

в зазоре, может оказывать сильное тепловое воздействие на поверхность сталкивающихся пластин.

Авторы выражают благодарность А. А. Дерибасу, И. Д. Захаренко, В. В. Паю за полезное обсуждение результатов работы, И. В. Стадниченко за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
11/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Richter. III Symposium Sprengbearbeitung von Metallen. Mariánské Lázně, 1976.
2. В. М. Кудинов, А. Я. Коротчаев. Сварка взрывом в металлургии. М., Металлургия, 1978.
3. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1972.
4. С. И. Аиисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., Наука, 1976.
5. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1976.
6. Б. А. Урюков. Изв. СО АН СССР, Серия техн. наук. 1975, 8, 2.
7. А. А. Дерибас, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 10, 3, 409.
8. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 714.
9. М. А. Цикулин, Е. Г. Попов. Излучательные свойства ударных волн в газах. М., Наука, 1977.
10. Л. М. Биберман. Оптические свойства горячего воздуха. М., Наука, 1970.
11. К. П. Станюкович. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
12. I. Watsh, R. Shreffler, E. Willing. J. Appl. Phys., 1953, 24, 3.
13. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., 1963.
14. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 7, 2, 269.

СХЛОПЫВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРУБ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВА

С. А. Кинеловский
(Новосибирск)

Исследование процесса схлопывания металлических труб при взрывном нагружении представляет интерес для ряда задач и, в частности, для задач, связанных с применением сварки взрывом в производстве биметаллических трубных заготовок. Для практических целей наиболее важно знание закона движения стенки трубы на начальном этапе схлопывания, так как характерная особенность этих задач заключается в том, что внутренняя поверхность трубы в процессе схлопывания проходит расстояние в 2—3 толщины стенки трубы или, в другом масштабе измерения, расстояние, не превышающее 0,2—0,3 начального внутреннего радиуса трубы. В работах [1—4] расчет движения стенки трубы при взрывном нагружении проводился численными методами, причем в [4] задача рассматривалась в двумерной постановке. В данной работе предлагаются аналитические выражения, описывающие движение внутренней и наружной поверхностей стенки трубы и с хорошей точностью совпадающие с экспериментальными результатами по схлопыванию металлических труб под действием скользящей детонации заряда ВВ. Сравнение проводилось для широкого круга материалов трубы и различных типов ВВ.

1. При исследовании задачи о цилиндрическом поршне в работах [5, 6] расчеты сравнивались с экспериментальными результатами по схлопыванию металлических трубок под действием взрыва; наблюдалось

удовлетворительное совпадение результатов на довольно протяженном участке движения. Кроме того, в этих работах получены результаты, которые оказались полезными для построения аналитических формул, описывающих движение стенки трубы на начальном этапе схлопывания. Вместе с описанием модели, на основе которой выводятся формулы, ниже кратко излагаются эти результаты.

Рассматривается следующая модель явления схлопывания трубы. Материал трубы — идеальная несжимаемая жидкость. Движение элементов стенки трубы в каждом поперечном сечении происходит строго радиально и независимо от соседних сечений. Тем самым труба поперечными сечениями разбивается на элементарные независимые кольца и осуществляется переход к модельной задаче о несжимаемом цилиндрическом поршне. Время «включения» каждого поршня полностью определяется величиной скорости детонации D и расстоянием от данного сечения до фронта детонационной волны. Ускорение поршня происходит за счет адиабатического расширения газообразных продуктов детонации заряда ВВ, которые удовлетворяют уравнению состояния Ландау — Станюковича

$$p = A\rho^k. \quad (1)$$

В [5, 6] начальное термодинамическое состояние газа определялось из модели мгновенной детонации и принималось, что $k = 3$. В [5] отмечено, что на движении тонких малоинерционных поршней успевают скакаться высокое начальное давление газа на фронте детонационной волны, которое в 2 раза больше давления, определяемого из модели мгновенной детонации. Для таких поршней более справедливой оказывается модель, когда за начальное термодинамическое состояние газа берется его состояние на фронте детонационной волны, а продольная скорость продуктов и перетекание их из сечения в сечение не учитываются.

Таким образом, для определения начального состояния газа в принципе могут быть рассмотрены две модели: 1 — модель мгновенной детонации

$$p_0 = \rho_{00} D^2 / 2(k+1), \quad \rho_0 = \rho_{00}, \quad c_0 = \sqrt{k/2(k+1)} \cdot D, \quad (2)$$

2 — состояние Чепмена — Жуке

$$p_0 = \rho_{00} D^2 / (k+1), \quad \rho_0 = (k+1)\rho_{00}/k, \quad c_0 = kD/(k+1), \quad (3)$$

где p — давление; ρ — плотность; D — скорость детонации; c_0 — начальная скорость звука в газе; нулевым индексом отмечено начальное состояние газа; ρ_{00} — плотность применяющегося ВВ.

В перечисленных выше предположениях в [5] проводился расчет задачи о цилиндрическом поршне. В [6] результаты численного решения задачи о цилиндрическом поршне сравнивались с аналитическим решением задачи о плоском поршне. Отмечено, что закон движения наружной границы цилиндрического поршня на значительном участке движения мало отличается от плоского случая. Аналогичный результат получен в работе [4] при расчетах по двумерной схеме. Таким образом, для построения аналитического решения на начальной стадии схлопывания цилиндрического поршня можно предположить, что закон движения его наружной границы совпадает с решением для плоского поршня.

2. Будем рассматривать задачу в безразмерном виде: все линейные величины относятся к начальному внутреннему радиусу поршня (трубы) R_0 , все скорости — к c_0 ; безразмерное время $\tau = c_0 t / R_0$ отсчитывается от момента начала движения поршня (от момента прихода детонационной волны в данное сечение).

На основании изложенного выше выпишем решение задачи о плоском поршне (см., например, [7]), которое в данном случае будет давать закон движения внешней границы стенки трубы в каждом сечении.

$$x_1(\tau) = 1 + m_1 - \frac{2}{k-1} \tau + \frac{2km_1}{k-1} \frac{\rho_1}{\rho_0} \left[\left(\frac{k+1}{2km_1} \frac{\rho_0}{\rho_1} \tau + 1 \right)^{\frac{2}{k+1}} - 1 \right], \quad (4)$$

$$v_1(\tau) = \frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{k+1}{2km_1} \frac{\rho_0}{\rho_1} \tau + 1 \right)^{-\frac{k-1}{k+1}} \right], \quad (5)$$

где ρ_1 — плотность материала трубы; m_1 — относительная толщина поршня (стенки трубы). Из условия сохранения массы поршня для его внутреннего радиуса x_2 получаем

$$x_2(\tau) = \sqrt{x_1^2(\tau) - (m_1^2 + 2m_1)}. \quad (6)$$

Скорость v_2 внутренней границы поршня может быть найдена дифференцированием по времени выражения (6) или из уравнения неразрывности для течений несжимаемой жидкости с цилиндрической симметрией. В результате

$$v_2(\tau) = [x_1(\tau)/x_2(\tau)]v_1(\tau). \quad (7)$$

Формулы (4)–(7) описывают процесс схлопывания трубы в каждом сечении, начиная с момента прихода в него детонационной волны и, как будет показано ниже, с хорошей точностью совпадают с экспериментальными результатами по обжатию металлических трубок на начальном участке схлопывания, длина которого в среднем составляет 0,2–0,3 (по отношению к R_0). Имеется одно ограничение справедливости применения решения (4)–(7). Дело в том, что формулы (4), (5) выписаны в предположении «бесконечности» толщины слоя газа, окружающего поршень, т. е. в предположении, что за интересующее нас время волна разрежения, идущая по газу с его внешней границы, не догонит поршень. В плоском случае для $k=3$ эта волна не взаимодействует с волной разрежения, идущей от поршня, и несложно получить выражение для момента времени τ_0 , когда она догонит поршень:

$$\tau_0 = m_2(1 + qm_2/4m_1), \quad (8)$$

где m_2 — относительная толщина слоя газа (слоя ВВ), окружающего поршень; $q = 2/3 \cdot \rho_{00}/\rho_1$ или $q = 8/9 \cdot \rho_{00}/\rho_1$ для моделей 1 и 2 соответственно. Еще более грубую оценку этого времени можно получить, если пренебречь смещением поршня. В этом случае в принятых обозначениях $\tau_0 = m_2$.

Для практических целей удобнее рассматривать безразмерные величины, введенные с помощью скорости детонации D . В этом случае, например, тангенс угла наклона внутренней поверхности схлопывающейся трубки к оси симметрии в некотором сечении в любой момент времени численно просто равен скорости внутренней границы. Формулы пересчета определяются соотношениями (2) и (3)

$$u = Kv, \quad T = Dt/R_0 = \tau/K, \quad K = c_0/D,$$

где u — безразмерная скорость (отнесенная к D); $K = \sqrt{k/2(k+1)}$ и $K = k/(k+1)$ для моделей 1 и 2 соответственно.

3. Экспериментальное исследование схлопывания металлических трубок под действием скользящей детонации заряда ВВ проводилось на рентгеноимпульсной установке. На фотографиях, полученных при съемке процесса, в сечениях, находящихся на фиксированных расстояниях от фронта детонационной волны, измерялся внешний диаметр схлопывающейся трубки. Для исключения влияния краевых эффектов рассматривались сечения, находящиеся на достаточном расстоянии от торцов трубки. Измерение внешних размеров трубки дает в данном случае более точные результаты, чем внутренних, так как на фотографиях внутренняя граница стенки всегда выделена значительно менее четко, что является характерным для цилиндрических конструкций.

Часть экспериментальных результатов, с которыми проводится сравнение расчетов, приведена в [5]. Большая серия экспериментов по взрывному обжатию металлических трубок проведена Н. И. Матюшкиным, которому автор признателен за предоставленные результаты.

На рис. 1 экспериментальные значения внешнего радиуса x_1 схлопывающейся трубки для различных материалов трубки и типов ВВ сравниваются с расчетом по формуле (4). На рис. 1 по оси абсцисс откладываются значения функции $f(m_1, \tau, \rho_1/\rho_0, k)$, вид которой дается правой частью формулы (4). Очевидно, что в данном случае расчетная зависимость $x_1(f)$ — прямая, проведенная под углом 45° через начало координат. Экспериментальные значения функции f рассчитывались для $k=3$, а начальное состояние газа определялось по модели 2 (формулы (3)). На рис. 1 нанесены экспериментальные результаты, соответствующие смещению внутренней границы стенки трубки, не превышающему $0,3 R_0$, при условии, что время схлопывания не сильно превышает значение, определяемое формулой (8), т. е. пока справедливо предположение о бесконечности толщины слоя газа.

В экспериментах использованы три типа ВВ: литой сплав ТГ 50/50 ($\rho_{00} = 1,6 \text{ г/см}^3$) и порошкообразные гексоген и аммонит насыпной плотности ($\rho_{00} \approx 1 \text{ г/см}^3$). Внутренний диаметр трубок в большинстве опытов составлял 20 мм. Из рис. 1 видно, что решение задачи о плоском поршне, когда начальное термодинамическое состояние газа совпадает с состоянием продуктов взрыва на фронте детонационной волны, для $k=3$ хорошо описывает начальную стадию схлопывания металлических трубок. Отклонение экспериментальных точек для внешнего радиуса трубки от расчетных значений не превышает 5—7%. Сравнение отдельных серий экспериментальных результатов с расчетами позволило выделить ряд интересных закономерностей, полезных для более точного описания процесса схлопывания трубок.

На рис. 2 приведены результаты по обжатию медных трубок со стенками различной толщины зарядами литого сплава ТГ 50/50. На графике даны зависимости внешнего радиуса трубки от безразмерного времени. Экспериментальные точки 1—3 относятся соответственно к трубкам с начальным внутренним радиусом 10, 15 и 20 мм. Расчетные кривые построены по формуле (4); для кривых 1' и 2' использовалась модель 2 с $k=3$ и 3,5 соответственно, а для кривых 3' — модель 1 с $k=3$. Крестиком на кривых отмечена точка, соответствующая моменту прихода на поршень волны разгрузки со свободной границы газа. На рис. 2 приведены четыре группы результатов (I—IV), относящиеся к толщинам m_1 стенки трубки, равным соответственно 0,3; 0,22; 0,11 и 0,05. Видно, что для достаточно тонкостенных трубок более точной является модель 2 с $k=3,5$. Толстостенные трубки двигаются настолько медленно, что для них более справедливой оказывается модель мгновенной детонации с $k=3$. Это становится заметным уже для $m_1=0,22$, начиная с момента $T=1,5$, когда наружная граница стенки трубки прошла путь, равный 0,1. Для больших значений T соответствующая модели 1 кривая 3' отклоняется от экспериментальных точек на 1—2% на участке пути до $x_1=0,994$ ($x_2=0,7$). Для $m_1=0,3$ кривая 3' до $x_1=1,1$ практически совпадает с экспериментальными результатами. Кроме того, в данных экспериментах для $m_1=0,05$ проверено влияние масштаба на процесс схлопывания трубок. Оказалось, что на рассматриваемом участке движения начальные радиальные размеры трубки незначительны и в безразмерном виде процесс схлопывания различных трубок можно описать одной зависимостью; разброс экспериментальных точек, относящихся к различным значениям R_0 , не превышает 2%.

На рис. 3 приведены результаты, относящиеся к дюралевым трубкам. Для точек 1 $m_1=0,154$, заряд — насыпной аммонит. Здесь экспериментальные точки хорошо описываются расчетной зависимостью с ис-

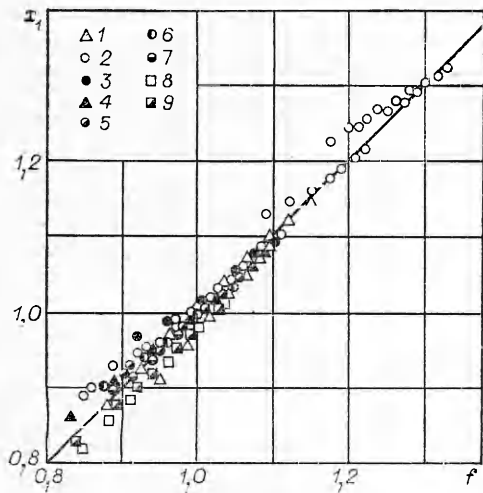


Рис. 1. Сравнение экспериментальных результатов для наружного радиуса трубы с расчетом по (3)–(4).

Материал трубок: 1, 4, 9 — дюраль, 2, 5 — медь, 3 — свинец, 6 — сталь, 7 — латунь, 8 — алюминий; ВВ: 1 — аммонит, 2–4 — ТГ 50/50, 5–9 — гексоген.

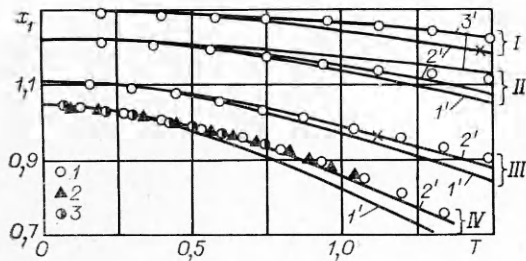


Рис. 2. Зависимость наружного радиуса от времени для медных трубок.

пользованием модели 2 и $k = 3$. Для точек 2 $m_1 = 0,11$, заряд — литой сплав ТГ 50/50. Расчетные кривые построены по модели 2 с $k = 3$ (кривая 1') и $k = 3,5$ (кривая 2'). И наконец, для точек 3 $m_1 = 0,05$ и заряд — насыпной гексоген. Расчетная кривая построена по модели 2 с $k = 3$.

Рассмотрение полученных результатов позволяет сделать следующие выводы. При обжати тонкостенных трубок из тяжелых материалов (медь, сталь) и трубок из легких материалов (алюминий, дюраль) зарядом ВВ из литого сплава ТГ 50/50 экспериментальные результаты для наружной поверхности трубки на начальном этапе схлопывания лучше описываются решением задачи о плоском поршне с расчетом начального состояния газа по модели 2 и $k = 3,5$. Для толстостенных трубок ($m_1 > 0,2$) из тяжелых материалов более предпочтительна модель 1 с $k = 3$. Для зарядов ВВ из насыпных гексогена и аммонита расчет с использованием модели 2 и $k = 3$ хорошо описывает эксперимент. Эти выводы подтверждаются результатами для всех исследованных материалов и толщин стенок трубок.

4. Представляет интерес провести аналогичное сравнение расчетов с экспериментальными результатами работы [3], где измерялась скорость внутренней поверхности схлопывающейся трубки в зависимости от пройденного ею пути при использовании зарядов ВВ из насыпного аммонита.

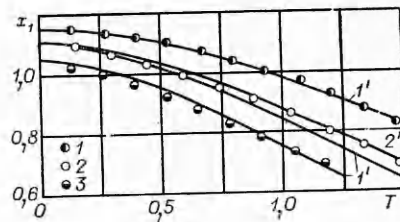


Рис. 3. Зависимость наружного радиуса от времени для дюралевых трубок.

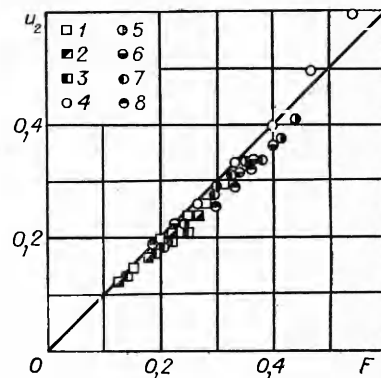


Рис. 4. Сравнение экспериментальных результатов [3] для скорости внутренней границы стенки с расчетом по (9).

Материал трубок: 1–3 — медь, 4–8 — алюминий. Относительная толщина стенки трубок m_1 : 1 — 0,143, 2' — 0,059, 3 — 0,037; 4 — 0,2, 5 — 0,133, 6 — 0,087, 7 — 0,063, 8 — 0,044.

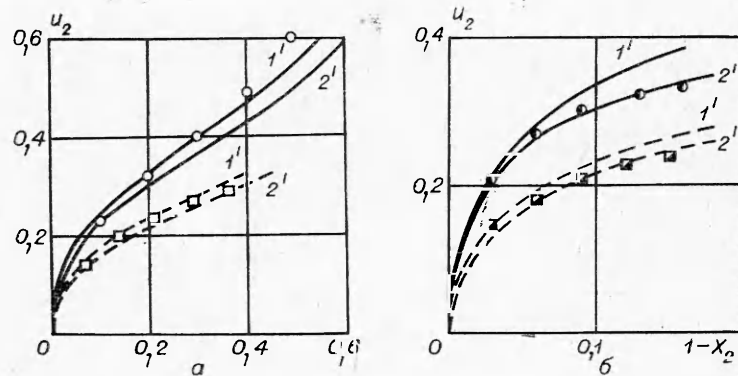


Рис. 5. Зависимость скорости внутренней границы стенки трубы от пройденного расстояния. (Обозначение экспериментальных точек [3] аналогично рис. 4.)

Соответствующее решение, основанное на предположении, что наружная граница поршня движется как в плоском случае, описывается формулами (4)–(7). Для $k=3$ из этих уравнений можно получить искомую зависимость в явном виде. Для модели 2

$$u_2 = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{x_2^2 + 2m_1 + m_1^2}}{x_2} \left[1 + \frac{\sqrt{\frac{9}{8} m_1 \rho_1 / \rho_{00}}}{\sqrt{1 + m_1 - \sqrt{x_2^2 + 2m_1 + m_1^2}}} \right]^{-1} \quad (9)$$

На рис. 4 приведено сравнение всех экспериментальных результатов работы [3] с расчетом по формуле (9). По оси абсцисс здесь отложена функция $F(m_1, \rho_1/\rho_{00}, x_2)$, являющаяся правой частью (9), а по оси ординат — скорость внутренней границы стенки трубы. Из графика видно, что экспериментальные результаты также неплохо описываются расчетом, проводимым по модели 2 с $k=3$; лишь для отдельных точек отклонение от расчетной прямой превышает 10%. Несколько большее, чем в случае измерений внешнего радиуса трубки, расхождение экспериментальных результатов с расчетом частично может быть объяснено меньшей точностью измерений, проводимых на внутренней поверхности трубок.

На рис. 5 представлены результаты, относящиеся к отдельным сериям экспериментов работы [3]. Приводятся зависимости скорости внутренней границы стенки трубки от пройденного пути для относительно толстостенных (а) и тонкостенных (б) трубок. Обозначения экспериментальных точек аналогичны рис. 4. Расчетные кривые построены по формулам (4)–(7) с использованием модели 2 и $k=3$ (кривые 1'), $k=3,5$ (кривые 2'). Сплошные кривые относятся к дюралевым, а штриховые — к медным трубкам. Детальное рассмотрение результатов работы [3] по отдельным сериям показало, что наиболее точно они описываются расчетом при $k=3,5$. Исключение составляют результаты, относящиеся к самым толстостенным трубкам. Для алюминиевых трубок экспериментальные данные лучше описываются расчетом при $k=3$, а для медных — оба эти значения k обеспечивают примерно одинаковую точность. Полученные здесь результаты не противоречат приведенным выше (см. рис. 3), где для дюралевой трубки с $m_1=0,154$ и аммонита более точным оказалось значение $k=3$.

Приведенные в настоящей работе данные показывают, что расчет, основанный на разбиении трубки на независимые цилиндрические поршни и использующий для внешней границы поршня плоское решение, может быть применен для описания начальной стадии схлопывания металлических труб при взрывном нагружении. Даже в простейшем случае,

когда $k = 3$, аналитическое решение с хорошей точностью описывает экспериментальные результаты по взрывному обжатию трубок на начальном участке схлопывания, который имеет протяженность 0,2—0,3 от внутреннего радиуса трубы. В зависимости от материала, толщины стенки трубы и типа ВВ, выбором модели, по которой определяется начальное состояние газа, и значения показателя k можно добиться высокой точности описания экспериментальных результатов.

В заключение автор выражает благодарность Ю. А. Тришину за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
23/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Бацанов, А. А. Дерибас, С. А. Кутюлин. НТПГВ, 1965, 1, 2.
2. Ю. В. Гаек, Н. Е. Никитченко и др. ФГВ, 1967, 3, 3.
3. А. Н. Михайлов, Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1974, 10, 2.
4. Г. Е. Кузьмин. Канд. дис. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1978.
5. С. А. Кинеловский, Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. V. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1970.
6. С. А. Кинеловский, Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. VII. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1971.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.

ДЕФОРМАЦИИ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В ГРУНТЕ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, НАГРУЖЕННОЙ ИМПУЛЬСОМ ДАВЛЕНИЯ

В. А. Котляревский, Р. А. Румянцева
(Москва)

В одномерной постановке рассматривается поведение упругопластической системы, расположенной в грунте, нагруженном на свободной поверхности кратковременным импульсом давления. Для описания реологических свойств грунта используется модель нелинейной упруговязкой среды [1—3]. Численным анализом установлено влияние независимых инвариантов задачи на динамические деформации системы.

1. Динамика двухмассовой упругопластической системы, впаиванной в грунтовый столб, описывается уравнениями механики сплошной среды

$$\rho_0 v' = -p', \quad \epsilon' = -v' = -u'', \quad (1)$$

$$\epsilon = \frac{p}{C} + \int_0^t \Gamma(t-t_1) p(t_1) dt_1, \quad \Gamma = \begin{cases} \Gamma_{(1)} (\epsilon' - p'/C \geq 0), \\ \Gamma_{(2)} (\epsilon' - p'/C < 0) \end{cases} \quad (2)$$

и уравнениями движения масс m_j ($j = 1, 2$) системы

$$m_j v_j' = -(-1)^j (p_j - R). \quad (3)$$

Здесь ρ_0 — начальная плотность грунта; p — давление; ϵ — деформация сжатия; u — смещение; v — массовая скорость частиц грунта; C , Γ — мгновенный модуль упругости и ядро ползучести в уравнении состояния (3) наследственного типа, причем $\Gamma_{(1)}$ и $\Gamma_{(2)}$ — соответственно ядра ползучести для уплотняющегося и разуплотняющегося грунта; v_j — скорости масс m_j ; p_j — волновые давления, действующие на систему. Точкой в (1), (2) обозначены частные, а в (3) обыкновенные производные по времени t . Штрихом обозначены частные производные по лагранжевой координате x с началом $x = 0$, совмещенным с границей заданного давления.