

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
Институт геофизики им. С.И. Субботина

На правах рукописи

МИКУЛЯК
Сергей Васильевич

УДК 550.834; 539.3

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ПРЕДВАРИТЕЛЬНО
НАПРЯЖЕННЫХ СРЕДАХ

Специальность 04.00.02 - "Геофизика"

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Киев 1994

30.5
AB 29877
Работа выполнена в Отделении геодинамики варьва Института геофизики им. С. И. Субботина АН Украины.

Научные руководители: доктор физико-математических наук, профессор Даниленко В. А.,
кандидат физико-математических наук Велинский И. В.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Асланов С. К.,
кандидат физико-математических наук Хаган Я. М.

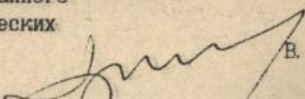
Ведущая организация: Институт динамики геосфер РАН,
г. Москва.

Защита состоится "26" мая 1994 г. в 11⁰⁰ час.
на заседании специализированного совета Д. 016.02.01 при Институте геофизики им. С. И. Субботина АН Украины по адресу: 252680, Киев-142, пр. Палладина, 32.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИГФ АНУ.

Автореферат разослан "20" апреля 1994 г.

Ученый секретарь специализированного совета доктор физико-математических наук


В. С. Гейко

ЛННБ України ім. В. Стефаніка



00802237 (M)

ЛННБ ім. В. Стефаніка
АН України

ДВ-25, 071

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. До настоящего времени высокоградиентные быстропотекающие процессы в геофизической среде (взрывы, землетрясения, падения метеоритов) рассматривались в рамках классической модели механики сплошной среды без учета наличия в среде предварительно напряженного состояния. Однако, в последние годы наметился новый подход к исследованию динамических процессов в реальной геофизической среде, в котором учитывается структурированная природа этой среды. Элементами структуры являются разномасштабные блоки, которые находятся в предварительно напряженном состоянии и обмениваются между собой энергией. Экспериментальные исследования показывают, что внутренняя структура среды оказывает существенное влияние на волновые процессы. В частности, геофизическая среда при волновых движениях, вызванных быстропотекающими процессами, проявляя эффекты своей внутренней структуры, не только поглощает, но и излучает энергию, запасенную в сжатых блоках, т.е. является активной средой. Таким образом, для понимания этих процессов необходимы ясные представления о влиянии начального напряженного состояния на волновую картину движения среды.

Цель работы - теоретическое исследование особенностей нелинейных волновых движений в предварительно напряженных упругой и упругопластической средах.

Научная новизна. Разработаны алгоритмы и программы для расчета двумерных волновых движений в упругих, упругопластических и упруговязкопластических средах.

Впервые проведено численное моделирование нестационарного волнового процесса, возникающего при импульсном воздействии на одноосно сжатое упругое тело.

Впервые с помощью созданной программы расчета на ЭВМ исследованы особенности распространения плоских импульсных возмущений в упруговязкопластической среде при наличии начального напряженного состояния.

Впервые с помощью асимптотического метода исследована структура квазипродольной волны, распространяющейся в предварительно напряженной упруговязкопластической среде.

Практическая ценность работы. Разработанные программы позволяют производить численные расчеты двумерных нелинейных волновых течений в упругих и упругопластических средах с учетом предварительно напряженного состояния для моделирования реальных геофизических процессов. Результаты работы дают представления о механизме генерации аномальных поперечных волн, регистрируемых в лабораторных и полевых экспериментах со взрывами в напряженных средах.

Результаты работы могут быть использованы в качестве материала для учебных курсов в ВУЗах (КГУ, КПИ, МФТИ, МИФИ, НГУ).

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались и обсуждались: на III Всесоюзной школе молодых ученых по численным методам механики сплошной среды (Абрау-Дюрсо, 1991 г.), на I и III школах-семинарах по взрывным явлениям (Алушта, 1990, 1992 г.г.), на Всеукраинском семинаре по геодинاميке и прогнозированию землетрясений (Ворзель, 1993 г.), на 10 Международной конференции по механике горных пород (Москва, 1993 г.), на физическом семинаре Института динамики геосфер РАН (Москва, 1993 г.), на научных семинарах Отделения геодинاميки взрыва Института геофизики АН Украины (Киев, 1988-1993 г.г.).

Автор защищает:

- алгоритмы и программы для расчетов нелинейных волновых процессов в упругой, мгновенно деформируемой пластической и упруговязкопластической средах;
- результаты численного моделирования нелинейного волнового движения, возникающего при импульсном воздействии на предварительно напряженное упругое твердое тело;
- результаты расчетов процессов распространения плоских нелинейных волн в упругопластической среде, чувствительной к скорости деформирования;
- результаты аналитического исследования структуры фронта квазипродольной волны, распространяющейся в предварительно напряженной упруговязкопластической среде.

Публикации. Основные положения и результаты диссертации отражены в 9 научных работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, выводов, списка цитированной литературы и списка опубликованных работ по теме диссертации. Объем диссертации составляет 131 страницу, включая 46 рисунков, 1 таблицу, список цитированной литературы, состоящий из 101 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении сформулирована цель исследования, его актуальность, кратко изложена общая структура работы и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе, приведен обзор литературы по двум направлениям - по волновым процессам в предварительно напряженных средах и по численным методам механики сплошной среды. Отмечается, что в настоящее время накоплен достаточно обширный экспериментальный материал по волновым движениям в напряженных средах. В основном эти исследования связаны с высокоградиентными быстропотекающими процессами - взрывами, землетрясениями. Теоретические исследования в этой области весьма ограничены. В большинстве работ, посвященных этой проблеме, рассматриваются особенности распространения гармонических волн и ударных разрывов в нелинейных упругих средах. Лишь в некоторых работах изучаются нестационарные волновые движения в напряженных упругих средах. Что касается волновых процессов в предварительно напряженных упругопластических средах, то они к настоящему времени практически не исследовались.

Исходя из вышеизложенного, задача настоящей работы определялась следующим образом:

1. Разработка программ и алгоритмов для расчетов двумерных волновых движений в упругих и упругопластических средах.
2. Численное моделирование нестационарного импульсного процесса в предварительно напряженной упругой среде и установление особенностей такого волнового движения.
3. Теоретическое исследование нелинейных волновых процессов в упругопластической среде с начальными статическими напряжениями. Изучение влияния начального напряженного состояния на волновое движение среды.

Во второй главе моделируется волновое движение, возникающее при импульсном воздействии на предварительно напряженное тело.

Для этого численно решается двумерная задача о расширении бесконечной цилиндрической полости в одноосно сжатом упругом пространстве. К стенке полости прикладывается импульсная нагрузка, экспоненциально убывающая во времени. Рассматривается как однородное распределение начальных напряжений, так и случай линейной зависимости начальных напряжений от одной координаты.

Краевая задача, описывающая волновой процесс в плоскости, пересекающей бесконечную цилиндрическую полость в направлении, перпендикулярном к ее оси имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} + \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i} &= 0, \\ \rho \frac{dv_i}{dt} &= \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \\ \frac{\tilde{d}S_{ij}}{dt} &= 2\mu(e_{ij} - \frac{1}{3}e_{kk}\delta_{ij}), \\ \frac{dp}{dt} &= -Ke_{ij}, \quad i, j, k=1, 2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь v_i - компоненты вектора скорости, σ_{ij} - компоненты тензора напряжений, S_{ij} - компоненты дивизора тензора напряжений, $p = -1/3\sigma_{ii}$, ρ - плотность, e_{ij} - компоненты тензора скоростей деформации μ и K - модули упругости. Тильда в уравнениях (1) обозначает производную по Яуману:

$$\frac{\tilde{d}S_{ij}}{dt} = \frac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik}\omega_{jk} - S_{jk}\omega_{ik}, \quad i, j, k=1, 2,$$

где ω_{ij} - тензор вращения.

В начальный момент среда находится в состоянии одноосного сжатия в направлении x_2

$$t=0, \quad \sigma_{22} = \sigma_{22}^0, \quad \sigma_{11} = \sigma_{12} = 0.$$

Граничные условия на осях x_1 и x_2 задаются как на жестких стенках

$$x_1=0, \quad \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_1} = 0,$$

$$x_2=0, \quad \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_2} = 0, \quad i, j=1, 2.$$

На границу полости $r=R_0$ ($r=\sqrt{x_1^2+x_2^2}$) воздействует импульсная нагрузка

$$p = \begin{cases} p_m t/\tau, & \text{при } t \leq \tau, \\ p_m \exp[\alpha(\tau-t)], & \text{при } t > \tau, \end{cases} \quad (2)$$

где p_m - максимальное давление, τ - константа. Начальное напряженное состояние задается следующим: $\sigma_{22}^0 = \frac{1}{2}p_m$, $\sigma_{11}^0 = \sigma_{12}^0 = 0$.

Задача решалась численно. Для этого на основе конечно-разностного метода "Тензор" была разработана программа PONY.

Расчеты показали, что в среде кроме радиального движения имеются также и тангенциальные смещения (рис.1). На поверхности полости происходит разгрузка статических напряжений, что приводит к генерированию поперечных волн (рис.2), причем, как показал численный эксперимент, характеристики поперечной волны не зависят

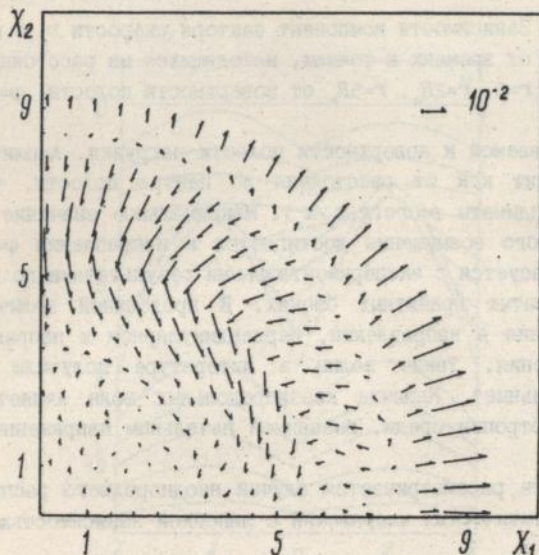


Рис.1. Поле скоростей в момент времени $t=0,304$.

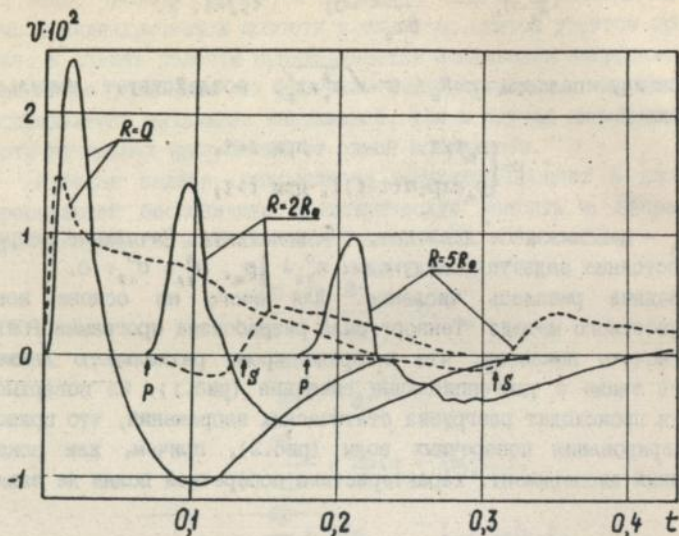


Рис. 2. Зависимости компонент вектора скорости v_r и v_ϕ от времени в точках, находящихся на расстояниях $r=0$, $r=2R_0$, $r=5R_0$ от поверхности полости, $\varphi=\pi/4$.

от прикладываемой к поверхности полости нагрузки. Амплитуда этой волны зависит как от расстояния до центра полости, так и от угловой координаты $\varphi = \arctg(x_2/x_1)$. Максимальное значение амплитуды поперечного возмущения достигается в направлении $\varphi = \pi/4$, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами по взрывам в одноосно сжатых гранитных блоках. В продольной волне имеются малые смещения в направлении, перпендикулярном к направлению ее распространения. Такие волны в литературе получили название "квазипродольные". Наличие квазипродольных волн является следствием анизотропии среды, вызванной начальным напряженным состоянием.

В работе рассматривается случай неоднородного распределения начальных статических напряжений с линейной зависимостью σ_{ii}^0 , где $i=1, 2, 3$, от x_2

$$\sigma_{ii}^0 = \sigma_{ii}^{0c} \left(1 - \frac{x_2}{H} \right), \quad i=1, 2, 3, \quad (3)$$

при этом $\sigma_{11} = \sigma_{33} = \sigma_{22} \lambda / (\lambda + 2\mu)$. Здесь σ_{11}^{00} напряжения на уровне центра полости, H - расстояние от центра полости до поверхности, где $\sigma_{11} = 0$. Такое распределение напряжений, обусловленное полем силы тяжести, имеет место в реальном горном массиве. Рассматривая задачу о расширении бесконечной цилиндрической полости в предварительно напряженной упругой среде с распределением напряжений (3) под действием импульсной нагрузки (2), можно смоделировать ударно-волновой процесс, возникающий от крупномасштабного взрыва в геологической среде с учетом литостатических напряжений. В случае неоднородного поля начальных статических напряжений симметрия относительно оси x_1 будет отсутствовать и задачу необходимо решать в одной из полуплоскостей, например, в полуплоскости $x_1 \geq 0$. Параметры начального напряженного состояния в уравнении (3) выбирались следующими: $\sigma_{22}^{00} = -P_m/2$, $H = 16,6R_0$.

Расчеты показали, что неоднородность поля начальных напряжений в виде линейной зависимости главных компонент тензора напряжений от одной координаты x_2 приводит к нарушению симметрии поля тангенциальных смещений относительно оси x_1 . Максимальное значение амплитуды, как видно из рис.3, достигается при $\varphi = \pi/4$ и

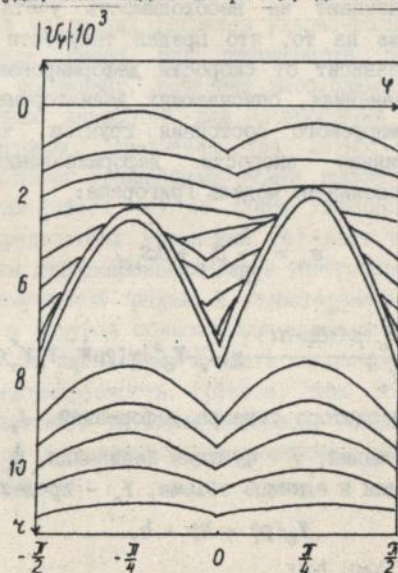


Рис.3. Зависимости компоненты скорости v_φ от координат r и φ .

$\varphi = -\pi/4$. Относительная разность амплитуд поперечных смещений в точках, находящихся на одинаковом расстоянии от поверхности полости и лежащих на прямых, которые проходят через начало координат соответственно под углами $\varphi = \pi/4$, $\varphi = -\pi/4$, возрастает с увеличением этого расстояния. Что касается радиальных смещений, то они остаются симметричными относительно оси x_2 .

Таким образом, наличие в среде начальных статических напряжений приводит к существенному изменению волнового поля. При этом появляются квазипродольные и квазипоперечные волны, которые отсутствуют в случае ненапряженного состояния.

Третья глава посвящена исследованию особенностей распространения нелинейных волн в упругопластической среде, подвергнутой различным начальным статическим нагрузкам.

В начале главы обсуждается проблема адекватного описания динамического поведения грунтов, в которых будут рассматриваться высокоградиентные волновые процессы при наличии начального поля напряжений. Отмечается, что многочисленные экспериментальные исследования указывают на необходимость учета релаксационных эффектов, а также на то, что предел текучести в таких средах практически не зависит от скорости деформирования, поэтому в определяющих уравнениях, описывающих девиаторные характеристики напряженно-деформируемого состояния грунтов, также не должно учитываться влияние скорости деформирования. Большинство исследователей используют модель Григоряна:

$$\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2\mu} \dot{S}_{ij} + \lambda S_{ij}, \quad (4)$$

где

$$\lambda = \frac{2\mu \dot{W}_p - Y_0(p) Y_0'(p) (dp/dt)}{2 Y_0^2} \chi [J_2 - Y_0^2] \chi [2\mu \dot{W}_p - Y_0 Y_0' (dp/dt)],$$

e_{ij} - компоненты девиатора тензора деформаций, J_2 - второй инвариант тензора напряжений, χ - функция Хевисайда, \dot{W}_p - мощность пластической деформации в единице объема, Y_0 - предел текучести

$$Y_0(p) = kp + b, \quad (5)$$

k, b - константы, $k \geq 0$, $b \geq 0$.

Однако, при численном моделировании ударно-волновых течений использование уравнений (4) в качестве определяющих приводит к определенным трудностям, в частности, для сглаживания высоко-

частотных осцилляций в зафронтовом течении необходимо использовать набор искусственных вязкостей, а процедура Уилкинса, применяемая для расчета компонент S_{ij} по уравнению (4) является достаточно громоздкой и имеет первый порядок точности. В настоящей работе для описания упругопластического поведения грунтов используются определяющие уравнения, в которых учитывается эффект:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2\mu} \dot{S}_{ij} + \frac{1}{\tau} \hat{\Phi} [\sqrt{J_2} - Y_0] \frac{S_{ij}}{\sqrt{J_2}}. \quad (6)$$

Функция $\hat{\Phi}(\xi)$ такая, что $\hat{\Phi}(\xi)=\xi$, если $\xi>0$ и $\hat{\Phi}(\xi)=0$, если $\xi\leq 0$. При $\tau\rightarrow 0$ (τ - время релаксации) уравнения (6) переходят в уравнения теории течения (4). Таким образом, выбрав конечное, но существенно малое значение τ , можно с достаточной степенью точности приблизиться к модели (4), описывающей поведение девиаторных характеристик напряженно-деформированного состояния мягких грунтов. Уравнения (6) применялись для описания динамического поведения металлов. Использование определяющих уравнений (6) для численных расчетов ударно-волновых движений в пластической среде имеет ряд преимуществ по сравнению с уравнениями (4): во-первых, исчезает необходимость использовать набор искусственных вязкостей для сглаживания высокочастотных осцилляций, во-вторых, уравнения (6) легко аппроксимируются конечно - разностными уравнениями более высокого порядка, чем уравнения Прандтля-Рейсса (4) по схеме Уилкинса и, в-третьих, использование определяющих уравнений (6) дает возможность рассчитывать процессы деформирования как в упругопластической, так и в упруговязкопластической средах. К недостаткам этой модели можно отнести то, что в упругой области для сглаживания высокочастотных колебаний все же необходимо вводить искусственную вязкость.

Объемная деформируемость грунтов, как показывают многочисленные эксперименты, во всем диапазоне скоростей деформаций хорошо описывается динамическим уравнением, учитывающим влияние скорости деформирования:

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{E(\epsilon)} \dot{\sigma} + \hat{F} [\sigma - f(\epsilon)]. \quad (7)$$

Здесь $\epsilon = \epsilon_{ii}$, $\sigma = 1/3\sigma_{ii}$, $\hat{F}(\xi) = 0$ при $\xi \leq 0$ и

$$F(\xi) = \eta \xi^m \quad (8)$$

Предельная динамическая и статическая диаграммы имеют вид:

$$\sigma = E(\varepsilon + m\varepsilon^y), \quad (9)$$

$$\sigma = K \left(\varepsilon + m_1 \varepsilon^{y_1} \right). \quad (10)$$

В уравнениях (8) - (10) η , α , E , K , m , m_1 , y , y_1 , - экспериментально определяемые константы.

На основе известного метода "Тензор" построена схема и разработан пакет программ WJAZ для расчета двумерных нелинейных волновых движений в упругопластической среде. Определяющие уравнения аппроксимируются конечно-разностными уравнениями второго порядка. Показано, что разностные уравнения, аппроксимирующие определяющие уравнения (6) в первом порядке при $\tau=0$ превращаются в процедуру Уилкинса, а также, что схема второго порядка аппроксимации для уравнений (6) при условии $\tau=0(\Delta t^2)$, со вторым порядком точности аппроксимирует уравнения Прандтля-Рейсса (4). Таким образом, выбрав достаточно малое время релаксации τ в определяющих уравнениях (6), можно численно решать задачи динамики мгновенно релаксирующей среды.

Доказательство сходимости решения разностной задачи к решению дифференциальной задачи представляет значительные трудности ввиду нелинейности исходной системы дифференциальных уравнений. Поэтому в настоящей работе для оценки точности решений, получаемых с помощью предложенной схемы, решался ряд тестовых задач. В упругой области схема тестировалась путем сравнения численного решения задачи о расширении сферической полости в бесконечном упругом пространстве при действии экспоненциально убывающей импульсной нагрузки с аналитическим решением, полученным Блейком. Тестирование схемы с определяющими уравнениями, описывающими упругопластическую среду, чувствительную к скорости деформирования, осуществлялось путем сравнения решения плоской одномерной задачи о распространении волны сжатия в суглинке с решением этой же задачи методом характеристик.

Константа τ в определяющих уравнениях (6) находилась из сравнения численных решений одномерных тестовых задач о распространении импульсных плоских возмущений в глине и в суглинке с

использованием различных уравнений состояния (4) и (6). Величина τ подбиралась таким образом, чтобы решение тестовой задачи с использованием определяющих уравнений (6) как можно точнее приблизить к решению той же задачи, в которой динамическое поведение среды моделировалось уравнением Прандтля-Рейсса (4), а именно, чтобы фронт волны нагрузки "размывался" на одинаковое количество ячеек и чтобы энергия диссипации в обоих случаях совпала. При использовании уравнений Прандтля-Рейсса в схему вводилась искусственная вязкость.

Схема для расчетов упругопластических течений с использованием процедуры Уилкинса в свою очередь тестировалась путем сравнения с точным решением задачи о распространении возмущения, вызванного внезапным приложением, а затем монотонным убыванием нагрузки на конце стержня, поведение которого описывается моделью Прандтля.

С помощью описанных выше схем решено ряд задач о распространении импульсных возмущений в упругопластических средах при отсутствии начальных напряжений. Одной из таких задач является задача о высокоскоростном ударе. Рассматривается одномерное ударно-волновое движение с плоской симметрией. Динамическое поведение деформируемой среды описывается уравнениями Прандтля-Рейсса (4). Проведены расчеты для ударов алюминиевого ударника по мишеням из пяти различных твердых материалов. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Моделируются процессы распространения плоских волн в глине, в математической модели которой учитываются релаксационные эффекты. К границе вязкопластического полупространства прикладывается импульсная нагрузка в виде бесконечной ступеньки

$$x_1=0, \quad \sigma_{11} = \sigma_{11}^b = \text{const}, \quad \sigma_{12}=0. \quad (11)$$

В расчетах варьируется амплитуда нагрузки σ_{11}^b , а также константы k и μ в уравнениях (5) и (6). Посчитан вариант, когда объемная деформируемость описывается уравнением динамической диаграммы (9). Рассматривается также случай, когда на границу упруговязкопластического полупространства воздействует как нормальная, так и сдвиговая нагрузки

$$x_1=0, \quad \sigma_{ij} = \sigma_{ij}^b, \quad i, j = 1, 2, \quad (12)$$

где $\sigma_{11}^b = -1$, $\sigma_{22}^b = 0$, и $\sigma_{12}^b = -0,2$. Величины σ_{ij}^b приведены к

безразмерному виду следующим образом: $\sigma_{ij}^b = \tilde{\sigma}_{ij}^b / \tilde{p}_0$, где величины с тильдой размерные, \tilde{p}_0 — амплитуда импульсной нагрузки $\tilde{p}_0 = 8,16 \cdot 10^6$ Па. При таких условиях по полупространству распространяются две волны — чисто продольная и чисто поперечная.

Моделируется распространение нелинейных волн в упруго-вязкопластической среде для некоторых случаев предварительно напряженного состояния. Начальное поле статических напряжений выбирается таким, чтобы среда находилась в пластическом состоянии. Сначала рассматривается распространение плоской продольной волны в упругопластической среде, сжатой в направлении ее распространения. В отличие от случая ненапряженного состояния в такой волне, как показывают расчеты, отсутствует упругий предвестник.

Если среда в начальный момент подвергнута малому сдвиговому усилию

$$t=0, \quad \sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = 0, \quad \sigma_{12}^0 = -0,1, \quad (13)$$

а на поверхность полупространства воздействует импульсная нагрузка (11), то в продольной волне происходит разгрузка статических касательных напряжений и по полупространству распространяется квазипродольная волна. В такой волне присутствуют малые смещения в направлении, перпендикулярном к направлению ее распространения (рис.4). Аналогичный эффект получен и для варианта, когда в начальный момент среда подвергается как сдвиговому, так и сжимающему усилию, причем сдвиговое усилие мало. Наличие фазы разгрузки в импульсе не устраняет этот эффект.

Для случая, когда величина начальных касательных напряжений сравнима с величиной нормальной нагрузки, прикладываемой к поверхности полупространства, получено, что на фронте продольной волны уже не происходит разгрузки статических сдвиговых напряжений и по среде распространяются две волны — чисто продольная и чисто поперечная (рис.5).

Аналитически, с помощью асимптотического метода, исследуется структура квазипродольной волны, распространяющейся в упруго-вязкопластической среде, подвергнутой малой сдвиговой деформации. Динамическое поведение среды описывается определяющими уравнениями (6). Для нулевого приближения получено точное решение, описывающее поведение нормальной $\sigma_{11}^{(0)}$ и тангенциальной $S_{12}^{(0)}$ компонент тензора напряжений на фронте волны (рис.6). Ширина квазипродольной волны со временем возрастает, причем это возрас-

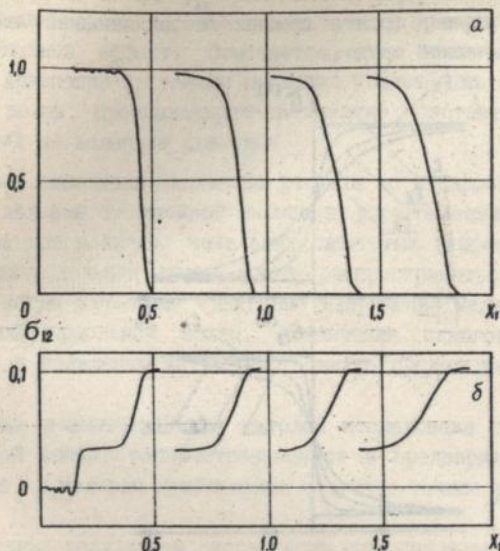
σ_{11} 

Рис. 4. Зависимости $\sigma_{11}(x_1)$ (а) и $\sigma_{12}(x_1)$ (б) для моментов времени $t=0,66 \cdot 10^{-2}$; $1,32 \cdot 10^{-2}$; $1,98 \cdot 10^{-2}$; $2,64 \cdot 10^{-2}$.

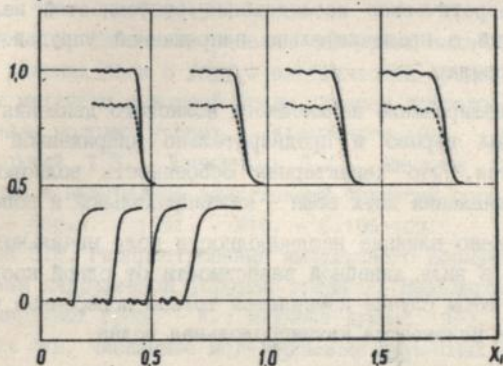
 σ_{ij} 

Рис. 5. Зависимости $\sigma_{11}(x_1)$ (сплошные кривые сверху); $\sigma_{22}(x_1)$ (штрихованные кривые); $\sigma_{12}(x_1)$ (сплошные кривые снизу) для моментов времени $t=0,32 \cdot 10^{-2}$; $0,64 \cdot 10^{-2}$; $0,99 \cdot 10^{-2}$; $1,13 \cdot 10^{-2}$.

тание имеет место как для компоненты σ_{11} , так и для компоненты S_{12} . Увеличение ширины фронта связано с диссипацией энергии в упруговязкопластической среде.

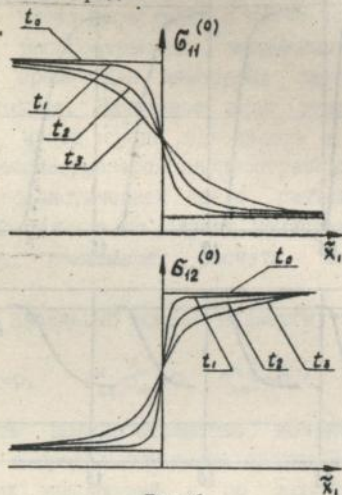


Рис. 6

ВЫВОДЫ

1. Проведено теоретическое исследование особенностей нелинейных волновых движений в предварительно напряженной упругой и упругопластической средах.
2. Выполнено моделирование нелинейного волнового движения, возникающего во время взрыва в предварительно напряженной упругой среде. Отмечается, что характерная особенность волнового поля заключается в появлении двух волн – квазипродольной и поперечной.
3. Проанализировано влияние неоднородности поля начальных напряжений, заданной в виде линейной зависимости от одной координаты. Показано, что в этом случае изменяются только поперечные смещения и практически не искажается квазипродольная волна.
4. Разработан алгоритм, создана и оттестирована программа на основе конечно-разностного метода "Тензор" для расчетов двумерных нелинейных волновых течений в упругопластической среде, чувствительной к скорости деформирования.
5. Проведено численное моделирование процессов распространения

плоских нелинейных волн в глине с использованием предельной динамической диаграммы, а также динамического уравнения, учитывающего релаксационный эффект. Отмечается, что использование динамического уравнения состояния приводит к изменению структуры фронта ударной волны. Проанализировано влияние констант в определяющих уравнениях на волновое движение.

6. Впервые выполнены численные расчеты по распространению плоской квазипродольной нелинейной волны в упругопластическом полупространстве при наличии начальных сдвиговых напряжений. Получено, что квазипродольная волна может распространяться только в том случае, когда начальные сдвиговые напряжения малы по сравнению с амплитудой продольной волны. Увеличение сдвигового напряжения приводит к появлению двух волн - чисто продольной и чисто поперечной.

7. Впервые асимптотическим методом исследована структура квазипродольной волны, распространяющейся в предварительно напряженной среде. В нулевом приближении получено точное решение.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Белинский И.В., Микуляк С.В. О пределах применимости модели упруго-пластического тела для описания высокоскоростного удара // Краевые задачи математической физики. - К.: Наукова думка, 1990. - с.150-154.
2. Микуляк С.В. Численное решение двумерных задач по распространению ударных волн в упруго-пластической среде // Численные методы механики сплошной среды. Тезисы докладов III Всесоюзной школы молодых ученых. - Красноярск, 1991. - С.148.
3. Белінський І.В., Даниленко В.А., Микуляк С.В. Імпульсні збурення в поперечно напруженому пружному середовищі // ДАН УРСР. - Сер.А. - 1991. - №10. - С.106-109.
4. Микуляк С.В. Распространение импульсного возмущения в предварительно напряженной упругой среде // Моделирование динамики деформируемых сред. - К.: Наукова думка, 1993. - С. 62-65.
5. Микуляк С.В. Численное моделирование двумерных ударно-волновых течений в упруго-пластической среде. // Краевые задачи математической физики. - К.: Наукова думка, 1993. - С. 116-121.
6. Микуляк С.В. Распространение импульсных возмущений в упругой среде с начальными статическими напряжениями. - / Препринт. АН Украины Ин-т. геофизики/. - К., 1992. - 20с.

7. Белінський І.В., Даниленко В.А., Микуляк С.В. Про структуру квазіпоздовжньої хвилі в пружнов'язкопластичному середовищі // ДАН Укр.- 1993. - №3 - С. 105-109.
8. Белинский И.В., Даниленко В.А., Микуляк С.В. Нелинейные волны в предварительно напряженных горных породах//Тезисы докладов 10 Международной конференции по механике горных пород. - М., 1993. - С.34.
9. Белинский И.В., Даниленко В.А., Микуляк С.В. Импульсные возмущения в среде с начальными напряжениями // Геофизический журнал. - 1994. - №1 - С. 72-77.

С. Микуляк

Підп. до друку 24.03.94

Формат 60×84^{1/16}.

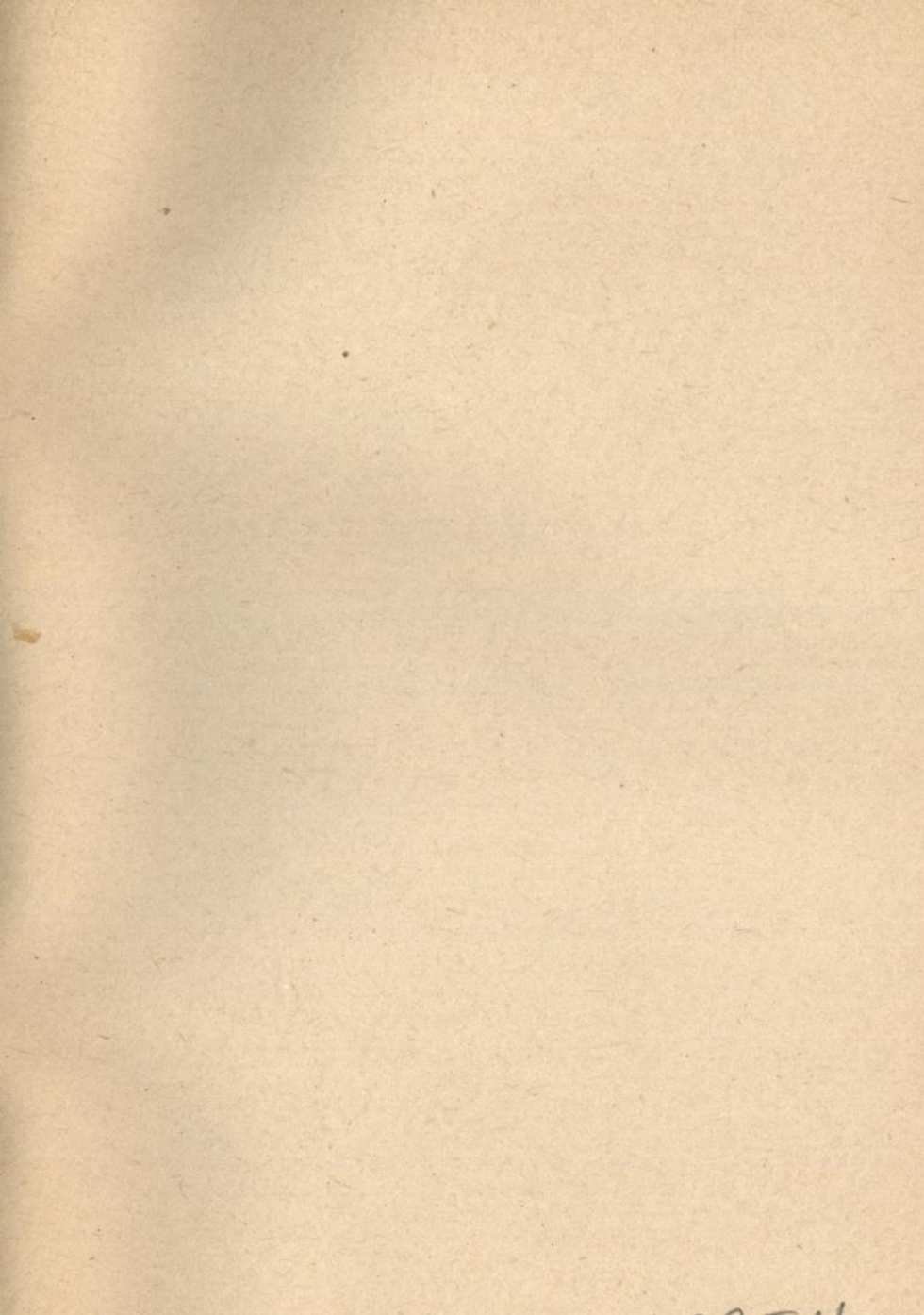
Папір друк. № 3. Спосіб друку офсетний. Умовн. друк. арк. 093.

Умовн. фарбо-відб. 104. Обл.-вид. арк. 10.

Тираж 120. Зам. № 4-1422.

Фірма «ВІПОЛ»

252151, Київ, вул. Волинська, 60.



AB 29.877

AB 29.877