давление за отраженной от жесткой преграды ударной волной (p_3) связано с давлением в падающей ударной волне соотношением

$$P_3 = [3(\gamma - 1)P_2 - \gamma + 1]/[(\gamma - 1)P_2 + \gamma + 1],$$

$$P_3 \equiv p_3/p_2,$$

в случае $\gamma = 1,4$ оно имеет вид

$$P_3 = (8P_2 - 1)/(P_2 + 6). \quad (7)$$

Давление в падающей ударной волне, при котором $T_3 = T_{ign}$, находится из системы, составленной из уравнения (4), аналогичного (4) уравнения для отраженной волны

$$T_3/T_2 = P_3(P_3 + 6)/(6P_3 + 1) \quad (8)$$

и уравнения (7) при заданном отношении $T_3/T_1 = T_{ign}/T_1$. Исключая T_3 и P_3 из этой системы, получаем следующее уравнение для искомого давления в падающей ударной волне:

$$P_2 Y (P + 6) (Y + 6) / [(6P_2 + 1) (6Y + 1)] = T_{ign}/T_1, \quad (9)$$

где $Y = (8P_2 - 1)/(P_2 + 6)$. При $T_1 = 300$ К и $T_{ign} = 700$ К решение уравнения (9) дает $P_2 = 4,08$. При этом из (4) и (6) соответственно следует $T_2/T_1 = 1,61$, $T = 483$ К и $P_3 = 3,14$; $p_3/p_1 = 12,8$. Расстояние от центра взрыва $r = r^{**}$, на котором при отражении ударной волны достигается температура T_{ign} (700 К), определяется из (3) при $P_2 = 4,08$:

$$r = r^{**} \approx 2(\lambda M)^{1/3}, \quad (10)$$

где, как и в (3), (6), расстояние выражено в метрах, а масса — в килограммах. Зависимости давления и температуры за отраженной ударной волной от расстояния между центром взрыва и точкой отражения приведены на рис. 3, 4.

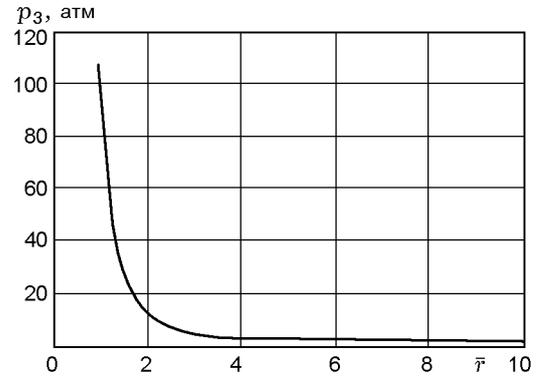


Рис. 3. Зависимость давления за отраженной ударной волной от расстояния между точкой отражения и центром взрыва

Вследствие слабой зависимости температуры от давления в ударных волнах при $p_2/p_1 \geq 10$ и довольно высокой температуре воспламенения значения r^* и r^{**} сравнительно малы. Они превышают $r_s = 0,98(\lambda M)^{1/3}$ всего в 1,4 и 2 раза соответственно. В случае взрывного разрушения оболочки сосуда, в котором по какой-либо причине произошло быстрое сгорание сосредоточенной массы пыли, для расстояний $\bar{r} > 2$ более пожароопасным может оказаться конвективный перенос тепла и догорающих продуктов взрыва, обусловленный несимметричным разрушением оболочки и, соответственно, направленным выбросом продуктов горения, а также архимедовой силой (гравитационная конвекция).

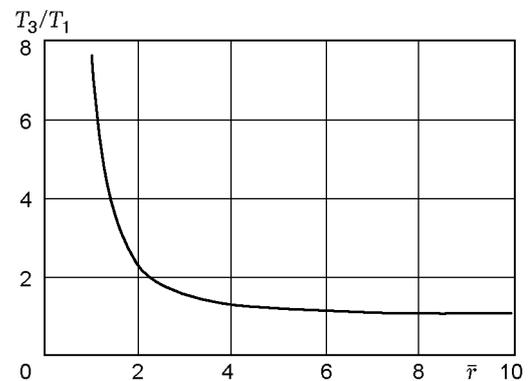


Рис. 4. Зависимость отношения температуры за отраженной ударной волной к температуре перед падающей волной от расстояния между точкой отражения и центром взрыва

ИМПУЛЬС И ВРЕМЯ ДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

В отличие от границ возникновения вторичных очагов пожара (6), (10) другие условия предельно допустимого воздействия ударной волны — на человека, оборудование, стеклянные окна и т. п. — выполняются на более значительных расстояниях. В зависимости от допустимой амплитуды ударной волны соответствующие расстояния определяются формулами (3), (3а) и зависимостями на рис. 1, 3. Кроме этих формул для давления во фронте ударной волны приведем формулы для импульса I и длительности τ положительной фазы волны, полученные в [5] и пересчитанные на случай взрыва воздушной взвеси пыли клетчатки:

$$I = 26(\lambda M)^{2/3}/r, \quad \tau = 1,4r^{1/2}(\lambda M)^{1/6},$$

где I выражен в (кг · с)/м, τ — в мс.

В отличие от взрыва в компактном объеме, взрыв протяженного в одном направлении (в нише, трубопроводе) слоя пыли длинной, сравнимой с линейными размерами помещения, порождает ударную волну, близкую к цилиндрической. В таком случае давление ударной волны на больших расстояниях R от слоя (при $R_s/R \ll 1$) убывает значительно слабее, пропорционально $R^{-1/2}$. Здесь R_s — радиус цилиндра (или полуцилиндра в случае приповерхностного взрыва), заключающего в себе при атмосферном давлении стехиометрическое количество кислорода, нужного для полного сгорания пыли, $R_s = 1,1(\lambda m)^{1/3}$, где m — масса пыли на один погонный метр слоя. Оценка показывает, что в случае цилиндрического взрыва возникновение вторичных очагов горения взвешенной в воздухе пыли за счет нагрева ударной волной возможно в пределах $R \leq (3 \div 4)R_s$.

ВЫВОДЫ

- При $p_2 < 10p_1$ и сравнительно высокой температуре воспламенения пылинок расстояния от центра взрыва, в пределах которых падающая или отраженная волна способна воспламенить взвешенную в воздухе пыль, малы и в случае сферического взрыва составляют $1,4 \div 2$ радиуса сферы (или полусферы в случае приповерхностного взрыва), заключающей

в себе при атмосферном давлении стехиометрическое количество кислорода, необходимого для полного сгорания пыли.

- На расстояниях $r > 2r_s$ в случае сферического взрыва и на расстояниях $R > 4R_s$ в случае цилиндрического взрыва основная опасность возникновения вторичных очагов пожара в запыленном пространстве связана не с ударной волной, а с конвективным переносом тепла и догорающих частиц, обусловленным направленным выбросом продуктов горения из несимметрично разрушившегося сосуда и архимедовой подъемной силой.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Eckhoff R. K.** Dust Explosions in the Process Industries. Frome and London: Butterworth — Heinmann, 1991.
2. **Nagy J., Verakis H. S.** Development and Control of Dust Explosions. Marcel Dekker, Inc., 1983.
3. **Садовский М. А.** Механическое действие воздушных ударных волн по данным экспериментальных исследований // Физика взрыва: Сб. тр. в области физики взрыва / АН СССР. Ин-т хим. физики. М.: Изд-во АН СССР, 1952. № 1.
4. **Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г.** Исследование сферической детонации газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1965. № 2. С. 22–34.
5. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
6. **Чайлдс У.** Справочные физические постоянные. М.: Физматгиз, 1961.
7. **Кузнецов Н. М., Шалашилин Д. В., Пухлий В. А.** Уравнение состояния продуктов, детонационная адиабата системы пыль клетчатки — воздух и изменение давления при ее горении в сосуде с предохранительным клапаном // Хим. физика. 1994. Т. 13, № 8–9. С. 189–201.
8. **Dend Xufan, Xu Renxian, Xie Lin.** // Proceedings of the Fifth Intern. Colloquium on Dust Explosions. Warsaw: Oficins Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 1993.
9. **Wolansky P.** // Dynamics of Deflagrations and Reactive Systems: Heterogeneous Combustion. Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 132. Washington: AIAA, 1991. P. 3.
10. **Федоров А. В., Тетенов Е. В., Вессьер Б.** Воспламенение газозвеси частиц металлов при реальном взрыве. I // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 5.

Поступила в редакцию 29/XII 1997 г.,
в окончательном варианте — 19/XI 1999 г.