

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-201

P2-98-201

И.В.Амирханов, И.В.Пузынин, В.Н.Самойлов,  
В.К.Федянин, Х.Т.Холмуродов

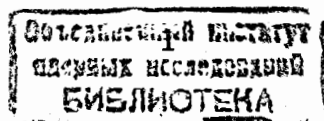
МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСОВ  
ТЕРМОУПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО  
ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Доложена на Международной конференции «Modern Trends  
in Computational Physics» (15–20 июня 1998 г., Дубна)

1998

## 1. Введение

Структурно-фазовые изменения поверхностей металлов, облучаемых мощными ионными или электронными пучками, наблюдались в последние годы во многих экспериментах [1-4]. Несмотря на обилие экспериментального материала, механизм взаимодействия интенсивных пучков с поверхностью твердого тела еще не до конца ясен [2]. Одним из подходов к интерпретации экспериментальных данных по электронно-ионной модификации поверхностей металлов и сплавов являются исследования модели термоупругих процессов [2]. При облучении металлического образца ионными импульсами наносекундной длительности происходит интенсивный разогрев поверхности образца с последующим его быстрым охлаждением. При этом в образце возбуждаются волны термоупругих напряжений, указывающие на температурно-деформационные модификации поверхности и перестройку структуры кристаллической решетки материала [2-6]. В нашей предыдущей работе [7] численно изучалась динамика упругих напряжений и теплопроводности в железной мишени при импульсном облучении высокоэнергетическими ионами. Было обнаружено, что эволюция термоупругих напряжений приводит к возникновению локализованной структуры, которая может быть использована для объяснения структурно-фазовых изменений облучаемой поверхности. В данной работе моделируются термоупругие эффекты, которые возникают в металлическом образце под действием периодически меняющегося со временем ионного источника. Изучена динамика взаимодействия импульсов термоупругих напряжений. Получено, что эволюция термоупругих напряжений в образце толщиной  $l_0$  зависит от взаимной корреляции двух временных параметров:  $t_1 = \tau$  — времени действия ионного источника, и  $t_2 = \frac{l_0}{v_0}$  — времени "отклика системы" ( $v_0 \equiv v_{sound}$ ). Выявлены режимы резонансного усиления и ослабления импульсов термоупругих напряжений, зависящие от их полярности.



## 2. Взаимодействия импульсов термоупругих напряжений под действием периодически меняющегося со временем ионного источника

В предыдущей работе [7] мы изучали термоупругие процессы, которые возникают при одиночном импульсном ионном облучении тонких пленок. Термоупругие напряжения, возникающие при наносекундном импульсном облучении ионами углерода, были рассчитаны для образца из железа. Основные характеристики ионного пучка и теплофизические параметры железа, использованные в расчетах, приведены в работе [7]. Анализ динамики термоупругих напряжений, проведенный в работе [7], показал, что момент времени  $t = \tau$ , в течение которого образец подвергается облучению, определяет порог "структурных", деформационных изменений в материале. Упругое напряжение  $\sigma(x, t)$ , которое формируется после отключения источника при  $t > \tau$ , есть одиночный импульс; мы наблюдали образование больших по амплитуде упругих напряжений. Хотя импульс напряжений после многократных отражений от границ образца не обнаруживал сколь угодно заметных изменений формы и скорости (в интервале  $0 < t < 2,5\tau$ ), тем не менее, вопрос об оценке его амплитуды и скорости за достаточно большой период времени оставался открытым.

С целью более детального изучения вопроса об устойчивости импульса  $\sigma(x, t)$  его временная эволюция была рассчитана численно до  $t \sim 25\tau$ . Для изучения эволюции термоупругих напряжений в качестве исходной модели мы использовали, как и в нашей предыдущей работе [7], систему уравнений

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

$$(c\rho + g_0 T) \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \beta T \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} + q, \quad (2)$$

со следующими начальными и граничными условиями:

$$\sigma_x(x, 0) = \frac{\partial \sigma_x(x, 0)}{\partial t} = 0, \quad \sigma_x(0, t) = \sigma_x(1, t) = 0, \quad (3)$$

$$T(x, 0) = T_0, \quad \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial T(1, t)}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

В уравнениях (1) – (2)  $\sigma \equiv \sigma_x(x, t)$  – напряжение,  $T \equiv T(x, t)$  – температура образца, а  $q \equiv q(x, t)$  – функция, описывающая тепловой источник. Отметим, что все величины в формулах (1) – (2) выражены в безразмерных единицах, а краткий вывод уравнений (1) – (2) приведен в работе [7]. Формулы, выражающие безразмерные величины рассматриваемой модели через фундаментальные постоянные, имеют вид

$$v_s^2 = \frac{E\tau^2}{\rho_0 l_0^2}, \quad \alpha = \frac{E\alpha_T T_0}{\sigma_0}, \quad \kappa_0 = \frac{\lambda_0 \tau}{c_0 \rho_0 l_0^2}, \quad \beta = \frac{\alpha_T \sigma_0}{c_0 \rho_0} \quad \text{и} \quad g_0 = \frac{E\alpha_T^2 T_0}{c_0 \rho_0}.$$

Функция  $q(x, t)$ , описывающая источник, определялась при этом следующим выражением:

$$q(x, t) = \frac{E_0 j(t)}{zeR_0} \cdot \frac{\tau}{c_0 \rho_0 T_0}, \quad \text{при } t \leq 1, \quad x \leq r_0$$

и

$$q(x, t) = 0, \quad \text{при } t > 1, \quad x > r_0,$$

где  $x \equiv \frac{x}{l_0}$ ,  $t \equiv \frac{t}{\tau}$ ,  $r_0 \equiv \frac{R_0}{l_0}$ ,  $l_0$  – толщина облучаемого образца,  $\tau$  – время действия источника;  $E_0$ ,  $j(t) = \text{const} = \frac{j_{\text{max}}}{2}$ ,  $ze$ ,  $R_0$  – начальная энергия, плотность тока, заряд и средняя длина пробега иона соответственно.

Как показывают численные результаты, импульс упругих напряжений  $\sigma(x, t)$  является, в общем, неустойчивым образованием. Однако характер неустойчивости  $\sigma(x, t)$  сильно зависит от нелинейного члена  $\beta T \frac{\partial \sigma_x}{\partial t}$  в уравнении (2): при отсутствии данного члена импульс упругих напряжений распадается достаточно быстро; в присутствии же последнего импульс  $\sigma(x, t)$  относительно долго сохраняет свой профиль, хотя амплитуда его при этом заметно уменьшается (за период времени, указанный выше, мы наблюдали уменьшение

амплитуды почти вдвое). Известные решения [2-6], полученные в рамках теории термоупругости (на основе используемой нами модели), показывают, что связанность полей температуры и напряжений очень слабая. Действительно, влияние нелинейной связи  $\beta T \frac{\partial \sigma_x}{\partial t}$  на эволюцию температуры  $T(x, t)$  ничтожно мало (по сравнению с тем, когда данная связь отсутствует), что также следует из наших численных результатов. Тем не менее, учет нелинейной связи, как показывают расчеты, очень важен для устойчивости волн упругих напряжений: именно слабая зависимость полей температуры и напряжений играет существенную роль при эволюции волн термоупругих напряжений (т.е. после отключения источника).

Рассмотрим теперь термоупругие эффекты, которые возникают в металлическом образце под действием периодически меняющегося со временем ионного источника. При этом предположим, что  $q(x, t)$  является периодической функцией времени (рис.1). По сравнению с одиночным импульсом ионного облучения выбор теплового источника с определенной частотой следования импульсов, изображенного на рис.1, более адекватен, на наш взгляд, экспериментальным условиям ионной бомбардировки [2]. Основной вопрос, представляющий предмет данного исследования, состоит в изучении динамики взаимодействия импульсов термоупругих напряжений. Для анализа взаимодействия импульсов термоупругих напряжений удобно ввести два времени:

1)  $t_1 = \tau$  – время действия ионного источника;

2)  $t_2 = \frac{l_0}{v_0}$  – время, необходимое для продвижения максимума волны упругих напряжений со скоростью  $v_0 \sim v_{sound}$  на расстояние  $l_0$  (время  $t_2$  мы условно назовем временем "отклика системы" на внешнее воздействие ионного облучения).

Как известно [5-7], динамический термоупругий эффект состоит в том, что быстрый нагрев (при включении источника ионного облучения) или "быстрое охлаждение" (при отключении источника) создают упругие напряжения в твердом теле. Быстрый нагрев при этом создает в образце импульс упругих напряжений отрицательной полярности (рис.2, справа), а быстрое охлаждение – импульс поло-

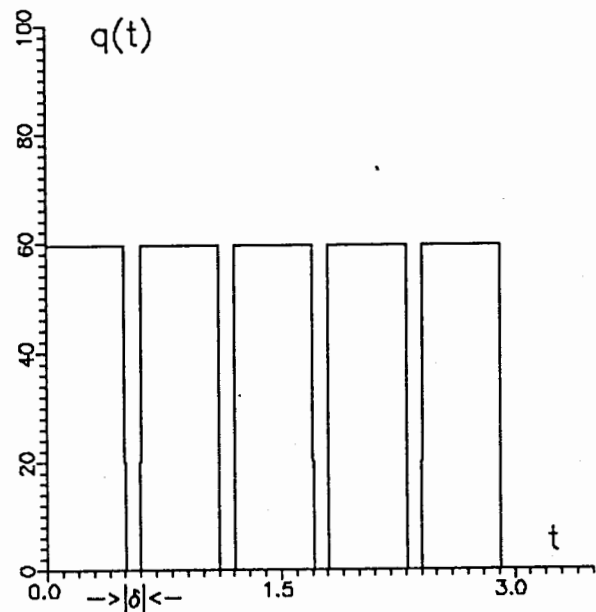


Рис. 1

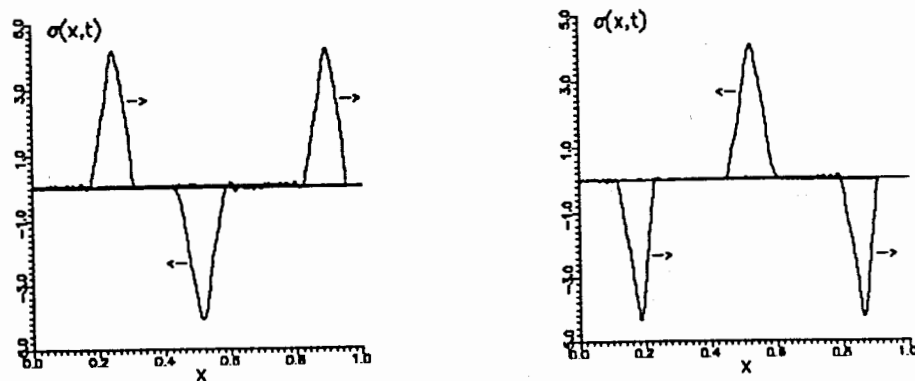


Рис. 2

жительной полярности (рис.2, слева). Как видно из рис.2, распространение волн положительной и отрицательной полярности, с учетом их многократных отражений от границ образца, имеет противоположный характер. В области встречного столкновения импульсов упругих напряжений мы наблюдаем их взаимное усиление (рис.3). Термоупругие импульсы после взаимодействия сохраняют свою локализованность, то есть они выходят из столкновения без заметного изменения амплитуды и скорости. С учетом большой скорости волн термоупругих напряжений ( $v_0 \equiv v_{sound} > 5000 \frac{m}{c}$ ) мы будем иметь, как следствие, большую частоту регистрации области высоких значений амплитуды упругих напряжений в заданном образце.

Скорость  $v_0$  движения волн упругих напряжений зависит только от свойств облучаемого образца и не зависит от амплитуды. Так как частота упругих колебаний определяется только толщиной образца ( $t_2 = \frac{t_0}{v_0}$ ), зная скорость  $v_0$  ( $v_0 \sim v_{sound}$ ) и специально подбирая частоту (длительность) между импульсами источника ( $\delta$  на рис.1), можно скоррелировать импульсы упругих напряжений одинаковой или разной полярности. При этом мы ограничиваемся исследованием взаимодействия термоупругих импульсов в поверхностной области  $x \sim r_0$ , соответствующей глубине проникновения ионов в материале. Особый интерес к получению картины динамики взаимодействия волн термоупругих напряжений в приповерхностных слоях вызван требованиями практики. Облучение тонких пленок мощными импульсными ионными пучками, как показывают эксперименты [1-4], может создавать совершенно новые структуры с очень интересными для практических целей физико-химическими свойствами именно в поверхностных слоях. Полученные нами численные результаты показывают, что в поверхностной области можно получить режимы резонансного усиления или ослабления импульсов термоупругих напряжений. На рис.4 и 5 соответственно показаны картины взаимодействия импульсов упругих напряжений одинаковой и противоположной полярностей. Взаимодействие импульсов упругих напряжений с одинаковой полярностью (см. рис.4) приводит к их усилению (мы имеем коэффициент усиления для амплитуды результирующего им-

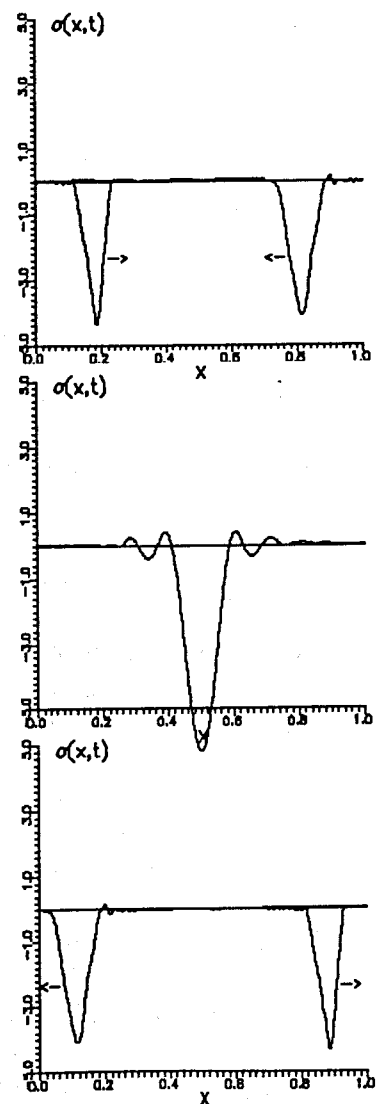


Рис. 3

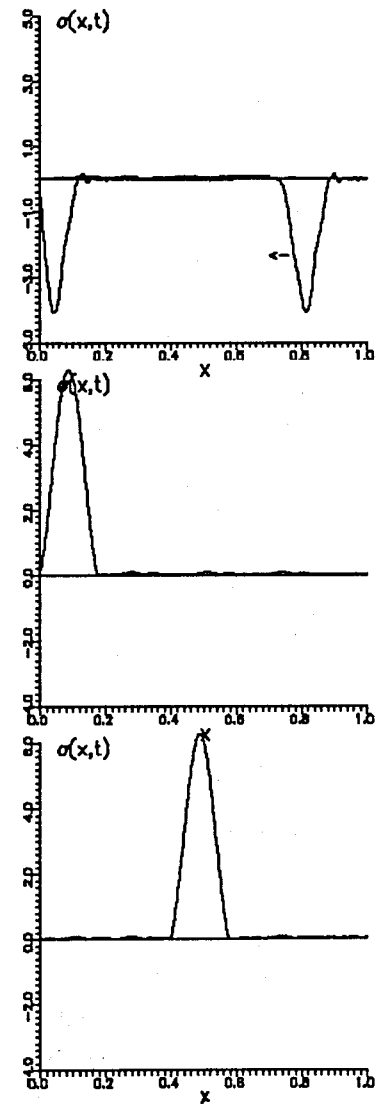


Рис. 4

пульса напряжений  $K = \frac{\sigma_{\text{орез.}}}{\sigma_0} \sim 2$ ); взаимодействие же импульсов с противоположной полярностью (см. рис.5) – к их значительному резонансному ослаблению. Поскольку скорость  $v_0$ , как было отмечено выше, не зависит от амплитуды упругой волны, то специально подобранный периодический генератор импульсного ионного облучения может усилить амплитуду результирующей волны упругих напряжений многократно ( $K_n = n \cdot K$ ,  $n = 1, 2, \dots$  – кратность усиления). Увеличение амплитуды термоупругих напряжений свидетельствует, в свою очередь, о значительных деформационных изменениях облучаемого материала.

Таким образом, динамика взаимодействия импульсов термоупругих напряжений, возникающих в металлическом образце под действием периодического ионного источника, зависит от взаимной корреляции двух временных параметров:  $t_1 = \tau$  – времени действия ионного источника и  $t_2 = \frac{l_0}{v_0}$  – времени "отклика системы". Специальным подбором частоты (длительности) между импульсами источника можно скоррелировать взаимодействия импульсов упругих напряжений одинаковой или разной полярности. При этом в приповерхностном слое можно достичь режимов резонансного усиления импульсов термоупругих напряжений одинаковой полярности и ослабления импульсов разной полярности. Результаты проведенных численных исследований могут быть использованы для совершенствования модели структурно-фазовых изменений в металлическом образце под влиянием периодического облучения сильноточным ионным источником. В частности, нам представляется перспективным дополнить систему (1)–(2) уравнением пластичности, что мы планируем сделать в наших следующих работах.

Авторы выражают благодарность профессору И.Н.Мешкову за обсуждение постановки задачи и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант РФФИ-97-01-01040.

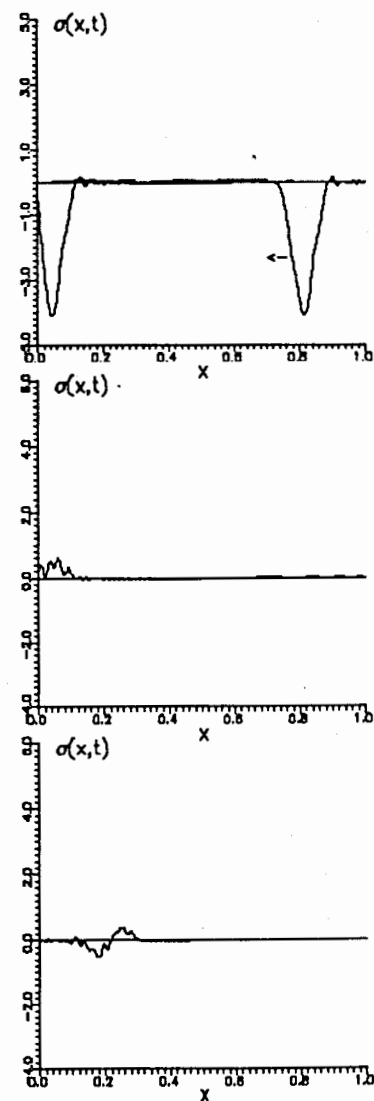


Рис. 5

## Литература

- [1] Stinnett R.W. et.al. Thermal surface treatment using intense, pulsed ion beams.//Proc. Materials Research Society Symp.: Materials Synthesis and Processing Using Ion Beams, V.316. Boston, 1994, P.521-532.
- [2] Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов. М.: Энергоатомиздат, 1987.
- [3] Davis H.A. et.al.//Annual Report of Los Alamos National Laboratory, 1995.
- [4] Корнев С.А., Лигачев А.Е., Мешков И.Н., Переводчиков В.И. Тез. докладов I Международного симпозиума по пучковым технологиям (ВТ'95), Дубна, 1995.
- [5] Ганн В.В., Жуков А.И., Блажевич С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1983, вып. 4(27), С. 75—78.
- [6] Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1975.
- [7] Амирханов И. В., Пузыпин И. В., Самойлов В. Н., Федянин В. К., Холмуродов Х. Т. Моделирование термоупругих эффектов при ионной бомбардировке металлов. Сообщение ОИЯИ Р2-98-63, Дубна, 1998.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 июля 1998 года.

Амирханов И.В. и др.

P2-98-201

Модель взаимодействия импульсов термоупругих напряжений  
в металлах под действием периодического ионного источника

Одним из подходов к интерпретации современных экспериментальных данных по электронно-ионной модификации поверхности металлов и сплавов являются исследования модели термоупругих процессов. Ранее нами численно было обнаружено, что эволюция термоупругих напряжений приводит к возникновению локализованной структуры, которая может быть использована для объяснения структурно-фазовых изменений облучаемой поверхности. В данной работе моделируются термоупругие эффекты, которые могут возникнуть в металлическом образце под действием периодически меняющегося со временем ионного источника. Изучена динамика взаимодействия импульсов термоупругих напряжений. Получено, что эволюция термоупругих напряжений в образце толщиной  $l_0$  зависит от взаимной корреляции двух временных параметров:  $t_1 = \tau$  — времени действия ионного источника, и  $t_2 = l_0/v_0$  — времени «отклика системы» ( $v_0 \equiv v_{\text{sound}}$ ). Выявлены режимы резонансного усиления и ослабления импульсов термоупругих напряжений.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИАИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Amirkhanov I.V. et al.

P2-98-201

A Model of Interaction of Thermoelastic Strength Pulses in Metals  
under the Influence of Periodic Ion Sources

One of the approaches to interpret the modern experimental data on the electron and ion surface treatment of metals and alloys is the investigation of models of thermoelastic processes. Earlier on we have numerically observed that the evolution of thermoelastic strengths leads to formation of a localized structure which may be used to explain the structural-phase changes of the surface treated. In the present work we have simulated the thermoelastic strengths in metals, which may be generated under the influence of periodic ion sources. The collision dynamics of pulses of thermoelastic strengths is investigated. We have obtained that the evolution of thermoelastic strengths in a sample of  $l_0$  thickness depends on a correlation of two temporary parameters:  $t_1 = \tau$  — the time of action of ion sources and  $t_2 = l_0/v_0$  — the time of «response of system» ( $v_0 \equiv v_{\text{sound}}$ ). The regimes of the resonance amplification and weakening of thermoelastic strength pulses are showed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998