

ЛИТЕРАТУРА

1. Бархударов Э. М., Берозовский В. Р., Мнвиншвили М. О. и др. Письма в ЖТФ, 1984, 10, 19, 1178.
2. Андрущенко В. А., Чудов Л. А. Изв. АН СССР. МЖГ, 1988, 1, 96.
3. Shreffler R. G., Cristian R. H. J. Appl. Phys., 1954, 25, 3, 324.
4. Маркелова Л. П., Немчинов И. В., Шубадеева Л. П. Квант. электроника, 1984, 14, 9, 1904.
5. Садовский М. А., Адушкин В. В. Докл. АН СССР. 1988, 300, 1, 79.
6. Артемьев В. И., Маркович И. Э., Немчинов И. В. и др. Докл. АН СССР, 1987, 293, 5, 1082.
7. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1988, 2, 158.
8. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета: Таблицы.— М.: Наука, 1974.
9. Полежаев В. П. // Некоторые применения метода сеток в газовой динамике/Под ред. Г. С. Рослякова и Л. А. Чудова.— М.: Изд-во МГУ, 1971.— Вып. IV.
10. Войнович П. А., Евтюхин Н. В., Жмакин А. И. и др. ФГВ, 1987, 23, 7, 77.
11. Ворожцов В. Е., Яценко Н. Н. Методы локализации особенностей при численном решении задач газодинамики.— Новосибирск: Наука, 1985.
12. Заславский Б. И., Морозкин С. Ю., Шлегель В. Р. и др. Деп. в ВИНТИ 4.06.87, № 3965.— М., 1987.

г. Москва

Поступила в редакцию 13/IX 1988

УДК 536.46

Б. Е. Гельфанд, С. А. Цыганов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН ПРИ ДЕТОНАЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ОБЪЕМОВ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Неидеальность (в смысле типичных для сильного взрыва предположений) условий разлета продуктов сгорания при детонации объемов топливно-воздушных (ТВС) и топливно-кислородных (ТКС) газовых смесей делает непростой прямую аналогию со взрывными перемещениями среды, порождаемыми детонацией конденсированных химических (например, зарядов тротила) источников энергии.

Низкое давление продуктов взрыва при детонации ТКС и ТВС, большие линейные пространственные размеры объемов газовых смесей, умеренные степени расширения приводят к тому, что в ближней зоне от сферического газового облака (а именно на расстоянии $1 < R/R_0 < 5$, где R_0 — размер облака) оказываются переменными параметры эквивалентности по отношению к взрыву конденсированного энергоносителя по всем важнейшим факторам механического действия воздушной ударной волны (УВ): по перепаду давления на фронте $\Delta p = p_1 - p_0$, импульсу фазы

сжатия $I = \int_0^{\tau_+} \Delta p dt$ и ее длительности τ_+ . Здесь p_1 и p_0 — соответствен-

но давление за фронтом волны и в окружающей среде. В связи с указанными причинами в [1—3] имеются вполне оправданные предостережения о неуниверсальности понятий эквивалентности по давлению и импульсу между полями давления и импульса в воздушной УВ, обусловленной расширением продуктов детонационного превращения ТВС (ТКС) и конденсированных веществ. Несоблюдение строгой эквивалентности по импульсу и давлению в УВ для ТВС и зарядов конденсированных энергоносителей привело к необходимости сопоставления характеристик и других проявлений воздействия ударно-волнового нагружения. В [4] по данным [5, 6] сопоставлены параметры волн разрежения, сменяющих фазу сжатия в воздушной УВ, в близком к «идеальному» случае

детонации ВВ (тротила) и при «неидеальном» взрыве объема ТКС (ТКС).

Благодаря акустической природе волны разрежения упомянутые два типа энерговыделения оказались достаточно близки друг к другу по интенсивности и длительности волны разрежения. Отмеченное сходство выразилось в том, что параметры эквивалентности по основным факторам фазы разрежения оказались малозависимы от расстояния, в том числе и в ближней зоне взрыва. В дальней зоне (т. е. на удалении от центра взрыва $R/R_0 > 5$) параметры эквивалентности и по факторам фазы сжатия на стадии ее квазиакустического распространения также сближаются для «идеальных» и «неидеальных» типов взрывов.

Результаты анализа в [1, 2, 4] свидетельствуют о возрастающем уровне несходства и неэквивалентности полей давления по мере увеличения расхождения уровней интенсивности УВ после детонации газовых объемов и зарядов ВВ. Понятно, что наибольшего отличия уровней амплитуд воздушных УВ при фиксированных начальных условиях (по давлению окружающей среды p_0 и скорости звука в невозмущенной атмосфере) следует ожидать для отраженных УВ. Дополнительное ограничение при сопоставлении параметров отраженных УВ на эквивалентность двух взрывных источников накладывает нелинейность коэффициентов отражения для волн с разной интенсивностью и различие уровней давления на одинаковом (приведенном по энергетическим критериям) расстоянии от центра взрыва. Возможные недоразумения при сопоставлении газовых взрывов и взрывов ВВ, обусловленные перечисленными обстоятельствами, чаще всего порождены недостаточным объемом разнообразных сопоставлений параметров воздушных УВ [4—5].

До сих пор результаты измерений параметров проходящих [4—4] и отраженных УВ [1, 7] от газовых взрывов и взрывов ВВ совместно не представлялись. Необходимость же такого сопоставления диктуется практическими потребностями, так как иначе становятся возможными не полностью достоверные заключения [7].

Представим экспериментальные зависимости безразмерного перепада давления в проходящих и отраженных УВ для детонации сферического объема ТКС радиусом R_0 и зарядов ВВ с энергией взрыва E . Безразмерный перепад давлений $\Delta p/p_0 = (p_1 - p_0)/p_0$ в проходящих и $\Delta p/p_0 = (p_2 - p_0)/p_0$ в отраженных УВ. Здесь p_2 — давление за фронтом отраженной волны. На рис. 1 (1, 2 и 3, 4 — проходящая и отраженная УВ) приведены зависимости от расстояния безразмерных перепадов давления для газового взрыва (1, 3) и взрыва тротила (2, 4). Зависимости на рис. 1 построены по опытам [1, 7]. Поле возможного разброса значений может достигать +30% от средних величин, отвечающих линиям на графиках. Для взрыва газовых зарядов разброс несколько меньше, так как опыты в [7] проводились с объемами ТКС, заключенными в мыльный пузырь. Линия 5 на рис. 1 отвечает теоретически ожидаемым величинам коэффициента отражения при нормальном падении волны на преграду $k = \frac{p_2 - p_0}{p_1 - p_0} = 2 + \frac{(\gamma + 1)p^*}{(\gamma - 1)p^* + 2\gamma}$ ($p^* = p_1/p_0$, γ — отношение теплоемкостей). Для сравнения интенсивностей рассматриваемых волн после взрыва газовых смесей и зарядов ВВ на рис. 1 в качестве аргумента следует брать приведенное расстояние $\lambda = RE^{-1/3}$ (E в МДж). При сопоставлении проходящих и отраженных УВ для газовых взрывов можно опираться на величину отношения R/R_0 . Если по условиям анализа нужен переход к истинно безразмерному аргументу, то целесообразно пользоваться параметром $\bar{R} = R p_0^{1/3} E^{-1/3}$. Поскольку для графиков на рис. 1 $p_0 = 0,1$ МПа, то $\bar{R} \approx 0,47\lambda$.

На рис. 2 приведены зависимости импульса фазы сжатия в УВ для взрывающихся газовых объемов (1, 3) и зарядов ВВ (2, 4). На основе измерений в [5—7] для детонирующего объема ТКС удастся указать коэффициенты увеличения давления и импульса при отражении воздуш-

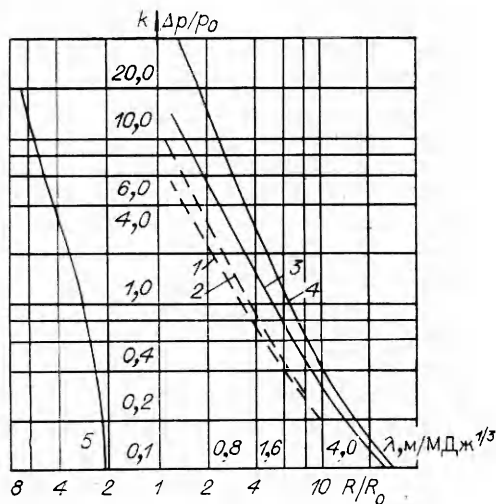


Рис. 1.

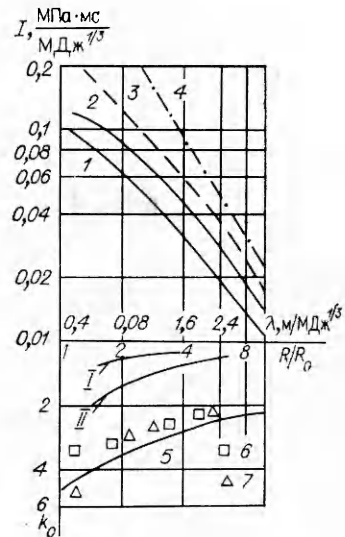


Рис. 2.

ных УВ при нормальной и наклонной (до 40°) встрече с жесткой преградой. Точки 6 на рис. 2 получены при измерениях импульса, 7 — при измерениях перепада давления Δp . Линия 5 — теоретически ожидаемые значения для увеличения Δp . Как видно, отношения интенсивностей и импульсов в отраженных (рис. 2, 3, 4) УВ и проходящих (1, 2) близки друг к другу.

Чтобы понять, какой вклад в расхождение уровней отраженных волн после газовых взрывов и взрывов тротила вносят различия коэффициентов отражения и интенсивности волн, на рис. 2 построены зависимости I и II . Линия I дает представление о величине отношения ϕ коэффициентов отражения по давлению при взрывах ВВ и газа, II — зависимость произведения параметра ϕ на отношение амплитуд волн давления. Различие амплитуд давления отраженных УВ от взрывов ВВ и газа более заметное, чем для проходящих. Отсюда можно ожидать и более заметного расхождения найденных по характеристикам отраженных УВ параметров эквивалентности, чем для параметров, рассчитанных по проходящим УВ.

На рис. 3, 1, 2 показана зависимость тротилового эквивалента по давлению $\eta_{\Delta p}$ от расстояния для отраженных и проходящих УВ. В представляющем практический интерес диапазоне интенсивностей УВ, достаточных для нанесения различного уровня ущерба, т. е. при $\Delta p/p_0 > 0,1$ или $R/R_0 \leq 6$, параметры эквивалентности по интенсивности отраженных УВ заметно меньше. Только в квазиакустической области, например при $R/R_0 > 6$ или $\Delta p/p_0 < 0,1$, эти величины сближаются. Но по-прежнему, в отличие от [7], тротильный эквивалент по давлению для отраженных УВ существенно зависит от расстояния. На рис. 3 приведены также зависимости от расстояния тротильных эквивалентов по импульсу η_I для отраженных (1) и проходящих (2) УВ. Зависимости 1 и 2 на рис. 3 построены для горючего с теплотой сгорания 46 МДж/кг (теплота взрыва тротила принята 4,6 МДж/кг). Снижение теплоты сгорания газообразного горючего будет вести к пропорциональному уменьшению величин $\eta_{\Delta p}$ и η_I . Приведение графиков для интенсивности и импульса к одному аргументу $\lambda = RE^{-1/3}$ (или универсаль-

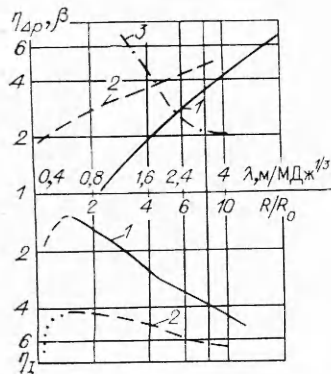


Рис. 3.

ному $\bar{R} = Rp_0^{1/3}E^{-1/3}$) дает возможность указать, насколько следует увеличить энергию взрыва, чтобы при $R = \text{const}$ получить в проходящей УВ ту же амплитуду давления, что и в отраженной УВ.

Кривая β на рис. 3 показывает соотношение энергий β таких взрывов. В случае, если воздействие на окружающие предметы зависит от амплитуды волны давления, появление больших отражающих поверхностей, где нагрузка определена отраженной волной, резко повышает вероятность нежелательных последствий, особенно в зоне $R/R_0 < 6$. При $R/R_0 > 6$ верны известные квазиакустические соотношения для параметров обеих волн. Кажущееся приращение фугасных эффектов из-за отраженных УВ в зоне $R/R_0 \leq 6$ требует тщательного осмысления опытных наблюдений и измерений воздействия ударных волн. В противном случае эффекты от проходящих волн могут быть приписаны неадекватной причине. Тем самым создается предпосылка для завышения эквивалентных оценок газового взрыва по отношению к эталонному взрыву тротила в воздухе.

Из сопоставления параметров проходящих волн в [1—3], волн разрежения [4] и отраженной УВ следует, что хорошее совпадение параметров взрывов газа и тротила отмечается только по волне разрежения, а для фазы сжатия — только на квазиакустической и акустической стадиях распространения. В практически интересной зоне ($1 \leq R/R_0 \leq 6$) и при $\Delta p/p_0 > 0,1$ взрывы газа и тротила по фазам сжатия в проходящих и отраженных УВ неэквивалентны, а параметры эквивалентности меняются с расстоянием. Поэтому простое указание параметров эквивалентности без обозначения расстояния, где они вычислены, представляется недостаточно корректным и не может служить основой для достоверных оценок по всей зоне воздействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бейкер У. Е., Коке П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия. — М.: Мир, 1986. — Т. 1.
2. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. ФГВ, 1985, 21, 2, 90.
3. Held M. Propel., Pyrotechn., Explosives, 1983, 8, 2, 158.
4. Гельфанд Б. Е., Борисов А. А., Цыганов С. А. ФГВ, 1989, 25, 1.
5. Lannoy A. Analyse des explosions air-hydrocarbures. Bull. EdF, 1984, 4, 390.
6. Brossard J., Leyer J. C., Desbordes D. et al. Prog. Astron. and Aeron., 1985, 94, 556.
7. Brossard J., Bailly P., Desrosier C. et al. // Ibid., 1988, 114, 389.

г. Москва

Поступила в редакцию 21/XI 1988,
после доработки — 25/IV 1989

УДК 533.6.011 : 614.833.5

Б. Е. Гельфанд, С. П. Медведев, А. Н. Поленов, А. М. Бартенев

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ РАЗЛЕТЕ ОБЪЕМА ГОРЯЩЕЙ ПЫЛЕВЗВЕСИ

Разрушительную способность взрыва пылевзвеси, как правило, связывают с максимальным давлением взрыва p_{\max} и максимальной скоростью нарастания давления $(dp/dt)_{\max}$. Представляется, однако, что эти параметры не полностью определяют процесс. На практике прочность стенок объема, в котором сгорает пылевзвесь, часто значительно ниже характерных величин p_{\max} . В результате после разрушения стенок в окружающее пространство выбрасывается частично сгоревшая смесь, горячие продукты взрыва, образуются осколки. Значительную опасность пред-