А.А. Комаров¹, Фан Туан Ань¹, А.К. Беликов² (Россия, Вьетнам) (¹МГСУ, ²Академия ГПС МЧС России; e-mail: migrokhotov@yandex.ru)

МЕТОДИКА РАСЧЁТОВ ДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ ДЕФЛАГРАЦИОННЫХ ВЗРЫВАХ В АТМОСФЕРЕ

Предлагается методика расчёта параметров взрывной нагрузки: давление, скорость потока, спектр возмущения. Методика может быть использована при прогнозировании последствий взрывов на энергоёмких объектах.

Ключевые слова: взрыв, волновой поток.

A.A. Komarov, Phan Tuan Anh, A.K. Belikov (Russia, Vietnam) METHOD FOR CALCULATING THE DYNAMIC PARAMETERS OF WAVE FLOWS DURING DEFLAGRATION EXPLOSIONS IN THE ATMOSPHERE

A technique for calculating the parameters of an explosive load (pressure, flow velocity, perturbation spectrum) is proposed. The technique can be used to predict the consequences of explosions in energy-intensive objects.

Key words: explosion, wave flow.

Статья поступила в редакцию Интернет-журнала 14 февраля 2017 г.

Методика расчётов динамических параметров волн сжатия при дефлаграционных взрывах в атмосфере, основана на методе Фурье. Данный метод условно можно считать аналитическим, так как он не содержит каких-либо упрощений и допущений, а условность следует отнести к тому, что для вычислений рядов необходимо привлекать ЭВМ ввиду большого количества вычислений. Единственное допущение при получении аналитического решения относится к использованию линейных уравнений движения для описания волновых потоков, возникающих при взрыве. Это допущение справедливо при относительно незначительных скоростях распространения пламени (по отношению к скорости звука), что характерно для большинства дефлаграционных взрывов. В этом случае для определения динамических параметров волн сжатия можно использовать акустическое (линейное) приближение.

При определении в акустическом приближении динамических характеристик волн сжатия, возникающих при внешних дефлаграционных взрывах, рассмотрено известное решение для акустического излучателя нулевого порядка (монополя) в безграничном пространстве [1-3]. Монополем в акустике называется сфера с радиусом a, совершающая пульсирующие колебания с частотой ω симметрично относительно центра. На поверхности сферы, моделирующей область, которую занимают продукты сгорания по окончании взрывного горения, должно выполняться следующее граничное условие:

$$u\Big|_{r=a} = u_m \cdot e^{iwt} \,. \tag{1}$$

Выражения для звукового давления и колебательной скорости в произвольный момент времени *t* и для произвольной точки пространства *r* имеют вид:

$$P = \rho \cdot \frac{d\Phi}{dt} = \rho \cdot c^2 \cdot \frac{u_m}{c} \cdot \frac{ika}{(1+ika)} \cdot \frac{e^{iw[t-(r-a)/c]}}{r/a},$$

$$u = -\frac{d\Phi}{dr} = \frac{p}{\rho \cdot c} \cdot \frac{(1+ikr)}{ikr},$$
(2)

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число ($k = \frac{2\pi}{cT}$, *T* – характерное время);

 u_m – амплитуда скорости на поверхности монополя (r = a);

 Φ – потенциал скорости;

с – скорость звука;

 ρ – плотность среды;

i – комплексное число;

r – расстояние от монополя (места воспламенения).

Пусть на поверхности сферы задана скорость газовоздушной смеси в виде:

$$u(t)\Big|_{r=a} = u_0 \cdot f(t),$$
 (3)

которую, используя Фурье-анализ, можно представить как:

$$u(t) = \sum u_m \cdot e^{iwmt}, \qquad (4)$$

где *и*₀ – начальная скорость среды;

$$u_m = \frac{2\pi}{T} \cdot \int_0^T u_0 \cdot f(t) \cdot e^{iwt} dt$$

Тогда, зная закон изменения скорости среды на поверхности сферы с размером огненного шара $a = R_{OIII}$ в виде (3) и используя (2), (4), можно получить выражения для динамических параметров волны сжатия в произвольной точке пространства:

$$P = \rho \cdot c^{2} \cdot \sum_{m=1}^{m=M} \left(\frac{u_{m}}{c}\right) \cdot \frac{ika}{\left(1 + ik_{m}a\right)} \cdot \frac{e^{iwm\left[t - (r-a)/c\right]}}{r/a} = \sum_{m=1}^{m=M} P_{m}, \qquad (5)$$
$$U = \sum_{m=1}^{m=M} \frac{P_{m}}{\rho \cdot c} \cdot \frac{\left(1 + ik_{m}r\right)}{ikr}.$$

При этом, чем больше будет удерживаться членов в суммах (5), тем точнее результат. Приведённые выражения легко программируются, причём для произвольного закона изменения скорости на поверхности сферы.

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований дефлаграционного взрыва в атмосфере [1, 4]. При испытаниях использовалась следующая схема для моделирования взрывов в атмосфере. В лёгкой ёмкости (линейный размер ёмкости 0,35 *м*) создавалась богатая пропановоздушная смесь с определённой концентрацией, а перед взрывом она сбрасывалась (рис. 1). Внутри находились турбулизаторы в виде вертикальных стержней.

На рис. 2 приведены фотографии дефлаграционного взрыва.



Рис. 1. Фотографии камеры для приготовления газовоздушной смеси



Рис. 2. Фотографии взрывного горения пропановоздушной смеси

Шаг по времени составлял около 40 *мс* (24 кадра в секунду), то есть общее время процесса взрыва (его визуальный эффект) составляло около 320 *мс*. При этом время взрывного горения смеси составляло около 30–35 *мс*. Это хорошо видно из временной зависимости взрывного давления, приведённой на рис. 3.

Рассмотрим результаты расчётов по описанной ранее методике, применительно к исходным данным рассмотренного выше эксперимента: минимальная (начальная) скорость пламени $W_{\text{MИH}} = 2 \ m/c$; максимальная скорость пламени $W_{\text{MAKC}} = 11 \ m/c$; радиус огненного шара $R_{\text{OIII}} = 0,34 \ m$; точка наблюдении, то есть фиксирования $\Delta P(t) - R = R_{\text{OIII}}$.



Рис. 3. Экспериментальная зависимость избыточного давления от времени при взрывном горении пропановоздушной смеси.

Расчёты были выполнены для двух вариантов скорости распространения пламени.

В первом варианте расчёта задаётся зависимость видимой скорости пламени от текущего значения радиуса огненного шара – W(R). При $0 < R < A_{\rm H} \cdot R_{\rm OIII}$ принимается линейное увеличение видимой скорости пламени от $W_{\rm MИH}$ до $W_{\rm MAKC}$, при $A_{\rm H} \cdot R_{\rm OIII} < R < (A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot R_{\rm OIII}$ видимая скорость пламени равна $W_{\rm MAKC}$, а при $(A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot R_{\rm OIII} = (1 - A_{\rm C}) \cdot R_{\rm OIII} < R < R_{\rm OIII}$ видимая скорость пламени уменьшается от $W_{\rm MAKC}$ до 0.

По известному (заданному) закону изменений скорости фронта пламени от радиуса W(R) определяется временная зависимость скорости фронта пламени W(t). Тогда скорость потока на границе огненного шара ($R = a = R_{OIII}$), входящая в соотношение (4), определяется как $u(t)|_{R=a} = W(t) \cdot \frac{R(t)^2}{a^2}$. Используя (5), находим давление взрыва в любой точке пространства. На рис. 4 приведены результаты расчёта давления, выполненного по описанной ранее методике. Из приведённого рисунка следует, что расчётное значение максимального давления равно – $\Delta P_{MAKC} = 0,22 \ \kappa \Pi a$, минимальное избыточное давление составляет – $\Delta P_{MHH} = -0,39 \ \kappa \Pi a$.

Промежуточным результатом вычислений является спектр взрывного давления. В принятых для звукового давления величинах – ∂E (уровень звукового давления равен $L = 20 \cdot log_{10} \left(\frac{P}{P_0}\right) \partial E$, где $P_0 = 2 \cdot 10^{-5} \Pi a$) спектр взрывного давления приведён на рис. 5. Приведён узкополосный спектр давления с шириной полосы 10,8 Гц.



Рис. 4. Расчётная зависимость избыточного давления от времени при заданных значениях *W*(*R*) и начальных данных, соответствующих эксперименту



Рис. 5. Расчётный спектр давления взрыва при заданных значениях *W*(*R*) и начальных данных, соответствующих эксперименту

Расчётное суммарное давление $L = 149,9 \ \partial E$, а значение уровня звукового давления (начиная со второй октавы – 45 Γu) равно $L_{3B} = 146,4 \ \partial E$.

Во втором варианте расчёта задаётся зависимость видимой скорости пламени от времени – W(t). При $0 < t < A_{\rm H} \cdot t_{\rm B3PbIBA}$ ($t_{\rm B3PbIBA}$ – общее время взрывного горения) принимается линейное увеличение видимой скорости пламени от $W_{\rm MИH}$ до $W_{\rm MAKC}$, при $A_{\rm H} \cdot t_{\rm B3PbIBA} < t < (A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot t_{\rm B3PbIBA}$ видимая скорость пламени равна $W_{\rm MAKC}$, а при ($A_{\rm H} + A_{\Pi}$) $\cdot t_{\rm B3PbIBA}$ видимая скорость пламени и уменьшается от $W_{\rm MAKC}$ до 0.

По известному (заданному) закону изменений скорости фронта пламени от времени W(t) определяется скорость потока на границе огненного шара $u(t)|_{R=a} = W(t) \cdot \frac{R(t)^2}{a^2}$. Используя (5), находим давление взрыва в любой точке пространства.

На рис. 6 приведён расчёт параметров взрывного давления, выполненный по описанной ранее методике. Из приведённого рисунка следует, что расчётное максимальное давление равно – $\Delta P_{MAKC} = 0,22 \ \kappa \Pi a$, а минимальное избыточное давление составляет – $\Delta P_{MUH} = -0,38 \ \kappa \Pi a$.

Узкополосный спектр взрывного давления приведён на рис. 7 (ширина полосы 10,8 Γq). Расчётное суммарное давление $L = 147,2 \ \partial E$, а звуковое давление (начиная со второй октавы – 45 Γq) равно $L_{3B} = 141,2 \ \partial E$.

На рис. 8 приведено сравнение расчётных и экспериментальных параметров взрывного давления.



Рис. 6. Расчётная зависимость избыточного давления от времени при заданных значениях *W*(*t*) и начальных данных, соответствующих эксперименту

Рис. 7. Расчётный спектр давления взрыва при заданных значениях *W*(*t*) и начальных данных, соответствующих эксперименту



Рис. 8. Сравнение экспериментальных и расчётных зависимостей избыточного давления взрыва

Из рис. 8 следует, что разработанная методика достаточно точно описывает динамические параметры взрыва, полученные экспериментально.

Здесь следует отметить особенность взрывного давления, возникающего при аварийных дефлаграционных взрывах. Максимальное взрывное давление определяется максимальной скоростью пламени, а минимальное давление в волне разрежения определяется временем "остановки" пламени, то есть распределением концентрации на границе взрывоопасного облака. Кроме этого следует отметить, что спектральные характеристики звукового давления (следовательно, и восприятие их человеком) для примерно одинаковых взрывных нагрузок (рис. 8) могут существенно отличаться (рис. 5 и рис. 7). Сравнение рис. 5 и рис. 7 показывает, что для первого варианта расчёта уровень взрывного давления на высоких частотах составляет около 60 ∂E , а для второго варианта расчёта уровень взрывного давления на высоких частотах составляет только 30-40 ∂E , что на 20 ∂E меньше, чем для первого варианта.

Приведённая методология расчёта параметров проходящей волны сжатия от дефлаграционного взрыва может быть использована при прогнозировании вероятных последствий взрывов на энергоёмких объектах.

Ниже приведён пример использования описанной выше методики применительно к дефлаграционному взрыву 1000 кг пропана.

Предполагается, что в результате взрыва сформировался огненный шар с радиусом $R_{\text{OIII}} = 24,98 \ m$, а максимальная скорость пламени достигала $W_{\text{MAKC}} = 97 \ m/c$. Параметры взрыва определялись на расстояниях 24,98; 36,32; 51,05; 71,29; 100,73; 146,63; 240,69; 500,90 m от места взрыва.

Расчёты проводились для двух вариантов задания видимой скорости пламени. В первом варианте расчёта задавалась зависимость видимой скорости пламени от текущего значения радиуса огненного шара – W(R). Принято было, что $A_{\rm H} = 0,1; A_{\Pi} = 0,8; A_{\rm C} = 0,1$. При $0 < R < A_{\rm H} \cdot R_{\rm OIII}$ принимается линейное увеличение видимой скорости пламени от $W_{\rm MMH}$ до $W_{\rm MAKC}$, при $A_{\rm H} \cdot R_{\rm OIII} < R < (A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot R_{\rm OIII}$ видимая скорость пламени равна $W_{\rm MAKC}$, а при $(A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot R_{\rm OIII} = (1 - A_{\rm C}) \cdot R_{\rm OIII} < R < R_{\rm OIII}$ видимая скорость пламени равна $W_{\rm MAKC}$, а при $(A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot R_{\rm OIII} < R < R_{\rm OIII} = (1 - A_{\rm C}) \cdot R_{\rm OIII} < R < R_{\rm OIII}$ видимая скорость пламени равна $W_{\rm MAKC}$, а при $(A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot R_{\rm OIII} < R < R_{\rm OIII} = (1 - A_{\rm C}) \cdot R_{\rm OIII} < R < R_{\rm OIII}$ видимая скорость пламени уменьшается от $W_{\rm MAKC}$ до 0. Во втором варианте расчёта задаётся зависимость видимой скорости пламени от времени – W(t). Принято было, что $A_{\rm H} = 0,3; A_{\Pi} = 0,6; A_{C} = 0,1$. При $0 < t < A_{\rm H} \cdot t_{\rm B3PbIBA}$ ($t_{\rm B3PbIBA}$ – общее время взрывного горения) принимается линейное увеличение видимой скорости пламени от $W_{\rm MMH}$ до $W_{\rm MAKC}$, при $A_{\rm H} \cdot t_{\rm B3PbIBA} < t < (A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot t_{\rm B3PbIBA}$ видимая скорость пламени равна $W_{\rm MAKC}$, а при $(A_{\rm H} + A_{\Pi}) \cdot t_{\rm B3PbIBA} < t < t_{\rm B3PbIBA}$ видимая скорость пламени уменьшается от $W_{\rm MAKC}$ до 0.

Расчёты по разработанной схеме выполнены для варианта, когда задана зависимость видимой скорости пламени от текущего значения радиуса огненного шара – W(t). Было принято, что $A_{\rm H} = 0,3$; $A_{\Pi} = 0,6$; $A_{\rm C} = 0,1$.

На рис. 9 приведены результаты расчёта параметров взрывного давления в точке, расположенной в 100 *м* от места взрыва.

Расчёты показали, что интегральные параметры взрыва составляют: максимальное давление равно $\Delta P_{MAKC} = 12,32 \ \kappa \Pi a$; минимальное избыточное давление составляет $\Delta P_{MUH} = -12,62 \ \kappa \Pi a$; импульс фазы сжатия равен – 2266,1 $\Pi a \cdot c$.

Нами были выполнены расчёты для случая, когда задана зависимость видимой скорости пламени от текущего значения радиуса огненного шара – W(R). Было принято, что $A_{\rm H} = 0,1$; $A_{\Pi} = 0,8$; $A_{\rm C} = 0,1$. На рис. 10 приведены результаты расчёта параметров взрывного давления в точке, расположенной в 200 *м* от места взрыва.





Рис. 9. Расчётная зависимость избыточного давления от времени на расстоянии 100 *м* от места взрыва. Задана функция *W*(*t*)

Рис. 10. Расчётная зависимость избыточного давления от времени на расстоянии 200 *м* от места взрыва. Задана функция *W*(*R*)

Наши расчёты показали, что интегральные параметры взрыва при принятых исходных данных составляют: максимальное давление равно $\Delta P_{MAKC} = 9,47$ к Πa ; минимальное избыточное давление составляет $\Delta P_{MUH} = -6,51 \ \kappa \Pi a$; импульс фазы сжатия равен — 2775,9 $\Pi a \cdot c$.

Приведённые выше результаты расчёта, сравнение их с данными экспериментов и расчётами других авторов показали, что разработанный метод даёт достаточно достоверные данные о параметрах взрывных нагрузок. При расчётах определяются все необходимые параметры взрывной нагрузки.

Выводы

Приведена методика расчётов параметров динамических нагрузок, формирующихся при дефлаграционных взрывах в атмосфере. В результате расчётов по разработанной методике определяются все необходимые параметры взрывной нагрузки: давление, скорость потока, спектр возмущения.

Проведено сравнение результатов расчёта по разработанной методике с экспериментальными данными и расчётами других авторов, которые показали, что разработанная методика расчётов даёт достаточно достоверные данные о параметрах взрывных нагрузок.

Расчёты показали, что максимальное взрывное давление определяется максимальной скоростью пламени, а минимальное давление в волне разрежения определяется временем "остановки" пламени, то есть распределением концентрации на границе взрывоопасного облака.

В результате проведённых расчётов получено, что спектральные характеристики звукового давления (следовательно, и восприятие их человеком) для примерно одинаковых взрывных нагрузок могут существенно отличаться.

Литература

1. Комаров А. А. Прогнозирование нагрузок от аварийных дефлаграционных взрывов и оценка последствий их воздействия на здания и сооружения: автореф. дис. д-ра техн. наук по спец. 05.26.03. М. : МГСУ, 2001. 42 с.

2. Авиационная акустика / Под редакцией А. Г. Мунина. М. : Машиностроение, 1973. 448 с.

3. Абросимов А. А., Комаров А. А. Механизмы формирования взрывных нагрузок на территории нефтеперерабатывающих комплексов // Нефть, газ и бизнес. 2002. № 6 (50). С. 58-61.

4. Комаров А. А. Расчёт газодинамических характеристик потоков при аварийных дефлаграционных взрывах на наружных установках // Пожаровзрывобезопасность. 2002. Т. 11. № 5. С. 15-18.

5. Аварийные взрывы газовоздушных смесей в атмосфере / Д. З. Хуснутдинов и др. М. : МГСУ, 2014. 80 с.

6. Расторгуев Б. С., Плотников А. И., Хуснутдинов Д. З. Проектирование зданий и сооружений при аварийных взрывных воздействиях. М. : Ассоциация строительных вузов, 2007. 151 с.

References

1. Komarov A. A. Prognozirovanie nagruzok ot avarijnyh deflagracionnyh vzryvov i ocenka posledstvij ih vozdejstvija na zdanija i sooruzhenija (Load forecasting from emergency deflagration explosions and estimation of their effects on buildings and structures): avtoref. dis. d-ra tehn. nauk po spec. 05.26.03. M. : MGSU, 2001. 42 p.

2. Aviacionnaja akustika (Aviation acoustics) / Pod redakciej A. G. Munina. M. : Mashinostroenie, 1973. 448 p.

3. Abrosimov A. A., Komarov A. A. Mehanizmy formirovanija vzryvnyh nagruzok na territorii neftepererabatyvajushhih kompleksov (The formation mechanisms of explosive loads on the territory of oil refineries) // Neft', gaz i biznes. 2002. No 6 (50). Pp. 58-61.

4. Komarov A. A. Raschjot gazodinamicheskih harakteristik potokov pri avarijnyh deflagracionnyh vzryvah na naruzhnyh ustanovkah (Calculation of gas-dynamic flow characteristics during emergency deflagration explosions in outdoor settings) // Pozharovzryvobezopasnost'. 2002. T. 11. No 5. Pp. 15-18.

5. Avarijnye vzryvy gazovozdushnyh smesej v atmosfere (Emergency explosions of gas-air mixtures in the atmosphere) / D. Z. Husnutdinov i dr. M. : MGSU, 2014. 80 p.

6. Rastorguev B. S., Plotnikov A. I., Husnutdinov D. Z. Proektirovanie zdanij i sooruzhenij pri avarijnyh vzryvnyh vozdejstvijah (Designing of buildings and constructions in case of emergency explosive effects). M. : Associacija stroitel'nyh vuzov, 2007. 151 p.