

6. *Friedl Jeffrey* Mastering Regular Expressions O'Really, 1997.
7. *Piskorski Jakub, Neumann Günter* An Intelligent Text Extraction and Navigation System, 1999.
8. *Laurikari Ville* Efficient submatch addressing for regular expressions. Master's thesis, Helsinki University Of Technology, 2001.
9. *Pereira Fernando, Riley Michael and Sproat Richard* Weighted Rational Transductions and their Application to Human Language Processing ARPA Workshop on Human Language Technology, 249–254, 1994.
10. [http: //www.gnu.org/software/flex](http://www.gnu.org/software/flex).

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПУЧКАМИ ИОНОВ

О. М. Чуйко

Хорошо известно, что быстрые заряженные частицы при прохождении через кристаллы могут возбуждать акустические колебания, обусловленные различными механизмами [1–3]. При прохождении заряженной частицы через вещество вокруг ее траектории формируется дефектная область – трек. Локальный нагрев области вокруг трека приводит к генерации термоупругих напряжений иногда даже превышающих прочность материала.

В отдельных случаях, когда радиационная длина вещества мишени невелика или когда большую часть энергии частица отдает на последнем участке своего пробега или при рассмотрении взаимодействия частиц с веществом на малых временах, трек можно моделировать сферой радиуса a , на поверхности которой происходит резкое увеличение температуры. Возникающий градиент температур приводит к тепловому расширению среды в результате чего генерируется волновой акустический сигнал.

Настоящая работа посвящена расчету температурного поля, амплитуды акустического сигнала и амплитуды термоупругих напряжений, возникающих в таких условиях.

Предположим, что в некоторой области среды в шаре радиуса a в момент времени $t = 0$ возникает возмущение – локальный нагрев. При этом поверхность шара мгновенно нагревается до температуры T_0 и далее остается постоянной. В результате нагрева в среде будут возникать смещения с амплитудой U^* приводящие к возникновению термоупругих напряжений. С учетом сферической симметрии уравнения для температуры $T^*(r, t)$ и амплитуды сферической волны смещений $U^*(r, t)$ будут иметь вид

$$k \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T^*}{\partial r} \right) = \frac{\partial T^*}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 U^*}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{\partial^2 U^*}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial U^*}{\partial r} - \frac{2U^*}{r^2} \right) = -\alpha \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \frac{K}{\beta} \frac{\partial T^*}{\partial r}, \quad (2)$$

где k – коэффициент температуропроводности среды, c – скорость звука, α – коэффициент объемного расширения, ν – параметр Пуассона, K – модуль всестороннего сжатия, β – плотность среды.

Зависимость радиальных σ_{rr} и азимутальных $\sigma_{\theta\theta}$ напряжений от U^* и T^* определяется соотношениями

$$\sigma_{rr} = \frac{2k}{1-2\nu} \left((1-\nu) \frac{\partial U^*}{\partial r} + 2\nu \frac{U^*}{r} - (1-\nu) \alpha T^* \right), \quad (3)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{2k}{1-2\nu} \left(\nu \frac{\partial U^*}{\partial r} + \frac{U^*}{r} - (1+\nu) \alpha T^* \right).$$

Обезразмерим исходную задачу вводя следующие обозначения:

$$\rho = \frac{r}{a}, \quad \tau = \frac{kt}{a^2}, \quad \gamma = \frac{k}{ca}, \quad U = \frac{1-\nu}{(1+\nu)\alpha T_0 a} U^*, \quad T = \frac{T^*}{T_0},$$

$$\sigma_r = \frac{(1-\nu)\sigma_{rr}}{2(1+\nu)\alpha T_0 K}, \quad \sigma_\theta = \frac{(1-\nu)\sigma_{\theta\theta}}{2(1+\nu)\alpha T_0 K}. \quad (4)$$

Тогда уравнения (1), (2) запишутся в виде

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{2}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2}, \quad (5)$$

$$\gamma^2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial \rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial U}{\partial \rho} - \frac{2U}{\rho} - \frac{\partial T}{\partial \rho}. \quad (6)$$

Будем решать систему (5), (6) в конечной области $\Omega = (\rho, \tau) \in (1; L) \times (0, T)$ при следующих начальных условиях:

$$T(\rho, 0) = 0, \quad U(\rho, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial U}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = 0.$$

Граничные условия для температуры зададим в виде

$$T(1, \tau) = 1, \quad T(L, \tau) = 0. \quad (7)$$

Полагая, что поверхность сферы свободна от радиальных напряжений

$$\sigma_r(1, \tau) = 0, \quad \sigma_r(L, \tau) = 0,$$

из (3) и (4) получим краевые условия для смещений среды

$$\frac{\partial U}{\partial \rho} + \frac{2\nu}{1-\nu} \frac{U}{\rho} - T = 0 \quad \text{при } \rho = 1, \quad \rho = L. \quad (8)$$

Для численного решения полученной начально-краевой задачи в исходной области $\Omega = (\rho, \tau) \in (1; L) \times (0, T)$ введем прямоугольную разностную сетку с постоянными шагами h по пространству и $\Delta\tau$ по времени. На введенной сетке аппроксимируем систему уравнений (5), (6) и краевые условия (7), (8) с помощью неявных разностных схем

$$\frac{\hat{T}_i - T_i}{\Delta\tau} = \frac{2}{\rho} \frac{\hat{T}_{i+1} - \hat{T}_{i-1}}{2h} + \frac{\hat{T}_{i-1} - 2\hat{T}_i + \hat{T}_{i+1}}{h^2}, \quad i = \overline{2, N-1}, \quad \hat{T}_1 = 1, \quad \hat{T}_N = 0,$$

$$\gamma^2 \frac{\hat{U}_i - 2U_i + \check{U}_i}{\Delta\tau^2} = \frac{\hat{U}_{i+1} - 2\hat{U}_i + \hat{U}_{i+1}}{h^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\hat{U}_{i+1}}{2h} - \frac{2\hat{U}_i}{\rho^2} - \frac{\hat{T}_{i+1} - \hat{T}_{i-1}}{2h}, \quad i = \overline{2, N-1},$$

$$\frac{\hat{U}_2 - \hat{U}_1}{h} + \frac{2\nu}{1-\nu} \frac{\hat{U}_1}{\rho} - \hat{T}_1 = 0, \quad \frac{\hat{U}_N - \hat{U}_{N-1}}{h} + \frac{2\nu}{1-\nu} \frac{\hat{U}_N}{\rho} - \hat{T}_N = 0,$$

где $\hat{y}_i = y_i^{j+1} = y(\rho_i, \tau_{j+1})$, $y_i = y_i^j = y(\rho_i, \tau_j)$, $\bar{y}_i = y_i^{j-1} = y(\rho_i, \tau_{j-1})$.

На каждом временном слое τ^{j+1} из полученных систем трехточечных уравнений методом прогонки вначале определяем значения температур $\hat{T}$, а затем значения смещений $\hat{U}$.

На рис. 1 приведены зависимости температуры $T(\rho)$ и смещения $U(\rho)$ в различные моменты времени τ . Из графиков видно, что если температура монотонно уменьшается в радиальном направлении, то в зависимости $U(\rho)$ меняется характерный максимум, наиболее ярко выраженный при малых временах. С увеличением τ он практически исчезает. Это связано с тем что, возникнув на границе $\rho = 1$, волна смещений начинает распространяться со скоростью c . На малых временах реализуется существенно-нестационарный режим, с увеличением τ , когда волны смещений среды достигают удаленных частей пространства, он становится квазистатическим.

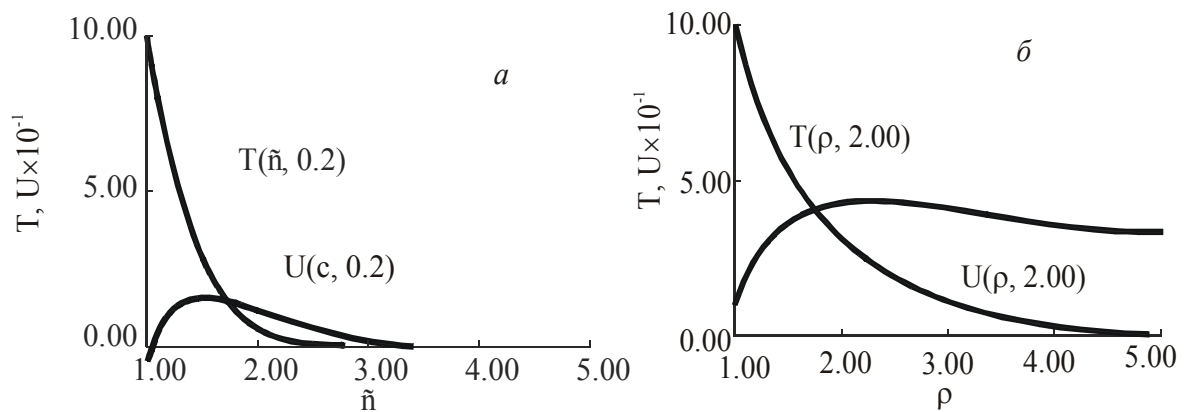


Рис. 1. Распределение температур и смещений в среде
а) $\gamma = 0,1$; $\nu = 0,1$; $\tau = 0,2$; б) $\gamma = 0,1$; $\nu = 0,1$; $\tau = 2,0$

На рис. 2 приведены аналогичные графики зависимости $U(\rho)$ и $T(\rho)$, но при большем значении $\gamma = 1$. Увеличение γ связано с уменьшением c (при том же k). Сравнивая кривые $U(\rho)$ рис. 1 и рис. 2 видно, что в точку $\rho = 2$ возмущение еще не доходит, тогда как на рис. 1 возмущение уже прошло эту точку. Из-за усиления влияния временной производной в уравнении (6) в существенно нестационарном режиме возможно возникновение смещений с отрицательными значениями U .

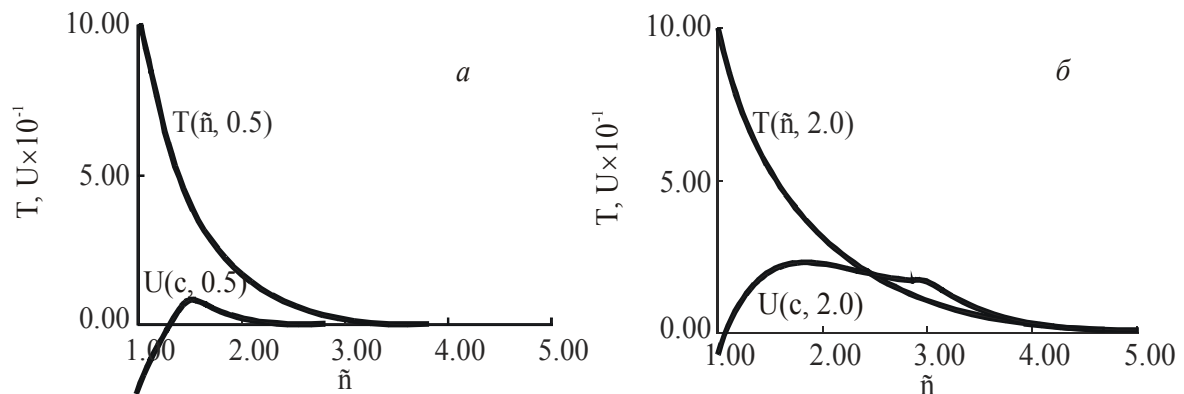


Рис. 2. Распределение температур и смещений в среде
а) $\gamma = 1,0$, $\nu = 0,1$, $\tau = 0,5$; б) $\gamma = 1,0$, $\nu = 0,1$, $\tau = 2,0$

Значение параметра γ сильно влияет на характер зависимости термонапряжений σ_θ от временной переменной τ . На рис. 3 представлена динамика изменения азимутальных напряжений на поверхности сферы радиуса a ($\rho = 1$). При значениях $\gamma > 1$ величина σ_θ монотонно убывает. С уменьшением γ ($\gamma < 1$) характер зависимости σ_θ от τ изменяется, а именно, появляется характерный минимум, который с уменьшением γ перемещается в область меньших времен τ . При малых значениях γ ($\gamma < 0,1$) в зависимости σ_θ от τ наблюдаются осцилляции.

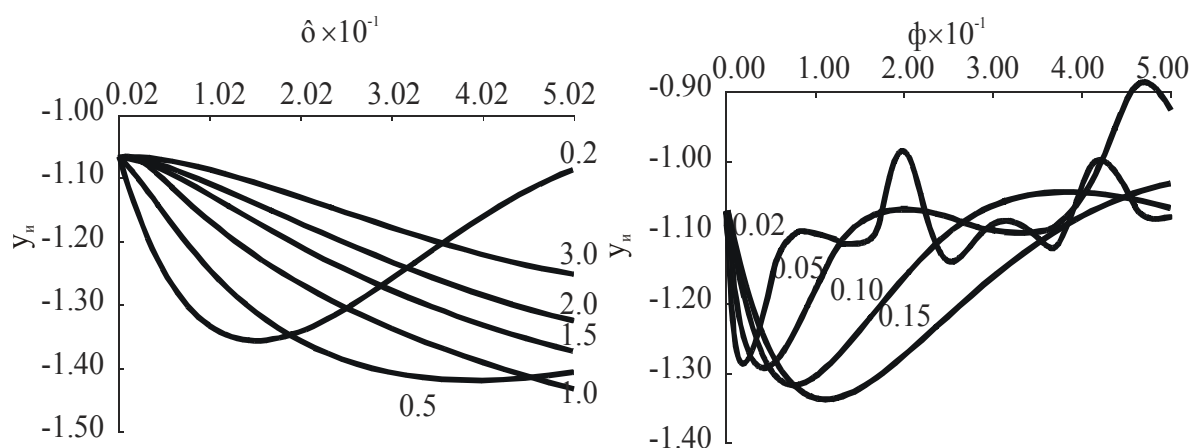


Рис. 3. Зависимость азимутальных напряжений σ_θ от τ при различных значениях γ

В данной работе проведено численное моделирование амплитуды акустического сигнала вблизи трека заряженной частицы. Получены графики описывающие динамику акустических сигналов и термонапряжений. Результаты могут быть использованы при моделировании процессов обработки материалов пучками ионов.

Литература

1. White R. M. J. Appl. Phys. 1963. № 7. P.2123.
2. Perry F. C. Appl. Phys. Lett. 1970. № 9. P.408.
3. Калиниченко А. И., Лазурик-Эльцуфин В. Т. Укр.физ. журн. 1974. № 3. С. 515.

ПРИМЕНЕНИЕ АСИНХРОННЫХ МОДЕЛЕЙ ВЫЧИСЛЕНИЙ В СИСТЕМАХ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА КЛАСТЕРНЫХ АРХИТЕКТУРАХ

А. В. Шостак

Введение

Системы распределенной обработки, основанные на кластерных архитектурах, являются на сегодняшний день наиболее перспективной технологией для решения задач, решение которых требует большого объема вычислений. Кластерные архитектуры позволяют достигать производительности в несколько раз выше, чем в централизованном компьютере. Из-за особенностей своей реализации производительность данных систем может быть легко увеличена.

Для организации вычислений в системах распределенной обработки используются различные модели организации вычислений и различные программные реализации данных моделей.