

Анализ таблицы показывает, что суглинок и глина вблизи полости весьма быстро восстанавливают свою прочность; через одну секунду прочность составляет 0,80—1,05 от начальной прочности грунта. Лесс же через 24 часа не восстанавливает и половину своей первоначальной прочности.

В работе [4] показано, что суглинок при взрывном уплотнении увеличивает предел прочности на одноосное сжатие в 2—2,5 раза, а в работе [5] — в 2,3—2,8 раза. К сожалению, в работах [4, 5] не указано, к какому времени после взрыва относятся приведенные данные.

*Поступила в редакцию
24/V 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Родионов, И. А. Сизов, В. М. Цветков. В сб. «Взрывное дело», 64/21. М., «Недра», 1968.
2. Б. М. Гуменский. Основы физико-химии глинистых грунтов и их использование в строительстве. Л.—М., «Стройиздат», 1965.
3. В. И. Самуль. Основы теории упругости и пластичности. М., «Высшая школа», 1970.
4. Н. А. Евстропов. Взрывные работы в строительстве. М., Изд-во лит. по строительству, 1965.
5. А. А. Вовк, Г. И. Черный, А. Г. Смирнов. Основы взрывной проходки подземных выработок. Киев, «Наукова думка», 1966.

УДК 662.235.5

К МЕХАНИЗМУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ С МАЛОЙ СКОРОСТЬЮ В ПОРОШКОВОМ ТЭНЕ ПРИ ИСКРОВОМ ИНИЦИИРОВАНИИ

*В. В. Андреев, Л. А. Лукьянчиков
(Новосибирск)*

В работе [1] показано, что импульсным искровым разрядом в порошковом тэне малой плотности ($\rho_0=0,9-1$ г/см³, $\Delta=0,3$ мм, здесь ρ_0 — плотность, Δ — средний размер частиц), заключенном в цилиндрическую оболочку из металла или пластмассы, можно возбудить детонацию с малой скоростью (МСД), характеризующуюся незначительным уплотнением вещества и плавным ростом давления во фронте волны. Это отличает его от хорошо исследованного процесса [2, 3], регистрируемого в подобном заряде при инициировании воспламенителем умеренной интенсивности, когда возникновение очагов реакции обусловлено течением вещества в волне сжатия.

Механизм разогрева в первом случае не определен и требует детального изучения. Прежде всего необходимо установить возможность образования очагов реакции в порошковом взрывчатом веществе вследствие механического перемещения. Существенная неоднородность исходного вещества не позволяет проведение теоретической оценки, и единственно возможным методом исследования остается эксперимент. Ниже приводятся результаты исследований применительно к МСД со скоростью распространения не выше 1000 м/с, что охватывает самый важный, с прикладной точки зрения, этап развития явления.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сущность методики состояла в том, что исследуемое ВВ подвергалось только механическому деформированию, причем скорость изменения его плотности была заведомо не ниже, чем в низкоскоростном стационарном режиме, полученном в том же ВВ. Соответствующая МСД возбуждалась в заряде, помещенном в трубку из оргстекла искровым разрядом в промежутке длиной 1—1,5 мм, расположенном вблизи одного из ее концов, закрытого пробкой. Генератором тока служил конденсатор емкостью $C_0 = 1$ мкФ с начальным напряжением 10 кВ, разряжающийся через воздушный промежуток, находящийся под атмосферным давлением, в коаксиальной разрядной цепи с индуктивностью 3 мкН. Подбором плотности заряжения, внутреннего диаметра $d_{вн}$ и толщины стенки δ трубки (0,9 г/см³, 3,2 мм и 1,2 мм соответственно) получен процесс, скорость распространения которого ~ 850 м/с, согласно данным оптической регистрации с точностью 4%, оказалась постоянной на базе 100 мм. Измерения массовой скорости, проведенные с помощью известной методики [4], показали, что ее профиль (рис. 1, а), исключая упругий предвестник, незначительно ускоряющий вещество, также остается неизменным.

В этих экспериментах применялся датчик П-образной формы с рабочим плечом 3 мм, изготовленный из алюминиевой фольги толщиной 0,08 мм. Качество сборки заряда обеспечивало отклонение рабочего плеча от перпендикуляра к образующей цилиндрической оболочки не более 0,2 мм. Справедливость измерений контролировалась регистрацией параметров нормальной детонационной волны, возбужденной тем же способом в оболочке с $d_{вн} = 5$ мм. Результаты измерений совпали с данными работ [4, 5].

Картина самосвечения МСД при выходе на открытый торец заряда приведена на рис. 1, б, где хорошо видна существенная неоднородность фронта — отдельные факелы опережают основную зону свечения на расстояние порядка диаметра заряда. Подобные выбросы вероятны для любой точки поперечного сечения, поэтому с учетом изложенного выше можно заключить, что электромагнитная методика определяет среднюю массовую скорость по сечению.

Поскольку скорость перемещения максимума массовой скорости совпала с D , наибольшую плотность, достигаемую в МСД можно найти из

$$\rho = \frac{D}{D-u} \rho_0 \quad (1)$$

Для $D = 850$ м/с и $u = 220$ м/с, $\rho_0/\rho = 0,74$.

Устройство для механического деформирования ВВ приведено на рис. 2. Импульс давления от нормальной детонации активного заряда 1 плотностью 0,9 г/см³ диаметром 6 мм передавался через инертную преграду из оргстекла 2 толщиной 3—11 мм через выступ 3 высотой 2 мм и диаметром 3,2 мм. Исследуемое ВВ помещалось в трубку, идентичную той, в которой распространялась стационарная МСД. Скорость перемещения передающей сжатия границы раздела регистрировалась электромагнитным датчиком. Степень неоднородности ее движения, оцененная в контрольных экспериментах, в которых датчик располагался по диаметру и в виде кольца по периферии выступа, составляет не более 5%.

Индикация возбуждения детонации и отказа осуществлялась съемкой камерой СФР-2 в режиме развертки. Степень деформации оболочки пассивного заряда контролировалась съемкой в покадровом режиме с внешней подсветкой. Установлено, что при отказе она пренебрежимо мала.

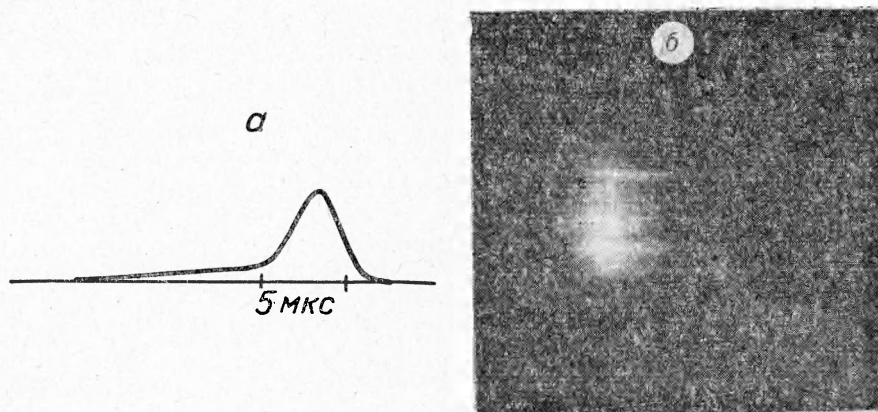


Рис. 1. Профиль массовой скорости стационарной МСД (а) и фоторазвертка самосвечения МСД при выходе на открытый торец (б).

Вследствие аномальности термодинамической характеристики исходного тэна на начальном участке диаграммы его сжатия осуществить ударное сжатие с подобным перепадом плотностей невозможно [6], что и было подтверждено экспериментом.

Для того, чтобы избежать детального изучения нестационарной непрерывной волны сжатия, необходимого для истинного определения характера уплотнения в модельном эксперименте, постановка последнего была изменена таким образом, что стала возможна простая оценка сверху скорости изменения плотности. С этой целью столбик испытываемого ВВ был ограничен массивной металлической пластиной, которая за время индикации остается практически неподвижной. Если начальная высота столбика составляет h_0 , то средняя скорость изменения его плотности (или средний темп сжатия) может быть рассчитан по формуле

$$\rho(t) = \rho_0 \frac{h_0}{h_0 - \int_0^t u(t) dt} \quad (2)$$

Здесь $u(t)$ — скорость движения сжимающей границы раздела, фиксируемая электромагнитным способом. Влияние металлической пластины на правильность записи пренебрежимо мало, что было проверено в контрольных экспериментах, в которых металл заменялся диэлектриком, а сравнение проводилось по фронту нарастания сигнала.

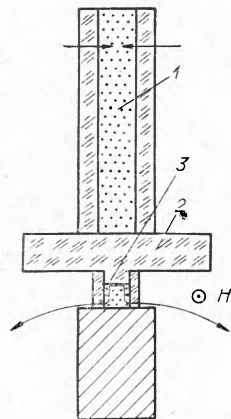


Рис. 2. Устройство механического деформирования ВВ.

Типичные осциллограммы $u(t)$ приведены на рис. 3: (а — отказ, б — инициирование). В случае а профиль в течение, по крайней мере, 10 мкс остается близким к прямоугольному, а в случае б — через 1—2 мкс наблюдается замедление скорости движения границы, что, согласно [7], обуславливается начавшимся разложением ВВ. Оптическая регистрация устанавливает такое же время задержки между моментом входа в ВВ волны сжатия и моментом появления послесвечения.

На рис. 4 представлены результаты расчета плотности по формуле (1) и экспериментальным профилем $u(t)$. Кривые 1, 2 соответствуют случаям передачи, 3, 4 — отказу; 5 — изменение плотности в стационарной МСД ($D=0,85$ км/с).

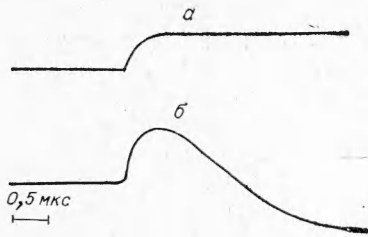
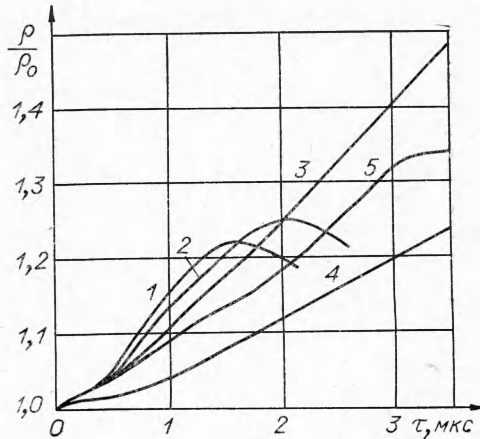


Рис. 3. Осциллограмма массовой скорости.

Рис. 4. Характер изменения плотности ВВ в волне МСД и модельных экспериментах.



Сопоставление кривых свидетельствует, что механическое деформирование не является поставщиком достаточно эффективных очагов разогрева. Подобным образом, дело обстоит, вероятно, и при несколько больших D , так как истинная скорость сжатия ВВ в модельном опыте выше, чем рассчитанная по (1).

Единственно реальным является предположение, что указанная МСД — конвективное горение.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Количественную оценку возможности протекания явления по такой схеме проведем на основании упрощенной модели, в которой предполагается, что:

а) основная реакция, протекающая в форме поверхностного горения, сосредоточена в слое ВВ, равном ширине зоны свечения при выходе детонации на торец заряда, т. е. ~ 4 мм;

б) профиль массовой скорости в выделенном слое прямоугольный с амплитудой u_m , равной наибольшей фиксируемой в эксперименте;

в) течение вплоть до спада массовой скорости одномерно;

г) поток конденсированного вещества через зону реакции не скаывается на горении, т. е. горение происходит с той же скоростью, что и в неподвижном веществе;

д) разность между количеством втекающего в зону реакции и вытекающего из нее исходного ВВ равна массе образующихся продуктов;

е) выгорание вещества за время нахождения его в зоне реакции МСД в соответствии с результатами [8] мало.

Наряду с полученными экспериментальными данными, основанием для такой модели является пропорциональность скорости горения летучих конденсированных ВВ давлению в газовой фазе [2, 3], высокая температура продуктов, а также оцененная рядом исследователей глубина превращения в детонации с малой скоростью [8—10].

В рамках этих предположений постоянство средней скорости распространения процесса в лабораторной системе отсчета записывается:

$$D = u_m + \omega_{\text{ист}}, \quad (3)$$

где $\omega_{\text{ист}}$ — усредненная скорость истечения газа в системе отсчета движущейся относительно лабораторной со скоростью u_m , т. е. связанной с веществом в зоне реакции.

Если $D = \text{const}$, то согласно А. Ф. Беляеву, необходимо, чтобы в системе, связанной с веществом, скорости газоприхода и газоотвода из очага были равны. Превышение первого способствует ускорению

явления, второго — замедлению или затуханию. В рамках сделанных предположений скорость газообразования представим как произведение массовой скорости горения u_r на площадь поверхности всех частиц, охваченных горением. Скорость газоотвода определяется суммарной поверхностью пор S_u , через которые происходит истечение, а также термодинамическими свойствами продуктов горения. Если считать течение стационарным и адиабатическим, что может только привести к некоторому завышению расхода Q , то при p_0 и T_0

$$Q = a_* \rho_0 \lambda \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} S_u. \quad (4)$$

Здесь $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, где C_p , C_v соответственно теплоемкости при постоянном давлении и объеме, $a_* = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} a_0$, где a_0 — скорость звука в исходном покоящемся газе, $\lambda = \frac{W}{a_*}$, где W — скорость движения газа в сечении с площадью S_u . Если величина внешнего давления

$$p_1 \leq p_* = p_0 \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (5)$$

то $\lambda=1$. Среднее давление, действующее на стенку гильзы за время реакции, определялось по величине перемещения известной массы. Схема измерений представлена на рис. 5. Смещение пластинки 2, помещенной в прорезе гильзы 1 таким образом, что она контактировала с ВВ, фиксировалось с помощью СФР-2 в покадровом режиме. Для более четкой визуализации явление подсвечивалось импульсной лампой. Величина определенного таким образом давления составила ~ 2 кбар. При этих давлениях зависимость массовой скорости стационарного горения от давления для тэна [11] может быть представлена в виде линейной функции

$$u_r = \alpha p_0, \quad (6)$$

где $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-2}$ г/(см²·с·ати).

Сравним кинетику процессов истечения и газообразования при таких p_0 , считая, согласно [12], что T_0 не выше 2700° К. Примем, что термодинамические свойства продуктов идентичны воздуху, данные для которого в исследуемой области взяты из работы [13]. Так как γ при этом находится в пределах 1,4—2,34, то, согласно (5), $\lambda=1$. Тогда из (4) и (6) в случае равенства газопритока и газоотвода следует

$$a_* \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} S_u = S_{\text{пов}} \alpha p_0, \quad (7)$$

где $S_{\text{пов}}$ — площадь поверхности горения. Если правая часть больше, то давление в очаге будет нарастать, а процесс, как следствие, — ускоряться, если меньше, то наоборот — затухать.

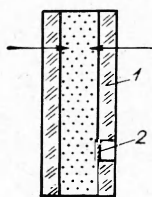


Рис. 5. Схема заряда в эксперименте по определению среднего давления в МСД.

Непосредственным расчетом легко убедиться, что при указанных γ с хорошей точностью

$$\left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right)^{1/\gamma - 1} = 0,65,$$

что позволяет представить (7) как

$$0,65 \frac{a^* \rho_{\pi}}{\alpha \rho_0} = \frac{S_{\text{пов}}}{S_u}. \quad (8)$$

При $p_0 = 2,0$ кбар и $T_0 = 2660^\circ \text{K}$ (это соответствует $D = \text{const}$) для равенства в (7) необходимо

$$\frac{S_{\text{пов}}}{S_u} = 270. \quad (9)$$

Если задана пористость порошка

$$m = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_*}, \quad (10)$$

где ρ_0 — его плотность, а ρ_* — плотность монокристалла, то

$$S_u = m S_V - S_{\text{ст}}. \quad (11)$$

Здесь S_V — поверхность объема, в котором происходит горение, $S_{\text{ст}}$ — площадь ограничивающих его непроницаемых стенок.

При цилиндрической форме заряда, в том случае, если очаг протяженностью l охватил весь диаметр, правая часть (9) с помощью (10) может быть записана в виде

$$\frac{S_{\text{пов}}}{S_u} = \frac{l S_{\pi}}{2m},$$

где S_{π} — суммарная поверхность частиц порошка в единице объема. Для исследуемого тэна начальной пористости 0,5 величина S_{π} , определенная хроматографическим методом по тепловой десорбции аргона [14], составила $350 \div 400$ 1/см. При $D \sim 1$ км/с, $l \sim 0,4$ см, что дает

$$\frac{S_{\text{пов}}}{S_u} \sim 175 \div 200,$$

На самом деле это отношение должно быть выше, так как за счет подпрессовки порошка в волне сжатия суммарная удельная поверхность частиц из-за дробления и увеличения объемной плотности возрастает [8].

Таким образом, проведенная оценка подтверждает возможность выполнения (7) в исследуемом процессе. Пусть (7) имеет место, например, для $D = 1$ км/с. Обозначив давление и критическую скорость звука для очага (p_{0p} и a_{*p}) с помощью данных [13], построим зависимость $\frac{p_0 a_*}{p_{0p} a_{*p}} = f(p_0)$ (рис. 6, 2), характеризующую удельный относительный расход газа, и прямую $\frac{p_0}{p_{0p}}$ (1), описывающую относительный газоприход. Из сопоставления следует, что левее точки пересечения (т. е. при давлениях более низких, чем при равновесии) очаг должен затухать, если нет какого-либо дополнительного источника энергии, а правее — интенсифицироваться в нарастающей степени.

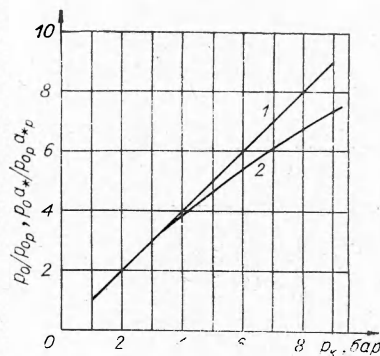


Рис. 6. Зависимость удельного газоприхода и газоотвода от давления в очаге.

Справедливость приведенных сопоставлений качественно подтверждает и кривая, описывающая зависимость скорости распространения от пути, пройденного МСД. На начальном участке, реализуемом в трубке из оргстекла $d_{\text{вн}}=4$ мм и $d_{\text{внеш}}=8$ мм вблизи инициирующего промежутка скорость почти постоянна, а по мере развития ускорение нарастает вплоть до выхода на стационарный режим.

Степень влияния трения на параметры истечения из очага оценивалась в предположении, что газ вязкий и движется без теплообмена в гладкой трубке. Определялось соотношение между диаметром и длиной трубы, при котором приведенный расход в начальном сечении, равный отношению расхода к условному критическому, соответствующему скорости звука в этом сечении, был бы равен 0,9, и сравнивалось с тем, которое следует из эксперимента по распространению МСД для среднего диаметра пор и глубины проникновения. Результат для $\gamma \sim 2$ и коэффициента вязкости $\mu=5 \cdot 10^{-3}$ г/см·с следует из

$$\xi(\text{Re}) \frac{l}{d} = 7 \cdot 10^{-2}, \quad (12)$$

$$\text{Re} = 0,57 \cdot 10^7 d \text{ л/см} \quad (13)$$

и зависимости ξ от $\lg d$, определенной с помощью данных [15]. Здесь $f = \xi \frac{\rho \omega^2}{2d}$ — коэффициент сопротивления трубы, где f — сила сопротивления, отнесенная к единице объема, а Re — число Рейнольдса.

Из формул (12), (13) легко определить, что при диаметрах $5 \cdot 10^{-2}$ см, которые можно считать близкими к максимально допустимым, длина трубы, уменьшающая расход на 10%, составляет $\sim 2,5$ мм, это соответствует наблюдаемым в эксперименте опережениям струями основной зоны реакции.

Для трубы, уменьшающей расход наполовину, аналогом (12) является

$$\xi(\text{Re}) \frac{l}{d} = 5,9.$$

а диаметр трубы, длина которой равна зоне реакции, составляет $5 \cdot 10^{-3}$ мм.

Результаты проведенных вычислений свидетельствуют, что принятая схема учета потерь оправдана с точки зрения геометрических соотношений и указывают, что несмотря на явно завышенное значение μ влияние трения и на газовый баланс в источнике, и на характер проникновения лидерных струй должно быть несущественным.

Таким образом, в порошкообразном тэне малой плотности ($\rho_0 \sim 0,8-1,1$ г/см³) в диапазоне скоростей 0,8—1,5 км/с:

1) наряду с неидеальной детонацией, распространяющейся волнами сжатия, существует режим, протекающий в форме конвективного горения, особенностью которого является возможность распространения в оболочке малой прочности;

2) закон истечения продуктов и наблюдаемые в эксперименте степени сжатия позволяют предположить, что особенностью инициирования подобного переходного процесса является обеспечение условий, гарантирующих преимущественное проникновение продуктов реакции перед паковкой вещества;

3) сходный характер развития переходных режимов в порошковом тэне и гексогене в диапазоне дисперсности 0,3—0,8 мм и плотности 0,6—1,2 г/см³ [16] при импульсном искровом инициировании позволяет предположить в них существование подобного процесса.

Поступила в редакцию
13/III 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Андреев, Г. И. Киселев и др. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. X, Ин-т гидродинамики. Новосибирск, 1972.
2. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
3. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
4. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов. В сб. «Взрывное дело», № 63/20. М., «Недра», 1967.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
6. В. В. Андреев, Л. А. Лукьянчиков. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. VII, Новосибирск, ин-т гидродинамики, 1971.
7. С. А. Колдунов, К. К. Шведов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1973, 9, 2.
8. А. К. Парфенов, И. М. Воскобойников. ФГВ, 1969, 5, 3.
9. А. К. Парфенов, А. Я. Апин. НТПГВ, 1965, 1, 1.
10. А. В. Дубовик, В. И. Боболев. В сб. «Взрывное дело», № 63/20. М., «Недра», 1967.
11. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966.
12. Ю. В. Фролов, В. Ф. Дубовицкий и др. ФГВ, 1972, 8, 3.
13. П. А. Зыков, Р. Н. Севастьянов. Тр. ЦАГИ, вып. 1398. М., 1972.
14. Н. Е. Буянова, А. П. Карнаухов. Определение удельной поверхности твердых тел хроматографическим методом по тепловой десорбции аргона. Новосибирск, «Наука», 1965.
15. С. А. Христианович, В. Г. Гальперин и др. Прикладная газовая динамика. М., 1948.
16. М. А. Мельников, В. В. Никитин. ФГВ, 1972, 8, 4.

УДК 534.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЗДУШНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВАХ НАРУЖНЫХ ЗАРЯДОВ

Н. И. Смолий, Я. И. Цейтлин

(Москва)

В согласии с [1], под слабыми ударно-воздушными волнами (УВВ) следует понимать такие, у которых давление на фронте не превышает 10^4 Н/м². Они могут реализоваться лишь на больших расстояниях от места взрыва. Последнее обстоятельство дало возможность сделать некоторые упрощения при теоретическом анализе распространения слабых УВВ. Однако полученные теоретические результаты [1—4] основаны на идеальных условиях, в то время как именно слабые УВВ особенно чувствительны к таким внешним факторам как неоднородность атмосферы, градиенты температур, ветер, вариации земной поверхности [4, 5] и т. п. Поэтому для практического использования большую ценность представляют экспериментальные данные.

Наиболее полный анализ экспериментального материала и соответствующие обобщения по параметрам УВВ приведены в работе [6]. Однако полученные в этой работе эмпирические зависимости для давления на фронте УВВ Δp_0 , импульса в волне сжатия S_+ и длительности положительной фазы давления τ_+ применены лишь в области

$$1 \leq \bar{r} = \frac{r}{\sqrt[3]{Q}} \leq 10$$