

РАЗМЫВАНИЕ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН И ДИНАМИЧЕСКАЯ СЖИМАЕМОСТЬ ГРУНТА

Г. М. Ляхов, В. И. Салицкая

(Москва)

Приводятся результаты экспериментальных исследований распространения взрывных волн в неводонасыщенных грунтах. Напряжения измерялись специально разработанными дисковыми датчиками с частотой собственных колебаний 500 кГц. Высокая частота датчика и запись сигналов на электронных осциллографах позволили уточнить результаты исследований [1—4]. Установлен процесс размывания волн, определено угасание напряжения на предвестнике, построена диаграмма динамического грунта. Показано, что характер размывания волн соответствует средам с объемной вязкостью.

Эксперименты проводились в полевых условиях в среднезернистом насыпном песчаном грунте с массовой влажностью $w = 8 \div 16\%$, объемной массой скелета $\gamma = 1440 \div 1520$ кг/м³ и средней плотностью $\rho_0 = 1660$ кг/м³. Волны создавались при взрывах сосредоточенных зарядов прессованного тротила массой 0,08 кг. Заряды и датчики для измерения напряжения устанавливались в грунте на глубине 0,4 м. Расстояния от зарядов до датчиков составляли 0,1, 0,15, 0,2, 0,25, 0,35 и 0,4 м.

Напряжения измерялись датчиками, в которых воспринимающий напряжение элемент — диск — работает не на изгибную деформацию, как мембрана, а на деформацию растяжения — сжатия. Это позволило сделать датчик более жестким по сравнению с мембранным, повысить диапазон измеряемых напряжений, а также уменьшить его толщину до 5 мм при диаметре 30 мм.

Датчик состоит из двух дисков, между которыми имеется радиальная полость, в которую введено кольцо из материала с низким модулем упругости. Центральный диск является измерительным, и на нем установлены полупроводниковые тензорезисторы. Внешний кольцевой диск и резиновое кольцо служат для исключения поперечной чувствительности датчика. Собственная частота колебаний датчика (500 кГц) определяется толщиной измерительного диска, выполненного из дюрала, и скоростью звука в нем. Взрывные процессы регистрировались на двухлучевом электронном осциллографе без применения усилительной аппаратуры. Для запуска развертки осциллографа разработаны специальные схемы синхронизации. Тарировка проводилась статически в масляной камере путем задания давления на измерительный диск. Датчик позволяет регистрировать напряжения от 10^5 до 10^8 Па. Верхний предел измеряемых напряжений определяется пределом упругости материала измерительного диска.

На рис. 1 приведены образцы записи радиального напряжения σ_r в зависимости от времени t на разных расстояниях R от заряда ВВ. На каждой осциллограмме приведены записи двух датчиков на расстоянии R_1 и R_2 от заряда. Обозначим $\sigma_{rm}(R_1)$ и $\sigma_{rm}(R_2)$ — максимальные значения напряжения, а $\sigma_{rf}(R_1)$ и $\sigma_{rf}(R_2)$ — напряжения, достигаемые скачком на фронте волны, Δt — расстояние между соседними вертикальными линиями (масштаб времени): а) $R_1 = 0,1$ м, $R_2 = 0,15$ м, $\sigma_{rm}(R_1) \simeq 280 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rm}(R_2) = 75 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rf}(R_1) \simeq 280 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rf}(R_2) = 40 \cdot 10^5$ Па, $\Delta t = 100$ мкс; б) $R_1 = 0,15$ м, $R_2 = 0,2$ м, $\sigma_{rm}(R_1) = 100 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rm}(R_2) = 55 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rf}(R_1) = 50 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rf}(R_2) = 0$, $\Delta t = 200$ мкс; в) $R_1 = 0,25$ м, $R_2 = 0,3$ м, $\sigma_{rm}(R_1) = 20 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rm}(R_2) = 14 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rf}(R_1) = 2 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rf}(R_2) = 0$, $\Delta t = 500$ мкс; г) $R_1 = 0,35$ м, $R_2 = 0,4$ м, $\sigma_{rm}(R_1) = 2,5 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rm}(R_2) = 1,5 \cdot 10^5$ Па, $\sigma_{rf}(R_1) = \sigma_{rf}(R_2) = 0$, $\Delta t = 1000$ мкс.

Зависимости $\sigma_r(t)$, записанные на разных расстояниях от взрыва, позволяют уточнить процесс размывания волны. На близких расстояниях волна является ударной — напряжение σ_r нарастает до максимального

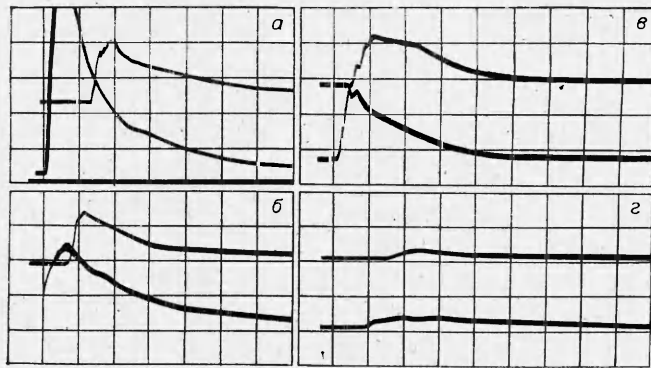


Рис. 1.

значения скачком. Затем вперед выдвигается предвестник, напряжение на его фронте нарастает скачком до σ_{r1} , за скачком продолжается постепенное нарастание напряжения до σ_{rm} , а затем его постепенное убывание. По мере распространения волны величина скачка на фронте предвестника убывает существенно быстрее, чем максимальное напряжение. В дальнейшем скачок полностью иссякает, взрывная волна превращается в непрерывную волну сжатия, включающую участки постепенного нарастания и убывания напряжения.

На рис. 2 представлена зависимость σ_r от расстояния (1 — максимальное напряжение, 2 — напряжение на фронте предвестника (на скачке)); кривые сходятся в точке $R = 0,1$ м, $\sigma_r = 280 \cdot 10^5$ Па). Видно, что размывание ударной волны, проявляющееся в образовании предвестника, начинается при максимальных значениях напряжения σ_r в интервале $(180 \div 280) \cdot 10^5$ Па. На фронте предвестника напряжение падает до нуля при $\sigma_{rm} = (30 \div 40) \cdot 10^5$ Па.

На рис. 3 дана зависимость времени τ нарастания напряжения σ_r до максимального значения от расстояния. Сначала τ с расстоянием растет. На участке от 0,15 до 0,2 м наблюдается обратная зависимость — величина τ с расстоянием убывает. Такой случай представлен, в частности, на рис. 1, б. Уменьшение τ приводит к нарастанию крутизны волны на рассматриваемом участке. На больших расстояниях величина τ снова растет с удалением от места взрыва, а крутизна уменьшается.

Уменьшение времени τ и нарастание крутизны волны на некотором участке не является исключительной особенностью грунта. Оно получено также в опытах при распространении волн в жидкостях с пузырьками газа [5]. Подобные жидкости, как и грунты, являются пористыми сре-

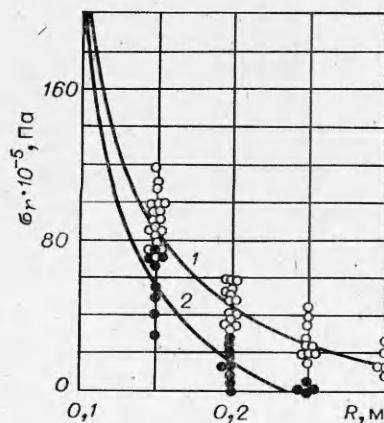


Рис. 2.

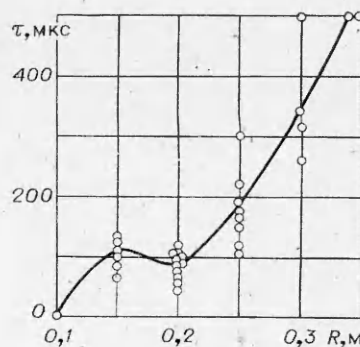


Рис. 3.

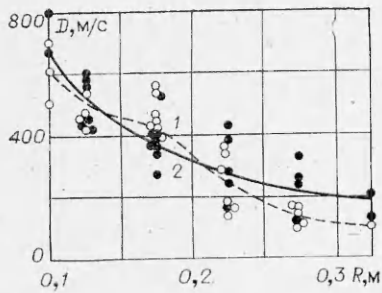


Рис. 4.

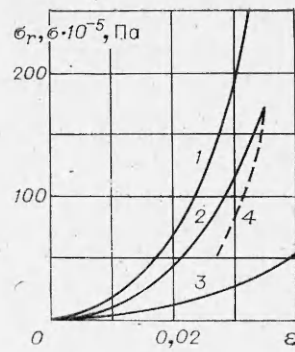


Рис. 5.

дами, обладающими объемной вязкостью и нелинейными диаграммами динамического и статического сжатия.

На рис. 4 представлены зависимости скорости D_m распространения максимума напряжения (кривая 1) и D_f — фронта предвестника (кривая 2) от расстояния. В обоих случаях скорость убывает с удалением от заряда. В области, где волна ударная, $D_f = D_m$. На первом участке кривой $D_f > D_m$, что соответствует размыванию волны, в интервале $0,12-0,22$ м $D_f < D_m$, волна становится круче, приближается к ударной, затем снова $D_f > D_m$ — происходит дальнейшее размывание волны.

Полученные зависимости $\sigma_{rj}(R)$ и $D_f(R)$ позволяют построить диаграмму динамического сжатия грунта $\sigma = f_D(\epsilon)$. С помощью соотношений на ударном фронте получим

$$\epsilon = \sigma_{rj} / \rho_0 D_f^2. \quad (1)$$

Измерение боковых напряжений σ_0 в рассматриваемом интервале расстояний от заряда показывает, что приближенно выполняется условие $\sigma_0 / \sigma_r = 0,4$. Отсюда среднее нормальное напряжение $\sigma = -1/3 \cdot (\sigma_r + 2\sigma_0)$, $\sigma_0 = 0,4\sigma_r$, $\sigma = -0,6\sigma_r$. Уравнение динамического объемного сжатия грунта получим в виде

$$\epsilon = -\sigma / 0,6\rho_0 D_f^2. \quad (2)$$

На рис. 5, 1 построена зависимость (1), а на рис. 5, 2 — (2), кривая 2 — диаграмма динамического объемного сжатия грунта, 3 соответствует диаграмме статического объемного сжатия песка с теми же значениями w и γ , что и у исследованного грунта, и близким гранулометрическим составом. Она получена при всестороннем равномерном статическом сжатии в жидкости образца грунта, заключенного в тонкую резиновую оболочку [6].

Динамическую сжимаемость грунта можно определить в лабораторных условиях. Однако при взятии образцов из массива и доставке в лабораторию свойства их меняются. Поэтому определение динамических свойств по параметрам взрывных волн непосредственно в массиве представляет значительный практический интерес.

Диаграммы динамического объемного сжатия $\sigma = f_D(\epsilon)$ строились по значениям параметров взрывных волн, записанных с помощью мембранных датчиков [1—4]. При этом брались максимальные значения σ_{rm} и σ_{0m} , скорость распространения плоской или сферической ударной волны D_f . По соотношениям на скачке определялась диаграмма сжатия $\sigma = f_D(\epsilon)$. При регистрации ударных волн мембранными датчиками с собственной частотой колебаний 3000—4000 Гц фронты ударных волн на осциллограммах искусственно размываются в полосы постепенного нарастания напряжения длительностью в сотни микросекунд. Волны с таким значением τ принимались ударными. Применяя подобный метод обработки к рассматриваемым осциллограммам, получим диаграмму динамического объемного сжатия, представленную на рис. 5, 4. При больших напряже-

ниях, когда волна ударная, диаграммы 2 и 4 совпадают. В области, где волна включает скачок на предвестнике и последующее нарастание до максимума, кривая 4 лежит между динамической и статической диаграммами 2 и 3. Наибольшие различия в значениях деформаций достигают 15—20%. Построение кривой 4 в интервале малых давлений невозможно, так как здесь волна не является ударной.

Таким образом, применение высокочастотных датчиков позволило впервые построить по экспериментальным значениям параметров взрывных волн диаграмму динамического объемного сжатия грунта в области малых напряжений и уточнить ее в области умеренных напряжений при $\sigma \geq 50 \cdot 10^5$ Па.

Модуль объемного сжатия при $\sigma \rightarrow 0$ имеет два значения E_D и E_S , соответствующих динамическому и статическому нагружению. Для рассматриваемого грунта при $E_D = 0,6\rho_0 D_f^2 = 650 \cdot 10^5$ Па, при $E_S = 0,6\rho_0 D_m^2 = 100 \cdot 10^5$ Па. Значение E_D получено по соотношениям на скачке предвестника при $\sigma_{rj} \rightarrow 0$. В соответствии с рис. 5, 3 находим $E_S = 130 \cdot 10^5$ Па, т. е. значение статического модуля, полученное непосредственно при статическом сжатии, близко к значению, определенному по параметрам взрывных волн.

Сопоставим характер размыwania взрывных волн, соответствующий моделям упругопластической среды [1, 7] и пластической среды с объемной вязкостью [2, 8]. В модели упругопластической среды учитывается только динамическая диаграмма сжатия $\sigma = f_D(\epsilon)$ при $\epsilon \rightarrow \infty$, которая принимается при малых напряжениях вогнутой, а при больших — выпуклой к оси деформаций. В области упругих деформаций ($\sigma < \sigma^*$) диаграмма линейна. При такой диаграмме взрывная волна при больших напряжениях ударная. Затем вперед выдвигается упругий предвестник; на фронте которого напряжение возрастает скачком до предела упругости σ^* . Величина скачка и скорость его распространения постоянны. За скачком следует область постоянного напряжения и новый скачок, соответствующий пластической волне. Постепенно пластическая волна иссякает, взрывная волна становится чисто упругой.

В модели пластической среды с объемной вязкостью рассматриваются две диаграммы сжатия — динамическая при $\epsilon \rightarrow \infty$ и статическая при $\epsilon \rightarrow 0$. Здесь вперед выдвигается предвестник, на фронте которого напряжение возрастает скачком. Величина скачка в отличие от упругопластической среды переменная, при распространении волны она убывает до нуля. Переменна и скорость фронта предвестника. За скачком на фронте следует область непрерывного нарастания напряжения до максимума. По мере распространения максимальное напряжение уменьшается, длительность нарастания увеличивается, взрывная волна вырождается в непрерывную волну сжатия. Расчеты [8] показывают также, что на некотором участке вследствие нелинейности предельных диаграмм сжатия вязкой среды может происходить нарастание крутизны волны, в дальнейшем крутизна уменьшается.

Таким образом, характер размыwania взрывной волны, полученный в опытах, соответствует модели пластической среды с объемной вязкостью.

Поступила в редакцию 21/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Ляхов, Н. И. Полякова. Волны в плотных средах и нагрузки на сооружения. М.: Недра, 1967.
2. Г. М. Ляхов. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра, 1974.
3. Г. В. Рыков, А. М. Скобеев. Измерение напряжений в грунтах при кратковременных нагрузках. М.: Наука, 1978.
4. А. А. Вовк, В. Г. Кравец и др. Прикладная механика, 1977, 12, 7.
5. Г. А. Дружинин, Г. А. Остроумов, А. С. Токман. Матер. симп. «Нелинейные волны деформации». Таллин, 1978.

6. С. С. Григорян. Докт. дис. МГУ, 1964.
7. С. С. Григорян. ПММ, 1964, 28, 6.
8. Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980.

О ВЫБОРЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЗАТУХАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ

Л. А. Мержиевский, А. Д. Реснянский
(Новосибирск)

Процесс затухания ударных волн в металлах при их взаимодействии с догоняющей волной разрежения привлекает внимание значительного числа исследователей. Интерес вызывают как вопросы, связанные с изменением механических и структурных характеристик ударно-нагруженных материалов [1—4], так и возможность проверки применимости различных моделей сплошных сред для описания реальных волновых процессов [5—9].

Тщательное сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов [9] показывает, что ряд моделей, зачастую употребляющихся для описания ударно-волновых процессов в металлах, в действительности неверно передают характер затухания ударных волн при их взаимодействии с догоняющей волной разрежения. Это означает, что применение таких моделей для решения задач ударно-волнового деформирования может привести к существенным качественным и количественным отличиям конечных результатов расчетов от реальности. По [9] в наибольшей степени соответствует экспериментальным данным описание в рамках моделей, основывающихся на учете дислокационных механизмов кинетики пластического деформирования. К сожалению, ввиду отсутствия необходимой экспериментальной информации, полностью замкнуть такие модели пока удается только в плоском одномерном случае. В [10] предлагается сочетание преимуществ, даваемые привлечением дислокационных представлений в модель вязкоупругого тела максвелловского типа [11] с возможностью рассматривать задачи произвольной размерности.

На рис. 1, 1 приведены данные расчета по [10] падения напряжения σ_1 (σ_{10} — начальное значение σ_1) волны, вызванной взрывом, в зависимости от пройденного расстояния h , отнесенного к толщине заряда h_0 . В расчете использована схема мгновенной детонации, точки 2 соответствуют экспериментальным данным работы [12]. Аналогичное сравнение для алюминия и его сплавов проведено на рис. 2 в координатах расстояние — массовая скорость u . Здесь точки — экспериментальные данные из [5], кривая 1 — расчет по [10], 2 — расчет по газодинамической модели. Наблюдающееся расхождение кривой 1 и экспериментальных точек ($\sim 5\%$) объясняется прежде всего неполным соответствием использованного в расчетах уравнения состояния [15] и зависимости времени релаксации касательных напряжений τ [14] материалам, применявшимся в эксперименте.

Относительно простой качественный анализ причин, по которым конкретные модели лучше или хуже описывают процесс затухания ударных импульсов в металлах по мере их распространения, проведен в [8]. В основе сделанных там оценок лежит представление о гистерезисных потерях энергии в материале в цикле нагружение — разгрузка. В [15] обращается внимание на то, что затухание ударных волн обуславливается не зависящими от выбора модели геометрическими причинами, процессами, зависящими от механических и термодинамических параметров, важными в первую очередь для волн большой амплитуды (так называемое «гидродинамическое» затухание), и релаксационными процессами в среде («максвелловское» затухание). Рассматриваемые при этом процессы могут иметь самую различную фазическую природу, например,