

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Дубна

P11-2000-263

**И.В.Амирханов, Е.В.Земляная, И.В.Пузынин,
Т.П.Пузынина, И.Сархадов**

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОУПРУГИХ
ЭФФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ ПРИ ИХ ОБЛУЧЕНИИ
ИМПУЛЬСНЫМИ ПУЧКАМИ ИОНОВ***

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 0001 00617

2000

1. Введение

Появление оптических квантовых генераторов, ускорителей сильноточных электронных пучков и мощных импульсных пучков ионов создало уникальную возможность изучения воздействия концентрированных потоков энергии на материалы (см. обзор [1] и ссылки в нем). Это одно из наиболее перспективных направлений пучковой технологии с точки зрения модификации свойств материалов (микротвердость, износостойкость, коррозионная стойкость, жаростойкость и т.д.) [1-6], при котором можно целенаправленно изменять элементный состав и структурно-фазовое состояние приповерхностных слоев путем импульсной термообработки.

Взаимодействие пучков заряженных частиц с поверхностью металлов и сплавов способно вызвать поле напряжений во всей облучаемой среде. Это явление, видимо, играет важную роль в процессе радиационной обработки поверхности. При воздействии заряженных частиц на поверхность твердых тел существует ряд каналов образования упругих напряжений [3]. Важным источником напряжений служат термомеханические эффекты.

В настоящей работе исследуется модель эволюции термоупругих волн под воздействием импульсного потока ионов. Изучается связь формы термоупругой волны с формой и местоположением источника, влияние температуры на скорость термоупругой волны, режим усиления и погашения термоупругих волн и другие эффекты.

2. Исходные уравнения

Моделирование формирования термоупругих волн в металлах при воздействии интенсивных пучков ионов было выполнено в работах [7]. Как и в [7], анализ термоупругих процессов мы проводим на базе следующей системы уравнений [8] ($\sigma = \sigma(x, t)$, $T = T(x, t)$):

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = v_s^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} - \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$(1 + g_0 T) \frac{\partial T}{\partial t} = k_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \beta T \frac{\partial \sigma}{\partial t} + q, \quad (2)$$

при $0 < x < 1$, $t > 0$ со следующими начальными и граничными условиями:

$$T(x, 0) = \text{const}; \quad \sigma(x, 0) = \frac{\partial \sigma(x, 0)}{\partial t} = 0; \quad 0 \leq x \leq 1; \quad (3)$$

$$\sigma(0, t) = \sigma(1, t) = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=1} = 0, \quad t \geq 0, \quad (4)$$

которые означают, что до момента включения источника в образце отсутствуют термоупругие волны и образец термоизолирован. Система уравнений (1)-(2)

с начальными и граничными условиями (3)-(4) записана в безразмерных величинах. Здесь $\sigma = \sigma(x, t)/\sigma_0$ ($\sigma_0 = 2,2 \cdot 10^6$ Па) – напряжение, $T = T(x, t)/T_0$ ($T_0 = 293$ К) – температура, $x = x/l_0$ ($l_0 = 10^{-5}$ м – толщина облучаемого образца) – расстояние от поверхности образца, время $t = t/\tau$ ($\tau = 3 \cdot 10^{-7}$ с – время действия источника; при $t = 1$ источник выключается), $x_1 = R_0/l_0$ ($R_0 = 7 \cdot 10^{-7}$ м – свободная длина пробега ионов) – глубина проникновения ионов в образец.

Безразмерные постоянные v_s^2 , α , k_0 , β , g_0 определяются физическими свойствами образца по формулам

$$v_s^2 = \frac{E\tau^2}{\rho_0 l_0^2}, \quad \alpha = \frac{E\alpha_T T_0}{\sigma_0}, \quad k_0 = \frac{\lambda_0 \tau}{c_0 \rho_0 l_0^2}, \quad \beta = \frac{\alpha_T \sigma_0}{c_0 \rho_0}, \quad g_0 = \frac{E\alpha_T^2 T_0}{c_0 \rho_0}, \quad (5)$$

где E – модуль Юнга, ρ_0 – плотность, α_T – коэффициент объемного расширения, c_0 – теплоемкость, λ_0 – теплопроводность металла.

Функция $q(x, t)$, описывающая влияние пучка заряженных частиц на образец (функция источника), определяется следующим выражением:

$$q(x, t) = q_0 \tilde{q}(x, t), \quad (6)$$

где

$$q_0 = \frac{E_0 j_{max} \tau}{2ZeR_0 c_0 \rho_0 T_0} \quad (7)$$

(см. приложение) – безразмерная постоянная, которая выражает мощность теплового источника, E_0 , j_{max} , Ze – энергия, плотность тока и заряд ионов соответственно. Функция $\tilde{q}(x, t)$ описывает форму и способ воздействия источника и задается из физических соображений, учитывая характеристики пучка и свойства мишени; $\tilde{q}(x, 0) = 0$ при $0 \leq x \leq 1$, т.е. при $t = 0$ пучок частиц еще не действует на мишень. Ниже приведем несколько частных видов задания функции $\tilde{q}(x, t)$:

1.

$$\tilde{q}(x, t) = q_1(x) q_2(t), \quad (8)$$

где $q_1(x)$ – потери энергии ионом как функция от координаты x , $q_2(t)$ – временная зависимость плотности тока ионов:

а)

$$q_1(x) = \begin{cases} 1, & \text{при } 0 \leq x < x_1, \\ 0, & \text{при } x_1 \leq x \leq 1; \end{cases}$$

$$q_2(t) = \begin{cases} 1, & \text{при } 0 < t < 1, \\ 0, & \text{при } 1 \leq t < \infty; \end{cases} \quad (9)$$

б)

$$q_1(x) = \frac{1}{1 + e^{\mu_1(x - x_1)}}, \quad 0 \leq x \leq 1,$$

$$q_2(t) = \begin{cases} 0, & t = 0, \\ \frac{1}{1 + e^{\mu_2(t - 1)}}, & 0 < t < \infty. \end{cases} \quad (10)$$

2. а)

$$\tilde{q}(x, t) = \begin{cases} \left. \begin{array}{l} 1, \quad 0 \leq x < x^* \\ 0, \quad x^* \leq x \leq 1 \end{array} \right\} & 0 < t \leq t_1, \\ \left. \begin{array}{l} 1, \quad 0 \leq x < x_1 \\ 0, \quad x_1 \leq x \leq 1 \end{array} \right\} & t_1 < t \leq 1, \\ \left. \begin{array}{l} 0, \quad 0 \leq x < x^{**} \\ 1, \quad x^{**} \leq x \leq x_1, \end{array} \right\} & 1 < t \leq 1 + t_2, \\ 0, \quad 0 \leq x \leq 1 & 1 + t_2 < t < \infty, \quad t = 0; \end{cases} \quad (11)$$

б)

$$\tilde{q}(x, t) = q_{11}(x, t) q_{22}(x, t) q_{33}(x),$$

$$q_{11}(x, t) = \frac{1}{1 + e^{-\mu_3(t - \frac{t_1}{x_1}x)}},$$

$$q_{22}(x, t) = \frac{1}{1 + e^{\mu_4(t - 1 - \frac{t_2}{x_1}x)}}, \quad (12)$$

$$q_{33}(x) = \frac{1}{1 + e^{\mu_5(x - x_1)}}.$$

В источниках (9)-(10) влияние пучка на образец на расстояние $0 \leq x \leq x_1$ предполагается мгновенным. В источниках (11)-(12) учитываем запаздывания их срабатывания в момент включения (время t_1) и в момент выключения (время t_2). Соответственно этому, x^* и x^{**} определяются формулами $x^* = \frac{x_1 t}{t_1}$ и $x^{**} = \frac{x_1}{t_2}(t - 1)$. С физической точки зрения это более оправданно, поскольку реальная система обладает "инерционностью". Параметры $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4, \mu_5$ учитывают гладкость функции источника. В дальнейшем мы воспользуемся источниками (9)-(10), для которых положим $\mu_1 = \mu_2 = 200$.

3. Метод численного решения

Для решения системы уравнений (1)-(2) с начальными и граничными условиями (3)-(4) используем конечно-разностный метод. Введем равномерную прямоугольную сетку $\{x_i = ih_x (i = 0, 1, \dots, m), t_j = jt_t (j = 0, 1, \dots, n)\}$; h_x и

h_t – соответственно шаги по переменным x и t . При этом используем следующую явную схему порядка $O(h_x^2 + h_t)$:

$$\frac{\sigma_i^{j+1} - 2\sigma_i^j + \sigma_i^{j-1}}{h_t^2} = v_s^2 \frac{\sigma_{i+1}^j - 2\sigma_i^j + \sigma_{i-1}^j}{h_x^2} - \alpha \frac{T_i^{j+1} - 2T_i^j + T_i^{j-1}}{h_t^2}, \quad (13)$$

$$(1 + g_0 T_i^j) \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{h_t} = k_0 \frac{T_{i+1}^j - 2T_i^j + T_{i-1}^j}{h_x^2} - \beta T_i^j \frac{\sigma_i^{j+1} - \sigma_i^j}{h_t} + q_i^j, \quad (14)$$

$$i = 1, 2, \dots, m-1; \quad j = 1, 2, \dots, n;$$

$$T_i^1 = T_i^0 = 1; \quad \sigma_i^1 = \sigma_i^0 = 0; \quad i = 1, \dots, m-1; \quad (15)$$

$$\sigma_0^j = \sigma_m^j = 0; \quad T_0^j = \frac{4T_1^j - T_2^j}{3}; \quad T_m^j = \frac{4T_{m-1}^j - T_{m-2}^j}{3}; \quad j = 0, 1, \dots, n. \quad (16)$$

Начальные и граничные условия (3)–(4) в дискретных формах (15), (16) позволяют определить значения T_i^j , σ_i^j ($i = 0, 1, \dots, m; j = 0, 1$), а потом, решая уравнения (13) и (14) относительно T_i^{j+1} и σ_i^{j+1} при $i = 1, 2, \dots, m-1; j = 1$, найти значения температуры и напряжения во всех внутренних точках отрезка $[0, 1]$ во втором временном слое. В граничных точках значения температуры и напряжения определяются граничными условиями (16) при $j = 2$. Аналогично по значениям первого и найденного второго временных слоев определяются значения температуры и напряжения в третьем временном слое и т.д.

Для устойчивости схемы шаги h_x и h_t должны удовлетворять условию Куранта

$$\gamma = \frac{v_s h_t}{h_x} \leq 1.$$

Поэтому, задавая h_x и γ , шаг по времени вычисляем по формуле

$$h_t = \frac{\gamma h_x}{v_s}.$$

При этом h_t , h_x должны удовлетворять также условию [9]

$$\frac{k_0 h_t}{h_x^2} \leq \frac{1}{2}.$$

Точность численных результатов зависит от выбора h_x , h_t и их соотношения.

Для проверки правильности работы программы была рассмотрена следующая упрощенная система (1)–(2). При $\alpha = 0$ уравнение (1) превращается в волновое уравнение, которое решаем со следующими начальными условиями:

$$\sigma(x, t)|_{t=0} = \sigma_0 e^{-\mu(x-x_0-v_s t)^2} |_{t=0} = \sigma_{00}(x),$$

$$\frac{\partial \sigma(x, t)}{\partial t} |_{t=0} = 2\mu v_s (x-x_0) \sigma_{00}(x),$$

где $x_0 = 0,5$, а параметр μ выбираем так, чтобы граничные условия $\sigma(0,t) = \sigma(1,t) = 0$ выполнялись с заданной точностью. Если $\mu = 200$, то это условие выполняется с точностью 10^{-8} . При малых значениях времени t эта волна практически совпадает с волной, которая возникает при решении системы двух уравнений (1)-(2).

Мы численно исследовали эволюцию волны $\sigma(x,t)$ (при $\alpha = 0$), которая должна сохранять свою форму, в частности, до момента времени $t = 2$. На рисунке 1 приведены последовательные графики в моменты $t_k = 0,25k$ ($k = 0,1,\dots,8$) (с максимумом амплитуды волны в $x = 0,5$) этих волн. Как видно, все 9 графиков в выбранном масштабе практически совпадают. При этом $\max|\sigma(x,0) - \sigma(x,2)| \leq 2,2 \cdot 10^{-10}$ при $0 \leq x \leq 1$. Эти результаты получены при $\gamma = 1$ и $h_x = 0,001$.

Были проведены численные эксперименты для системы (1)-(2) с начальными и граничными условиями (3)-(4) для различных значений γ и шага h_x при $\alpha \neq 0$. На рисунках 3 приведены результаты счета для $\gamma = 0,4; 0,7; 0,85; h_x = 1/500$ и $\gamma = 0,85; h_x = 1/1000$. На рисунках 4 приведены аналогичные результаты при $\beta = 0$. Из всего этого видно, что последние значения γ и h_x более оптимальные, потому что при этих значениях все колебания, связанные с численными ошибками, практически исчезают.

4. Численный эксперимент и его обсуждение

Мы исследуем в рамках математической модели термоупругие волны в образце из железа, которые возникают при импульсном облучении ионами углерода. В расчетах были использованы следующие характеристики ионного пучка: $E_0 = 250 \div 350$ кэВ; $j_{max} = 200 \div 1000$ А/см²; $Z = 1$ и теплофизические параметры железа: $\rho_0 = 7870$ кг/м³, $c_0 = 456$ Дж/кгК, $\lambda_0 = 78,2$ Вт/мК, $\alpha_T = 1,2 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹. Тогда постоянные v_s , α , β , g_0 , k_0 и q_0 принимают следующие приближенные значения:

$$v_s = 151,2338, \quad \alpha = 319,6363, \quad \beta = 7,356383 \cdot 10^{-6}, \\ g_0 = 2,35136761 \cdot 10^{-3}, \quad k_0 = 6,5371497 \cdot 10^{-2}, \quad q_0 = 59,4392.$$

Теперь переходим к обсуждению численных результатов решения системы (13)-(14) с начальными и граничными условиями (15)-(16) при $h_x = 0,001$, $\gamma = 0,85$, $h_t = \gamma h_x / v_s$ для различных источников (8)-(10), где $x_1 = 0,07$.

При включении прямоугольного источника (8)-(9) после 40-50 шагов по времени формируется термоупругая волна с отрицательной амплитудой, которая движется от поверхности $x = 0$ вглубь к $x = 1$. На границе при $x = 1$ амплитуда волны меняет знак и волна движется в обратном направлении (рис. 2). На рисунке 5 (с.21) приведены результаты расчетов температуры $T(x,t)$ в образце после каждого промежутка времени $\Delta t = 0,25$ до момента выключения источника. На рисунках 6 приведены аналогичные зависимости для термоупругого напряжения $\sigma(x,t)$ при прямоугольном (рис.6а,б) и гладком (рис.6в,г) источниках.

Как мы уже отметили, при правильном выборе шагов h_x , h_t в "хвостах" волн исчезают колебания (см. рис.3,4), связанные с ошибками вычислений. Амплитуда волны со временем уменьшается. Но, как видно, наряду с уменьшением "главной" амплитуды, в передней части волны в направлении ее движения появляется волновой фронт с обратным знаком. Его проявление, которое при изменении шагов h_x , h_t не исчезает, на наш взгляд, происходит от того, что скорость волны в области расположения источника больше, чем вдали от источника.

При $\beta = 0$ эффект появления волнового фронта исчезает (см. рис.4), скорость волны перестает зависеть от температуры. Как увидим в дальнейшем из (21), это действительно так. Но, несмотря на то, что значение β мало ($\sim 10^{-5}$), этим членом в системе уравнений пренебрегать нельзя.

Для прямоугольного источника (8)-(9) после его выключения наряду с вышеупомянутой волной появляется новая волна с противоположным знаком амплитуды, которая движется с отставанием в том же направлении. На рисунке 7а показано смещение вправо первой волны, которая в момент включения источника находится в середине отрезка. Моменты времени $t = t_k$ подобраны так, чтобы минимум волны смещался с шагом $\Delta x = 0,1$ по оси x . После "отражения" старой волны от границы $x = 1$ и движения в обратном направлении новая волна движется навстречу старой волне. На рисунке 7б показана динамика "старой" (минимум при $x = 0,7$) и "новой" (максимум при $x = 0,2$) при $1 \leq t \leq 1,5$. Моменты времени $t = t_k$ подобраны таким образом, чтобы минимум и максимум соответствующих волн были неподвижны. Как видно, амплитуды обеих волн уменьшаются. Уменьшения амплитуд связаны с расширением волновых фронтов. При $\beta = 0$, когда волновой фронт отсутствует, амплитуды волн уменьшаются незначительно (рис. 4г).

На рисунках 8 показана зависимость от времени минимума волны, возникающей при включении источника, и максимума волны, возникающей при его выключении. Видно, что амплитуды обеих волн уменьшаются со временем.

Интересно проследить эволюцию формы волны в случае, когда источник отстоит от поверхности. Рассмотрим функцию источника $q_1(x) = 1$ при $x_1 \leq x \leq x_2$ ($x_1 = 0,07$, $x_2 = 0,14$) и $q_1(x) = 0$ при $x > x_2$ или $x < x_1$. Функция $q_2(t)$ определяется как в источнике (9). На рисунках 9 показаны формирование термоупругой волны (рис.9а) и движение сформированной волны к границе $x = 1$ и обратно после отражения (рис. 9б). Было установлено, что чем дальше источник от поверхности, тем шире волна. Если $x_1 \geq 0,5$, то термоупругая волна движется к границе $x = 0$. Если $x_1 + x_2 = 1$, то ширина волны максимальна. При этом из области расположения источника волна начинает расширяться в обе стороны до границ образца. После этого волна начинает сужаться до исчезновения в середине образца, а потом волна меняет знак амплитуды и ситуация повторяется при обратном знаке амплитуды. Волна как будто помнит место своего "рождения" (т.е. место расположения источника).

На рисунке 9в приведена зависимость $T(x, t)$ для момента времени $t = 10/v_s$,

т.е. после того, когда сформированная волна успела 5 раз пройти в образце.

Формирование волны при этом представляет собой сложный процесс. От источника к обеим границам в противоположных направлениях непрерывно движутся фронты термоупругих волн. Пусть источник расположен ближе к первой границе. Тогда фронт волны, которая движется к первой границе, достигнет ее раньше и отразится от нее. Фронт отраженной волны отстает от фронта волны, которая движется к другой границе ($x = 1$), и на этом заканчивается формирование волны. Чем дальше источник от границы, тем больше отставание отраженной волны от волны, бегущей к другой границе, и в результате сформированная волна будет иметь большую ширину.

Так как упругие волны, возникающие в момент включения и в момент выключения источника, имеют разные знаки ($\sigma < 0$ и $\sigma > 0$), то специальным подбором длительности работы источника можно добиться уменьшения амплитуды упругой волны, возникающей при их взаимодействии. На рисунке 10а показана бегущая волна до момента выключения источника, а на рисунке 10б – после выключения источника. Как видно, волна почти исчезла. Аналогичным путем можно достичь и усиления волны.

На рисунке 5 видно, что при $t \sim 1$ температура $T_1 = T(x = 0,1; t \approx 1) \approx 14$ и $T_2 = T(x = 0,9; t \approx 1) \approx 1$, т.е. $T_1 > T_2$. Численным экспериментом было установлено, что скорость движения волны больше там, где температура выше. Для этого вблизи источника в точке $x = 0,3$ и вдали от источника в точке $x = 0,7$ каждый раз отмечали время, когда максимум или минимум амплитуды волны проходил через данные точки. Пусть первый раз минимум амплитуды волны проходил через точку $x = 0,7$ в момент времени t_1 и после отражения от правой границы максимум амплитуды волны снова проходил через эту же точку в момент времени t_2 . Волна при этом прошла расстояние $\Delta x = 0,6$. Скорость волны находим по формуле $v = \Delta x / (t_2 - t_1)$. Аналогично находим скорость волны вблизи области расположения источника в точке $x = 0,3$. По нашим численным экспериментам средняя скорость волны в точке $x = 0,3$ достигает значения $v_1 = 152,86$, а в точке $x = 0,7$ – значения $v_2 = 151,43$. Скорость v_s , которая входит в волновое уравнение, имеет значение $v_s = 151,23$. Максимальная скорость в точке $x = 0,3$ при $t = 1,5$ имеет значение $v_{max} = 154,27$. Как видно, скорость в точке $x = 0,3$ больше скорости в точке $x = 0,7$.

5. Исходная модель в других переменных

При численном решении системы уравнений (1)-(2) вторая производная от температуры по времени $\partial^2 T / \partial t^2$ вычисляется с помощью уравнения теплопроводности, в котором присутствует лишь первая производная от температуры по времени $\partial T / \partial t$. Для проверки расчетов мы преобразовали исходные уравнения к такому виду, в котором не присутствует $\partial^2 T / \partial t^2$, путем ввода новой величины

$S(x, t)$, определяемой через напряжение $\sigma(x, t)$ по следующей формуле:

$$S(x, t) = \int_0^t \sigma(x, \xi) d\xi.$$

Преобразованные уравнения (1)-(2) при этом принимают следующий вид:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = v_{s1}^2 \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} - \alpha \frac{k_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q}{1 + g_1 T}, \quad (17)$$

$$(1 + g_0 T) \frac{\partial T}{\partial t} = k_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \beta T \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + q. \quad (18)$$

Начальные и граничные условия (3)-(4) принимают вид

$$S(x, 0) = \frac{\partial S(x, 0)}{\partial t} = 0, \quad T(x, 0) = 1, \quad (19)$$

$$\frac{\partial S(0, t)}{\partial t} = \frac{\partial S(1, t)}{\partial t} = \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial T(1, t)}{\partial x} = 0. \quad (20)$$

Здесь

$$v_{s1}^2 = v_s^2 \frac{1 + g_0 T}{1 + g_1 T}, \quad g_1 = g_0 - \alpha \beta. \quad (21)$$

После решения данной системы по найденной величине $S(x, t)$ можно легко определить $\sigma(x, t)$ по формуле $\sigma = \partial S / \partial t$. Для численного решения системы уравнений (17)-(18) с граничными условиями (19)-(20) аналогично решению системы уравнений (1)-(2) с граничными условиями (3)-(4) использовалась разностная схема порядка $O(h_x^2 + h_t)$. Из первого уравнения сразу определяется S_i^{j+1} , а затем из второго уравнения по найденным S_i^{j+1} определяется T_i^{j+1} . Здесь $S(x, t)$ служит как вспомогательная величина для определения $\sigma(x, t)$ по формуле $\sigma_i^j = (S_i^{j+1} - S_i^{j-1}) / 2h_t$. Как видно, скорость v_{s1} зависит от температуры, а при $\alpha = 0$ или $\beta = 0$ она перестает зависеть от температуры. Поскольку g_0 очень малая величина, то эта зависимость слабая. Эффект возникновения волнового фронта мы связывали с зависимостью скорости волны от температуры. При $\alpha = 0$ или $\beta = 0$ данный эффект должен исчезать. В результате расчетов мы убедились, что это действительно так.

На рисунках 11 показаны результаты аналогичных расчетов для преобразованной задачи (17)-(21) ($\sigma_2(x, t)$), из которых видно, что результаты практически совпадают с полученными для задачи (1)-(4) ($\sigma_1(x, t)$). При этом $\max |\sigma_1(x, 1) - \sigma_2(x, 1)| \leq 2,31 \cdot 10^{-2}$ при $0 \leq x \leq 1$. В дальнейшем система (17)-(18) может оказаться более удобной для моделирования обсуждаемого физического процесса.

6. Заключение

Численным моделированием установлены следующие эффекты:

- термоупругая волна возникает сразу после включения, а также после выключения источника, а их взаимодействие происходит при движении на встречных направлениях;
- с течением времени амплитуда волны уменьшается и в передней части в направлении движения волны возникает волновой фронт с обратным знаком;
- форма волн включения и выключения зависит от формы и места расположения источника;
- удачным выбором моментов включения и выключения источника, т.е. регулируя длительность работы источника, можно достигать погашения или усиления термоупругих волн включения и выключения;
- скорость движения волны больше там, где температура выше.

Результаты моделирования находятся в согласии с результатами работы [7] и дополняют их. Дальнейшее развитие модели мы связываем с уточнением граничных условий, изложенных в приложении, а также с введением в систему (1)-(2) факторов, моделирующих эффекты пластичности материалов.

Один из авторов выражает благодарность Я. Буше и В. Рушаю за помощь при оформлении данной работы.

7. Приложение

В уравнении теплопроводности (2), как мы уже отметили, функция источника q , выражающая удельную мощность источника, может быть определена из конкретных физических соображений. Например, для пучка моноэнергетических ионов функцию источника можно определить следующим образом.

Предполагаем, что энергия каждого иона равна E_0 , а плотность тока пучка равна j . При этом очевидно, что если на площадку площадью S в единицу времени попадает n ионов, то эти ионы создают ток I и мощность Q , которые определяются формулами

$$I = Zen, \quad Q = E_0n, \quad (22)$$

где Ze – заряд ионов.

Кроме этого предполагаем, что вся мощность Q на длине свободного пробега равномерно превращается в тепло. Тогда для функции источника можем записать

$$q = \frac{Q}{V} = \frac{E_0n}{SR_0} = \frac{E_0I}{ZeSR_0} = \frac{E_0j}{ZeR_0}.$$

Безразмерная мощность источника получается после умножения на коэффициент

$$\frac{\tau}{\rho_0 c_0 T_0}.$$

В результате получим

$$q(x, t) = \frac{E_0 j(t)}{Ze R_0} \frac{\tau}{\rho_0 c_0 T_0}. \quad (23)$$

Если глубина проникновения ионов слишком мала ($R_0 \ll l_0$), то влияние потока ионов можно учитывать не через функцию источника, а граничным условием уравнения теплопроводности. Поскольку мощность потока ионов

$$Q = \frac{E_0 I}{Ze}, \quad (24)$$

согласно закону Фурье, создает на границе $x = 0$ градиент температуры

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = -\frac{Q}{S \lambda_0} = -\frac{E_0 I}{Ze S \lambda_0} = -\frac{E_0 j(t)}{Ze \lambda_0}, \quad (25)$$

то это последнее выражение используем как граничное условие уравнения теплопроводности. Здесь λ_0 – коэффициент теплопроводности. Если будем считать образец как абсолютно черное тело, то, согласно закону Стефана – Больцмана, площадка S нашего образца излучает мощность $Q_r = BS(T^4 - T_0^4)$, где B – постоянная Стефана – Больцмана. При этом ранее упомянутая мощность Q (24) принимает другой вид:

$$Q = \frac{E_0 I}{Ze} - BS(T^4 - T_0^4), \quad (26)$$

и, соответственно, граничное условие тоже принимает другой вид:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = -\frac{E_0 j}{Ze \lambda_0} + \frac{B}{\lambda_0}(T^4 - T_0^4). \quad (27)$$

Умножая на коэффициент $\frac{l_0}{T_0}$, получаем безразмерное граничное условие

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = -\frac{E_0 l_0 j(t)}{Ze \lambda_0 T_0} + \frac{B l_0 T_0^3}{\lambda_0}(T^4 - 1). \quad (28)$$

Если еще учитывать, что, согласно закону охлаждения Ньютона, площадка S нашего образца передает теплоту $Q = \alpha S(T - T_0)$ окружающей среде в единицу времени, то последнее граничное условие принимает следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = -\frac{E_0 l_0 j(t)}{Ze \lambda_0 T_0} + \frac{B l_0 T_0^3}{\lambda_0}(T^4 - 1) + \frac{\alpha(T - 1)l_0}{\lambda_0}. \quad (29)$$

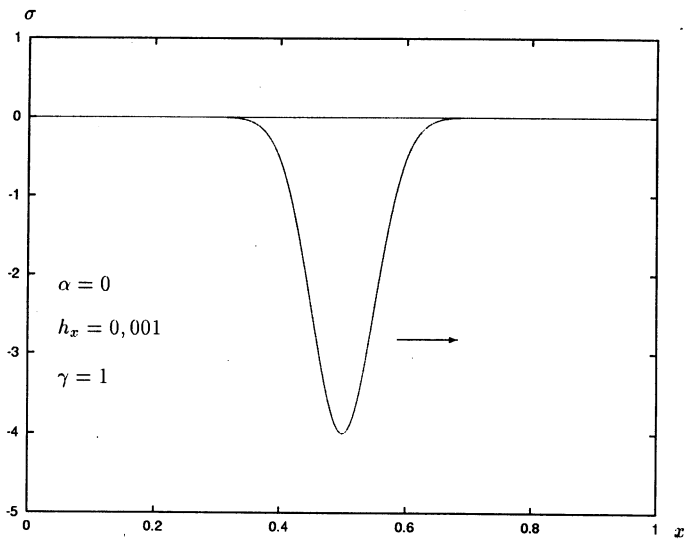


Рис. 1

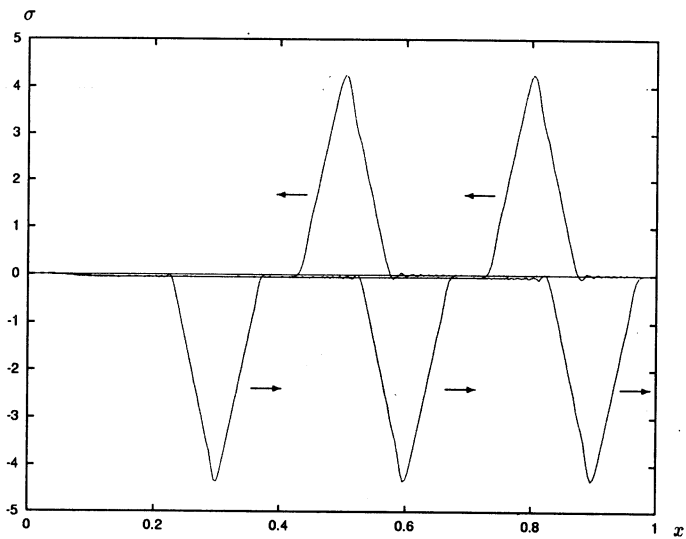


Рис. 2

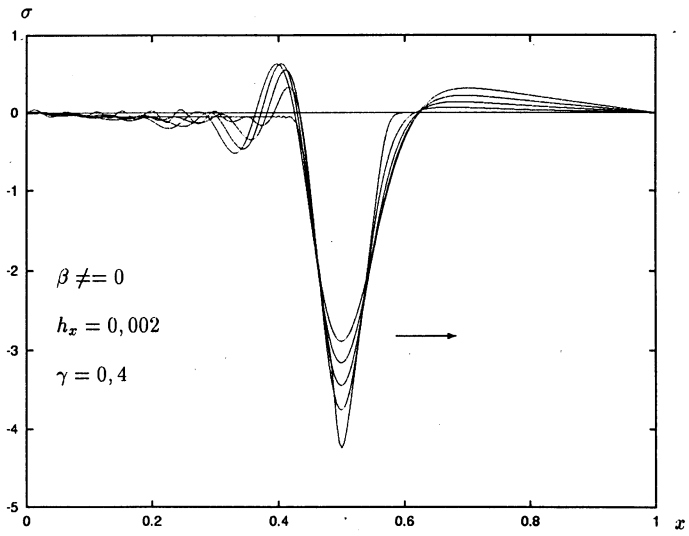


Рис. 3а

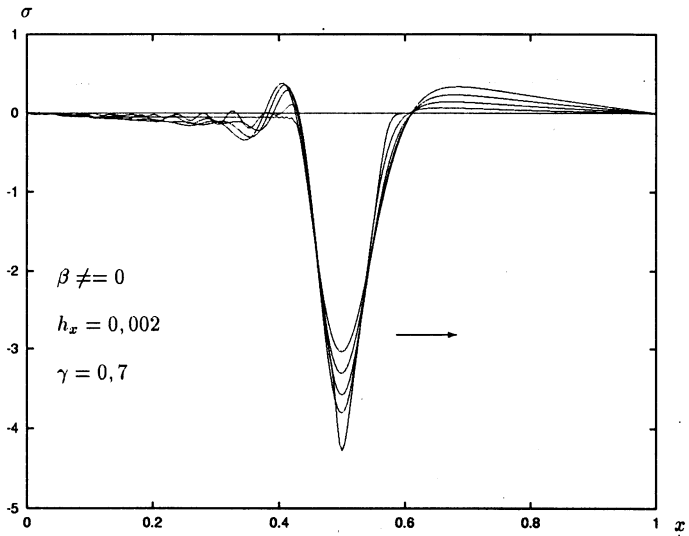


Рис. 3б

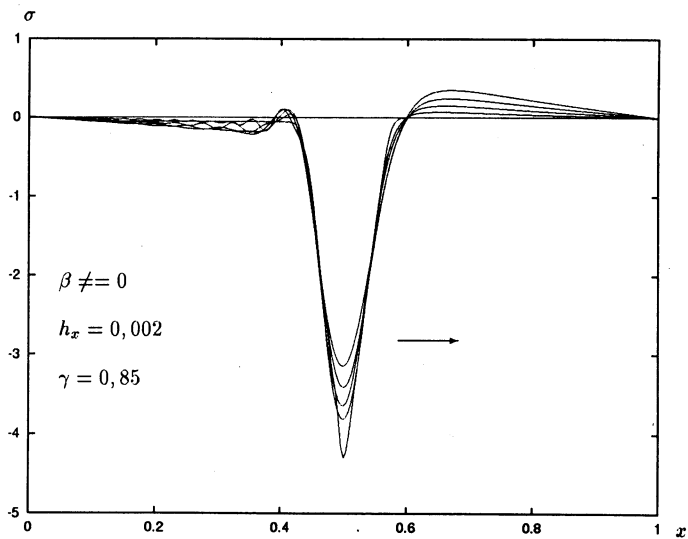


Рис. 3в

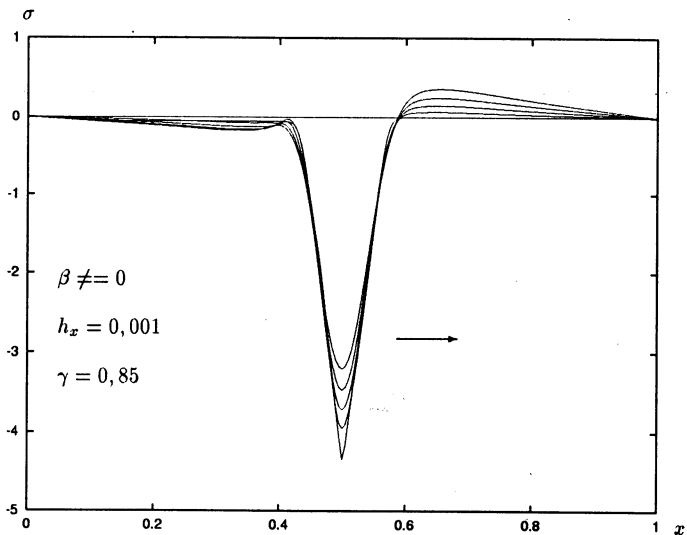


Рис. 3г

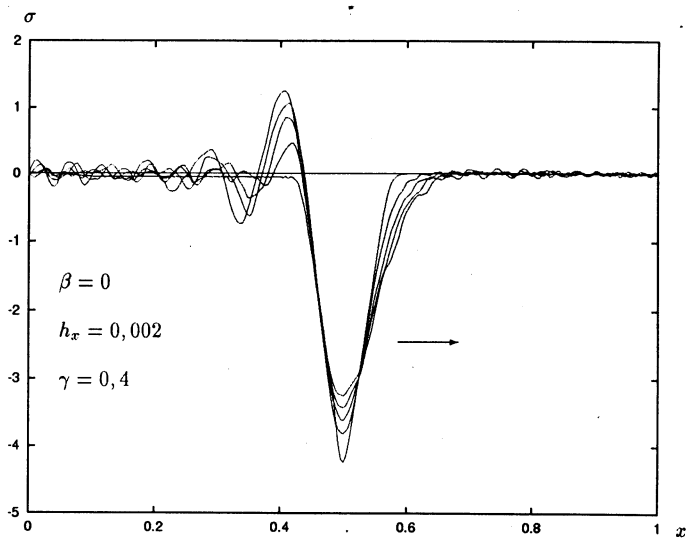


Рис. 4а

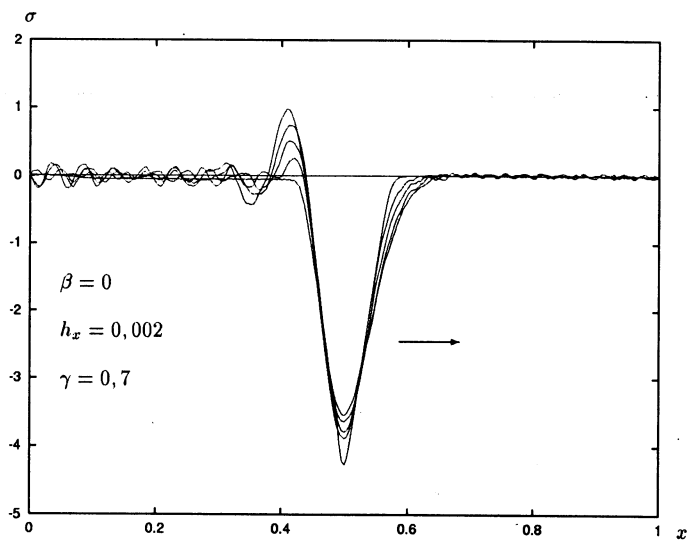


Рис. 4б

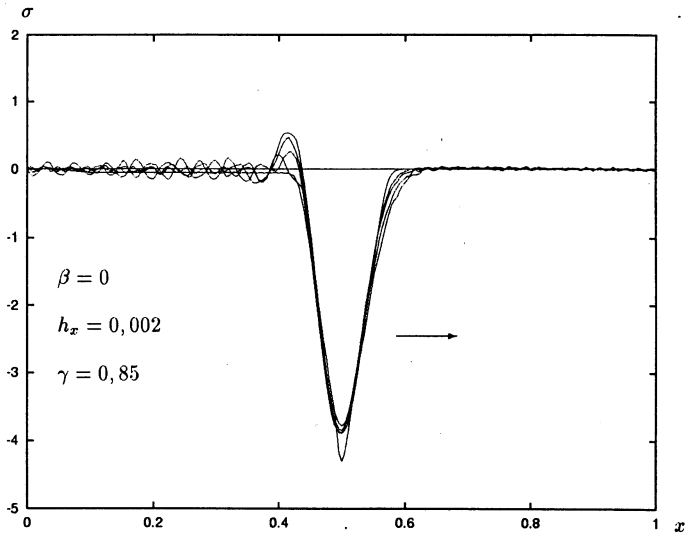


Рис. 4в

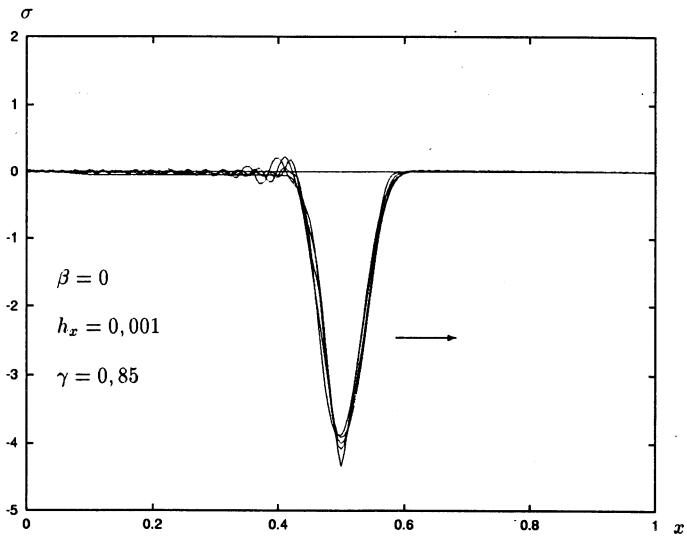


Рис. 4г

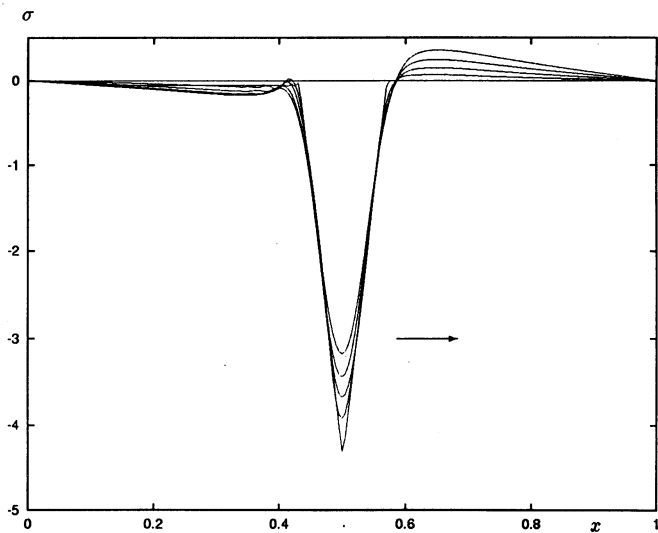


Рис. 6а

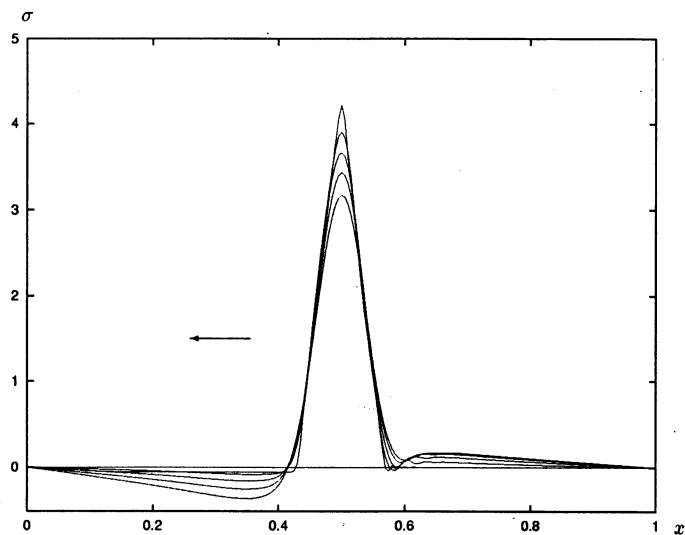


Рис. 6б

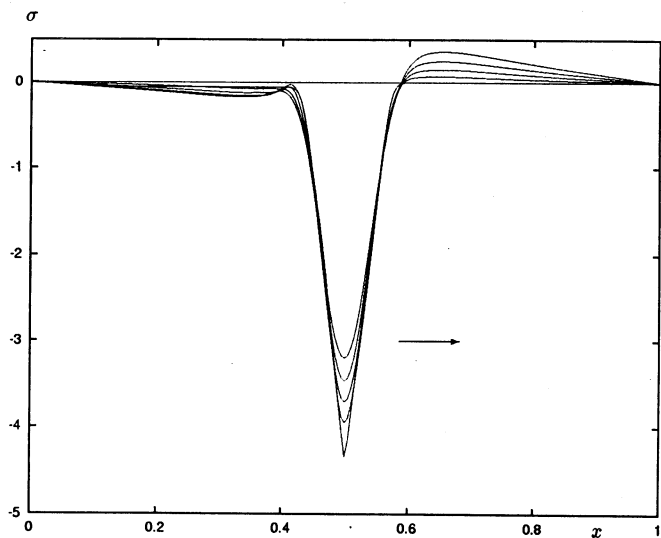


Рис. 6в

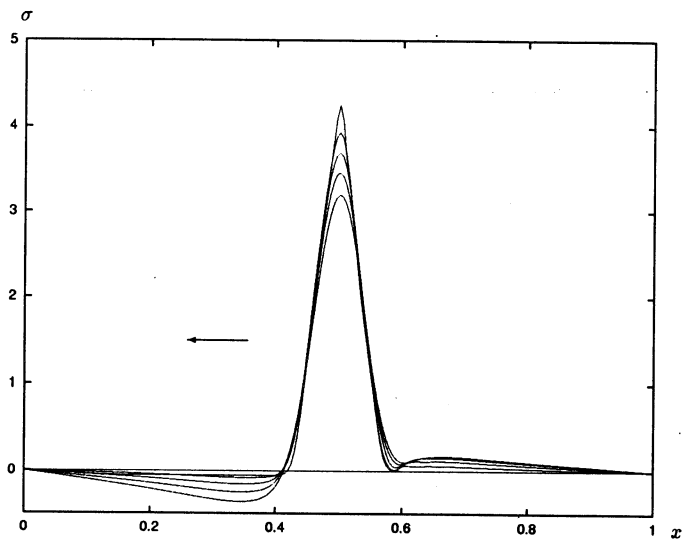


Рис. 6г

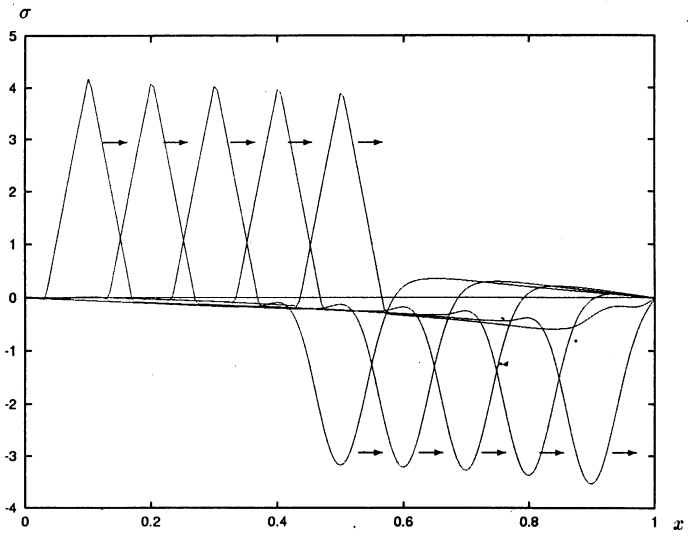


Рис. 7а

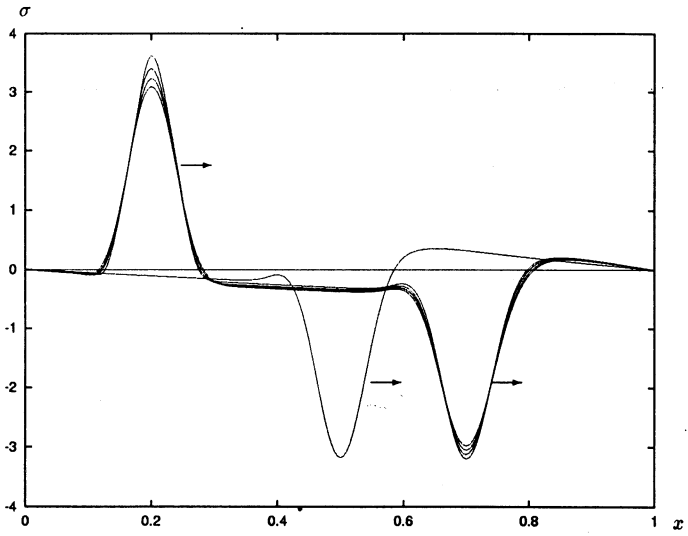


Рис. 7б

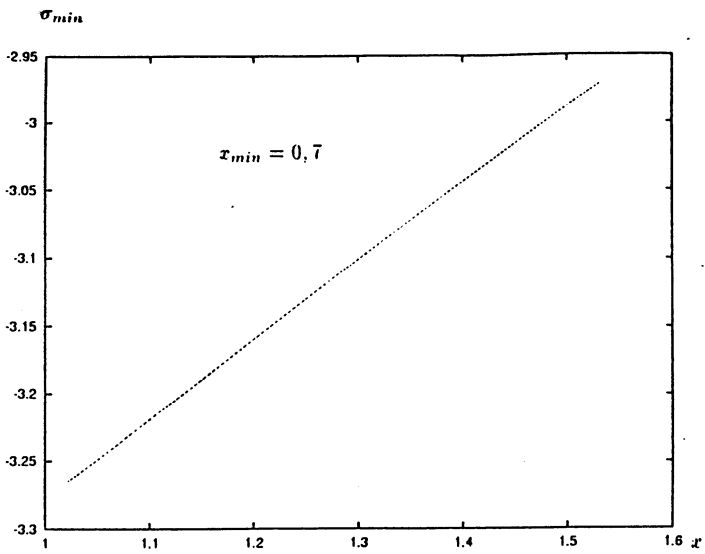


Рис. 8а

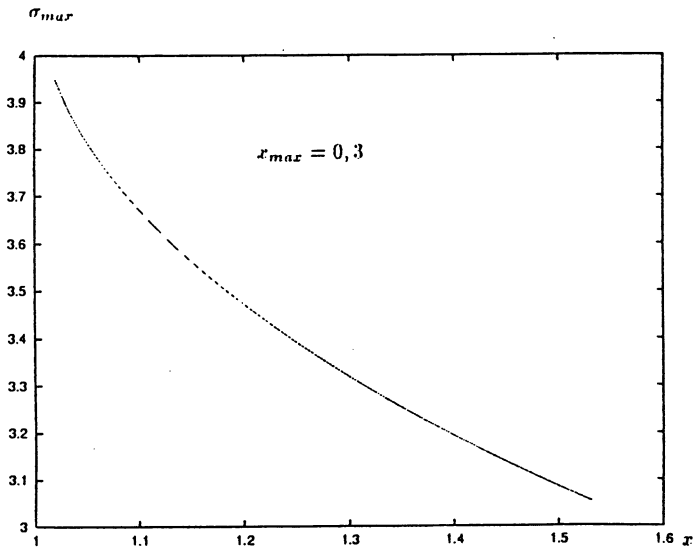


Рис. 8б

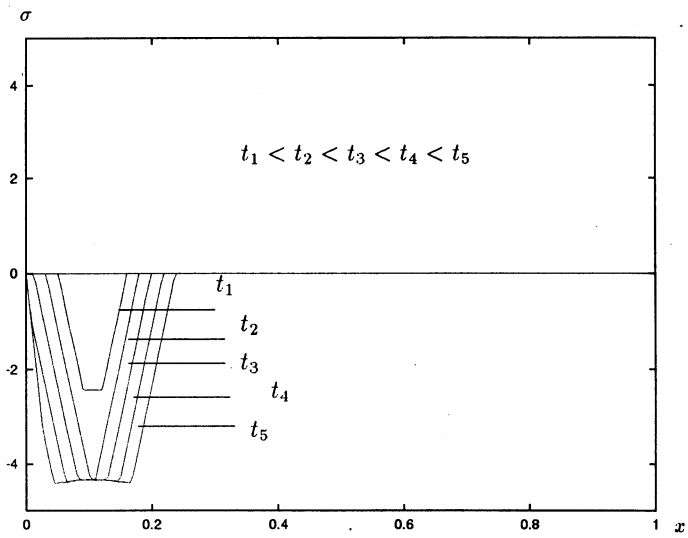


Рис. 9а

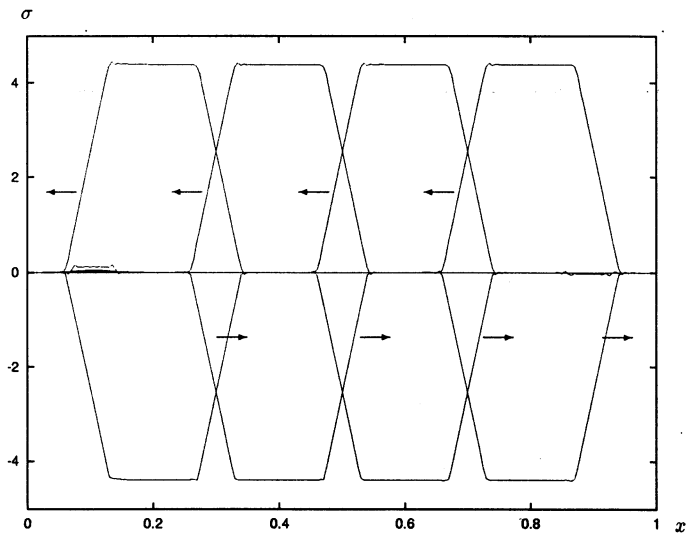


Рис. 9б

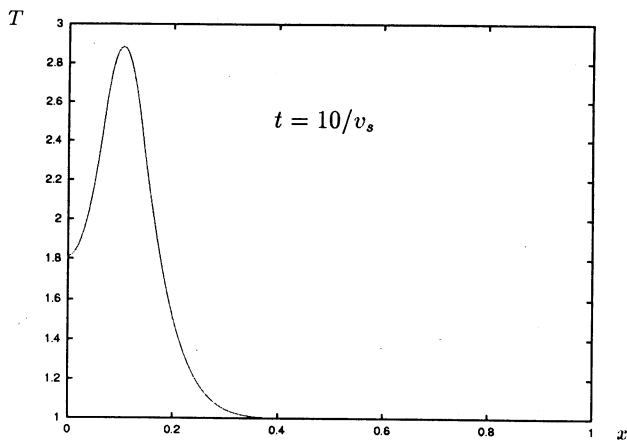


Рис. 9в

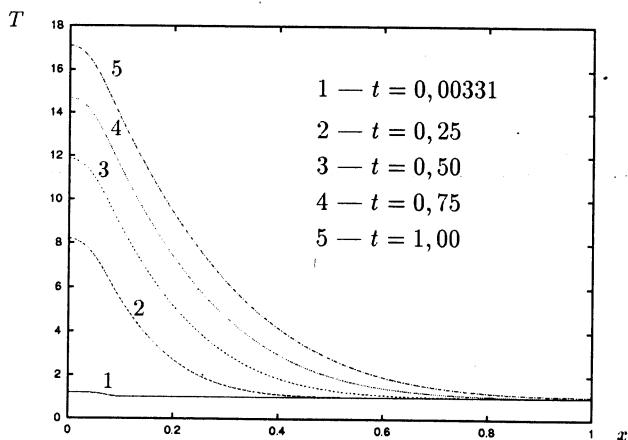


Рис.5

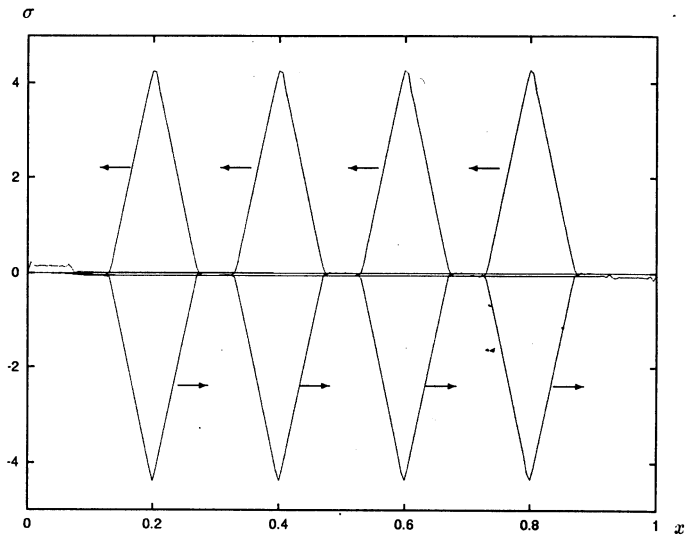


Рис. 10а

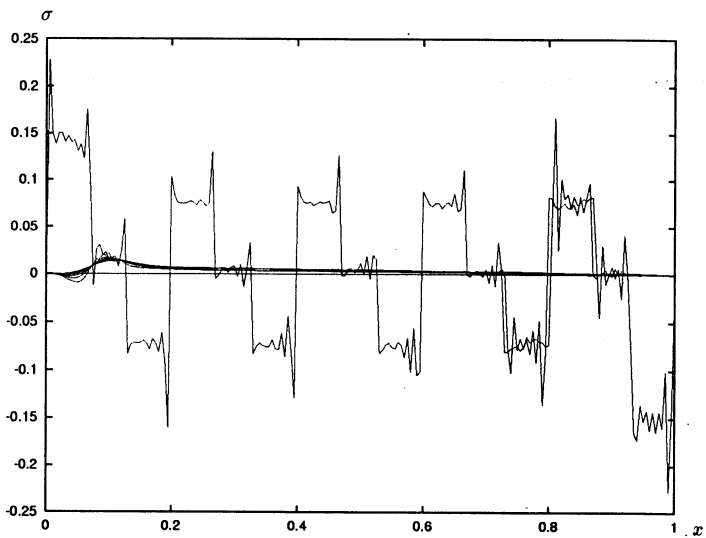


Рис. 10б

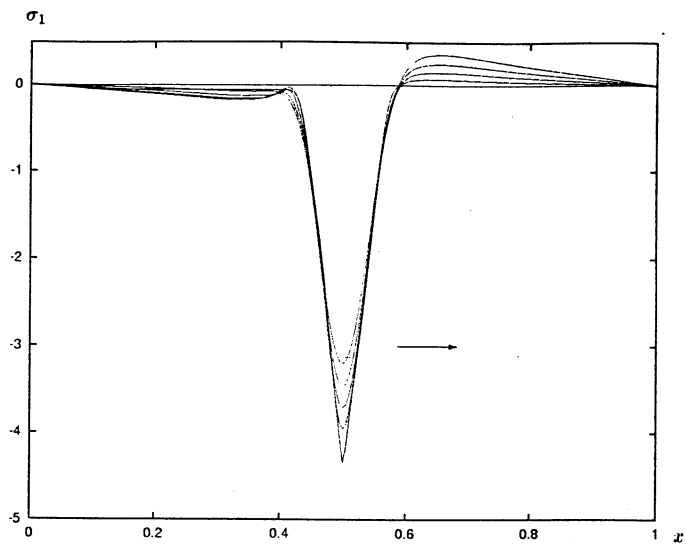


Рис. 11а

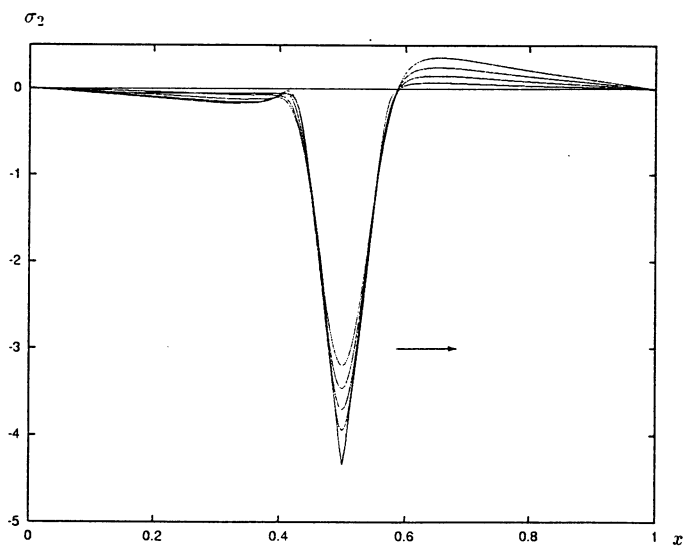


Рис. 11б

Литература

1. В.И.Бойко, А.Н.Валяев, А.Д.Погребняк. УФН Т.169, N11, С.1243, 1999.
2. R.W.Stinett et.al. Thermal surface treatment using intense, pulsed ion beams. Proc. Materials Research Society Symp.: Materials Synthesis and Processing Using Ion Beams. V.316. P.521-532. Boston, 1994.
3. А.Н.Диденко, А.Е.Лигачев, И.Б.Куракин. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов. М.: Энергоатомиздат, 1987.
4. С.А.Коренев. Импульсная взрывная ионная вакуумная конденсация. Препринт ОИЯИ Р13-89-615, Дубна, 1989.
5. С.И.Анисимов, Я.А.Имас, Г.С. Романов, Ю.В.Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
6. Ю.А.Быковский, В.Н.Неволин, В.Ю.Фоминский. Ионная и лазерная имплантация металлических материалов. М.: Энергоатомиздат, 1991.
7. И.В.Амирханов, И.В.Пузынин, В.Н.Самойлов, В.К.Федянин, Х.Т.Холмуродов. Сообщение ОИЯИ Р2-98-63, Дубна, 1998; Сообщение ОИЯИ Р2-98-201, Дубна, 1998.
8. В.Новацкий. Вопросы термоупругости. М: Издательство АН СССР, 1962.
9. А.А. Самарский. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 2000 года.

Амирханов И.В. и др.

P11-2000-263

Численное моделирование термоупругих эффектов в металлах при их облучении импульсными пучками ионов

В настоящей работе исследована математическая модель эволюции термоупругого импульса, возникающего в металле под воздействием источника ионов. На основе численных расчетов изучается связь формы термоупругой волны с формой и местом расположения источника, режим усиления и погашения термоупругих волн. Установлено влияние температуры на скорость термоупругой волны.

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод М.В.Аристарховой

Amirkhanov I.V. et al.

P11-2000-263

Numerical Simulation of the Thermoelastic Effects in Metals Irradiated by Pulsed Ion Beams

In this paper a mathematical model of the evolution of the thermoelastic momentum arising in metal by the influence of the ion source is investigated. On the basis of the numerical calculation the relation of the thermoelastic wave form with the form and location of the source, the condition of the intensification and putting out of the thermoelastic waves are studied. A temperature influence on the velocity of the thermoelastic waves is established.

The investigation has been performed at the Laboratory of Information Technologies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 01.12.2000
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 2,43
Тираж 320. Заказ 52390. Цена 2 р. 92 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области