

УДК 539.21

**МЕТОД РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ,
ОБУСЛОВЛЕННОГО ДИНАМИЧЕСКИМ
НАНОДВОЙНИКОМ****В. В. ВЛАШЕВИЧ, О. М. ОСТРИКОВ***Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П. О. Сухого»,
Республика Беларусь*

В ряде динамических испытаний дислокации движутся с малыми скоростями, поэтому напряжения и смещения, обусловленные скольжением, хорошо описываются решениями для квазистатического случая. Однако при движении двойникующих дислокаций, как правило, динамическими эффектами нельзя пренебрегать. Это связано с тем, что процесс двойникования является высокоскоростным. При этом скорость двойникующих дислокаций соизмерима со скоростью звука [1]–[5].

В [2] разработаны дислокационные модели остаточных клиновидных двойников макроскопического и мезоскопического масштабного уровня. Расстояния между дислокациями в мезоскопической модели не считаются малыми [2]. В данной модели должен присутствовать параметр, определяющий расстояние между двойникующими дислокациями. Напряжения и деформации при этом определяются дискретным суммированием как напряжений, так и деформаций каждой двойникующей дислокации двойниковой границы. На этом уровне рассматриваются наноразмерные двойники или участки двойниковых границ до десятых долей микрометра [2].

Цель данной работы – создание дискретной наномасштабной модели динамического двойника для количественного расчета у него напряженно-деформированного состояния.

Постановка задачи

Для расчета полей напряжений, создаваемых нанодвойником, рассмотрим схему, представленную на рис. 1. На схеме показан нанодвойник в виде совокупности двойникующих дислокаций. Параметры d_i и h_i определяют расстояние между двойникующими дислокациями (рис. 1). Эти параметры являются проекциями на оси OX и OY отрезка, соединяющего две соседние дислокации. Пусть длина нанодвойника L , а его ширина у устья H .

Так как двойникующие дислокации являются частичными дислокациями Шокли [1], то их вектор Бюргера раскладывается на две составляющие: краевую ($b_{кр}$) и винтовую (b_v). Направление этих составляющих показано на рис. 1. При $t = 0$ примем время зарождения двойника. Рассмотрим движение нанодвойника вдоль оси OX при $t > 0$. Участки B_0B и C_0C когерентны. Это наблюдается в случае, если отсутствует генерация новых двойникующих дислокаций. Пренебрежем напряжениями, которые создают когерентные участки границ двойника. Данные напряжения малы из-за отсутствия на таких границах двойникующих дислокаций. Тогда фронт напряжений будет перемещаться с двойникующими дислокациями на некогерентных участках двойниковых границ. Для упрощения задачи без потери общности решения примем d_i и h_i постоянными на всем рассматриваемом промежутке времени, полагая $s = vt$ (рис. 1), где v – скорость движения двойника вдоль оси OX вершины.

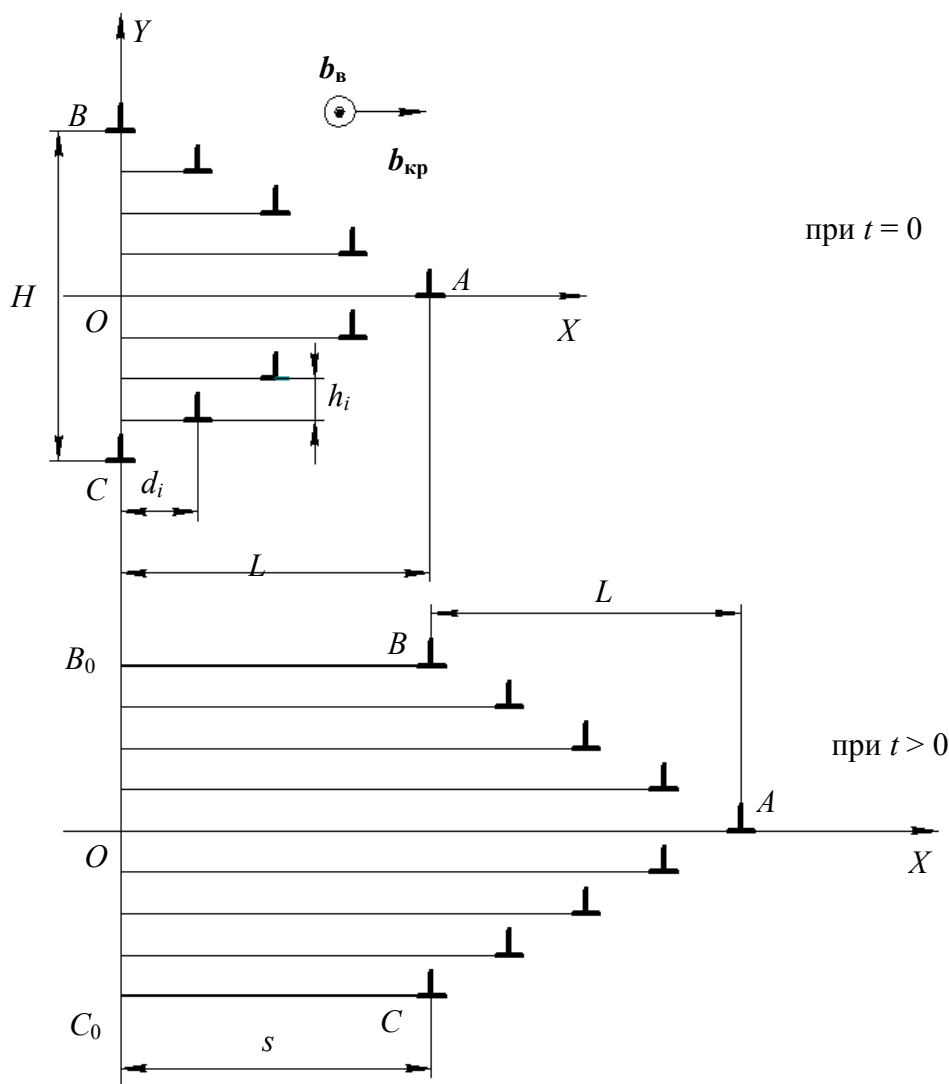


Рис. 1. Схематическое изображение динамического двойника в виде совокупности двойниующих дислокаций

Используя принцип суперпозиции и известные соотношения для расчета полей напряжений движущейся дислокации, на основании наномасштабной модели двойника [2] представим формулы для расчета компонент тензора напряжений.

$$\sigma_{xx}(x, y) = \frac{b_{кр} c_t^2}{\pi v^2} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_l (\lambda + 2\mu - \gamma_l^2 \lambda) (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_l^2 (y + nh_1)^2} - \frac{\mu \gamma_l (1 + \gamma_l^2) (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_l^2 (y + nh_1)^2} \right] + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_l (\lambda + 2\mu - \gamma_l^2 \lambda) (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_l^2 (y - mh_2)^2} - \frac{\mu \gamma_l (1 + \gamma_l^2) (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_l^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\}. \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}(x, y) = & \frac{\mu b_{\text{кр}} c_t^2}{2\pi v^2} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{(1 + \gamma_t^2)^2 (x - L + nd_1 - vt)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y + nh_1)^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{4\gamma_t (1 + \gamma_t^2)^2 (x - L + nd_1 - vt)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y + nh_1)^2} \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^M \left[\frac{(1 + \gamma_t^2)^2 (x - L + md_2 - vt)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y - mh_2)^2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{4\gamma_t (x - L + md_2 - vt)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(x, y) = & \frac{b_{\text{кр}} c_t^2}{\pi v^2} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_t [\lambda - \gamma_t^2 (\lambda + 2\mu)] (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y + nh_1)^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\mu \gamma_t (1 + \gamma_t^2)^2 (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y + nh_1)^2} \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_t [\lambda - \gamma_t^2 (\lambda + 2\mu)] (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y - mh_2)^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\mu \gamma_t (1 + \gamma_t^2)^2 (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xz}(x, y) = & \frac{\mu b_{\text{в}}}{2\pi} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_t (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y + nh_1)^2} \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_t (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yz}(x, y) = & \frac{\mu b_{\text{в}}}{2\pi} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_t (x - L + nd_1 - vt)}{(x - L + nd_1 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y + nh_1)^2} \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_t (x - L + md_2 - vt)}{(x - L + md_2 - vt)^2 + \gamma_t^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

$$\sigma_{zz}(x, y) = v(\sigma_{xx}(x, y) + \sigma_{yy}(x, y)), \quad (6)$$

где N и M – число двойникующих дислокаций на каждой из двойниковых границ; μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; t – время; c_t и c_l – скорости продольной и поперечной звуковых волн, определяемые по формулам [1]:

$$c_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}; \quad c_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}}, \quad (7)$$

где ρ_0 – плотность среды, в которой движется дислокация; λ – коэффициент Ламе, рассчитанный по формуле [1], [3]:

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}. \quad (8)$$

Скорости продольной и поперечной звуковых волн связаны с соотношениями [1]:

$$\gamma_t = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c_t^2}}; \quad \gamma_l = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c_l^2}}. \quad (9)$$

В соотношениях (1)–(6) для расчета полей напряжения было учтено, что в точках A, B, C (рис. 1) может находиться только одна двойникующая дислокация [2].

Результаты расчетов и их обсуждение

Результаты расчетов полей напряжений представлены на рис. 2–7. Расчет производился для титана. Принималось: $N = 100$; $M = 99$; $\mu = 41$ ГПа; $\rho = 2,2$ кгс/м³; $\nu = 0,32$; $E = 112 \cdot 10^9$ Па; $d_i = 0,1$ нм; $h_i = 0,01$ нм. Длина некогерентного участка нанодвойника находится по формуле $L = Nd_i$. Рассчитывалось распределение компонент тензора напряжений у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-4}$ с.

Участки B_0B и C_0C двойниковых границ когерентны и движение двойникующих дислокаций происходит вдоль оси OX (рис. 2). Участок ABC имеет форму клина и является некогерентным. Фронт напряжений перемещается вместе с двойникующими дислокациями. В положительном направлении оси OY напряжения σ_{xx} положительны, а в отрицательном направлении оси OY – отрицательны (рис. 2). Таким образом, у одной из границ динамического двойника нормальные напряжения σ_{xx} сжимающие, а у другой – растягивающие. На участке AB сконцентрированы максимальные значения напряжений, а участок AC соответствует минимальным значениям напряжений (рис. 2).

Распределения складывающихся напряжений σ_{xy} и σ_{yz} имеют схожую конфигурацию (рис. 3 и 4), но отличаются по величине. Концентрация напряжений наблюдается в некогерентной области двойника. В обоих случаях значения складывающихся напряжений положительны во второй и третьей четвертях плоскости XOY и отрицательны – в первой и четвертой.

Распределение нормальных напряжений σ_{yy} показано на рис. 5. В положительном направлении оси OY напряжения σ_{yy} отрицательны, а в отрицательном – положительны. Напряжения σ_{yy} меняют знак по отношению к направлению развития двойника. Максимальные напряжения σ_{yy} сконцентрированы в средней части двойника, а на противоположных границах двойника напряжения различны.

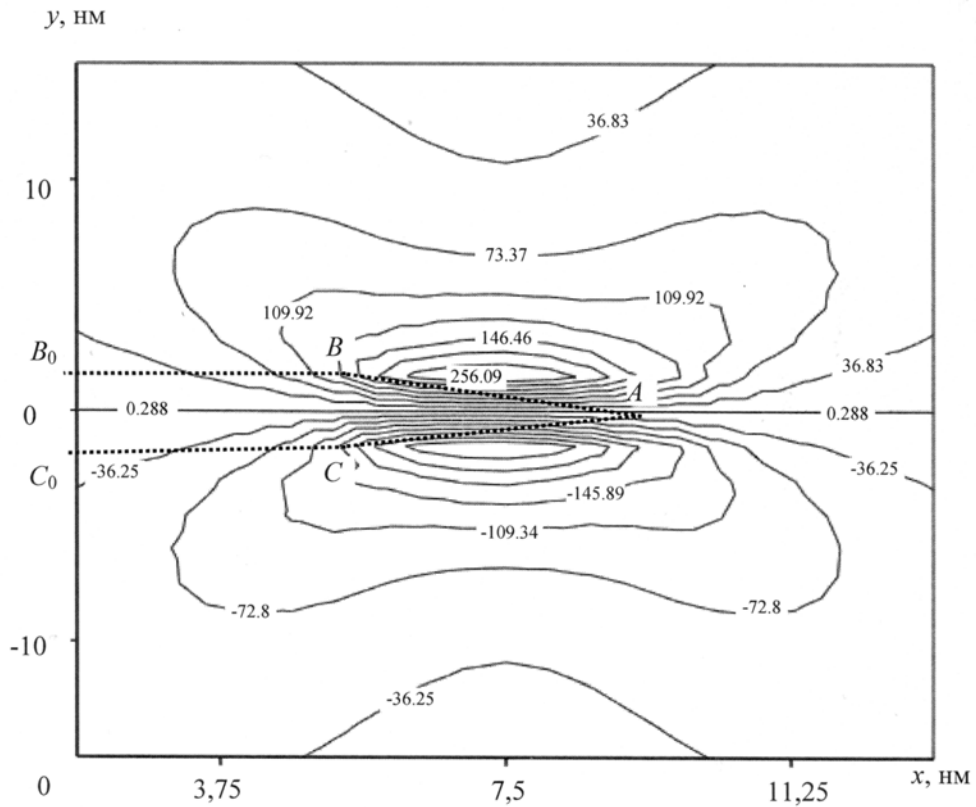


Рис. 2. Распределение нормальных напряжений $\sigma_{xx}(x, y)$ (МПа) у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-4}$ с

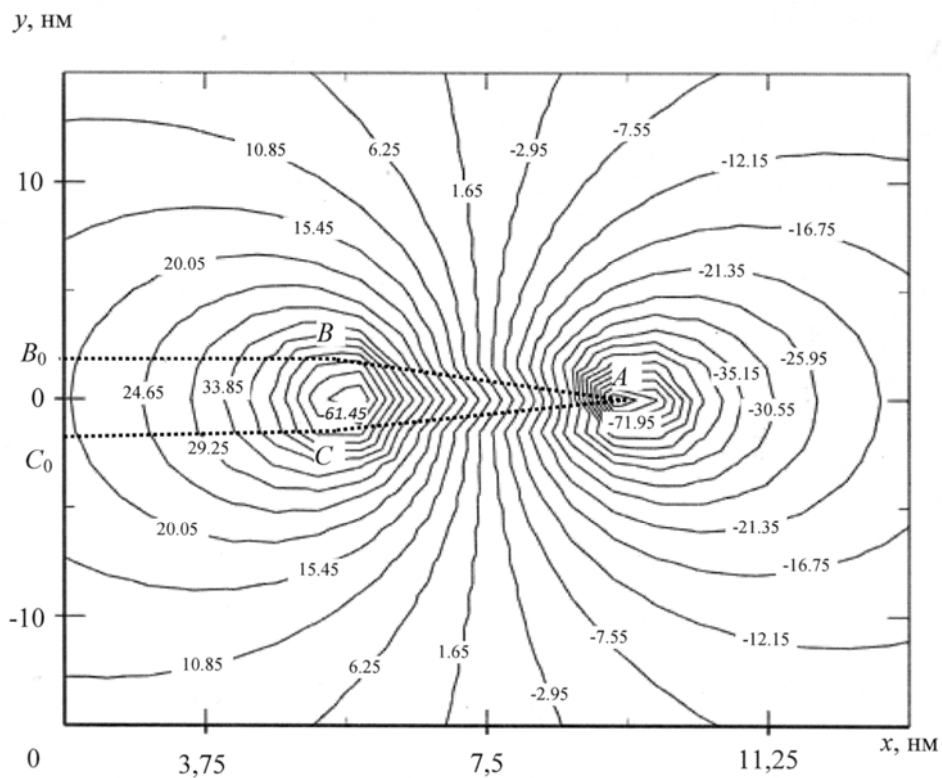


Рис. 3. Распределение складывающих напряжений $\sigma_{xy}(x, y)$ (МПа) у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-4}$ с

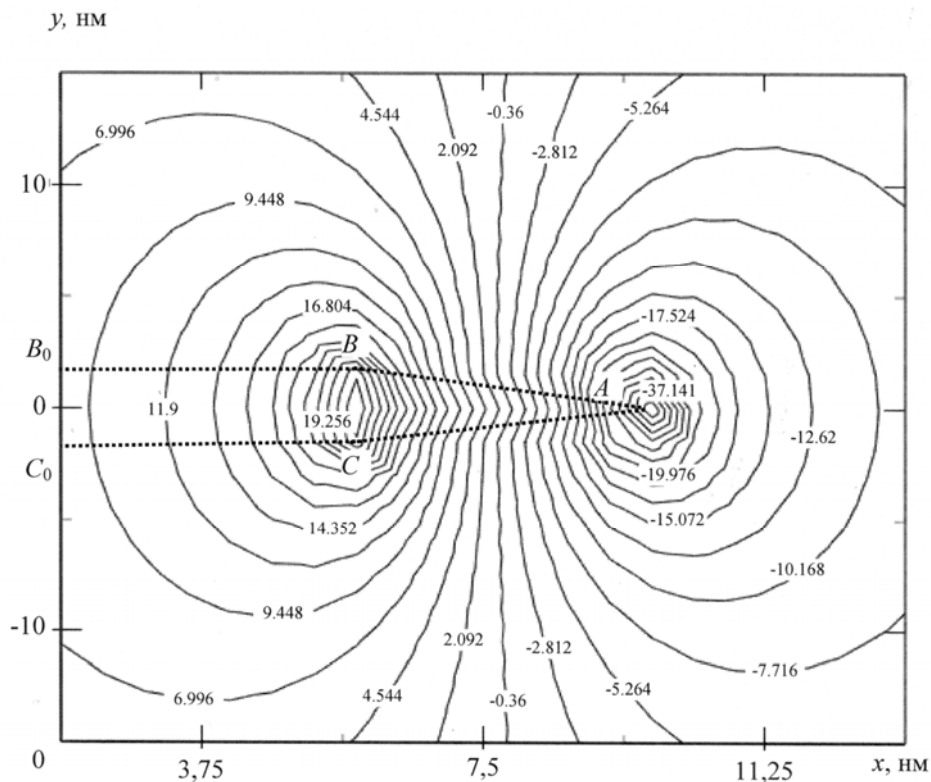


Рис. 4. Распределение складывающихся напряжений $\sigma_{yz}(x, y)$ (МПа) у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-4}$ с

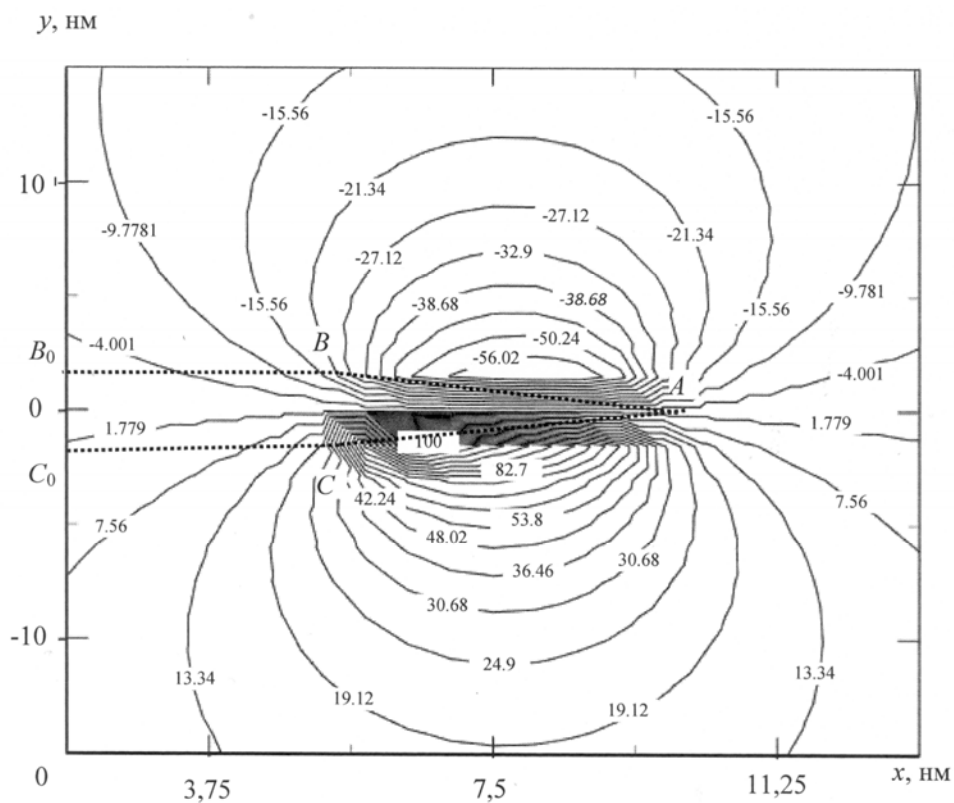


Рис. 5. Распределение нормальных напряжений $\sigma_{yy}(x, y)$ (МПа) у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-4}$ с

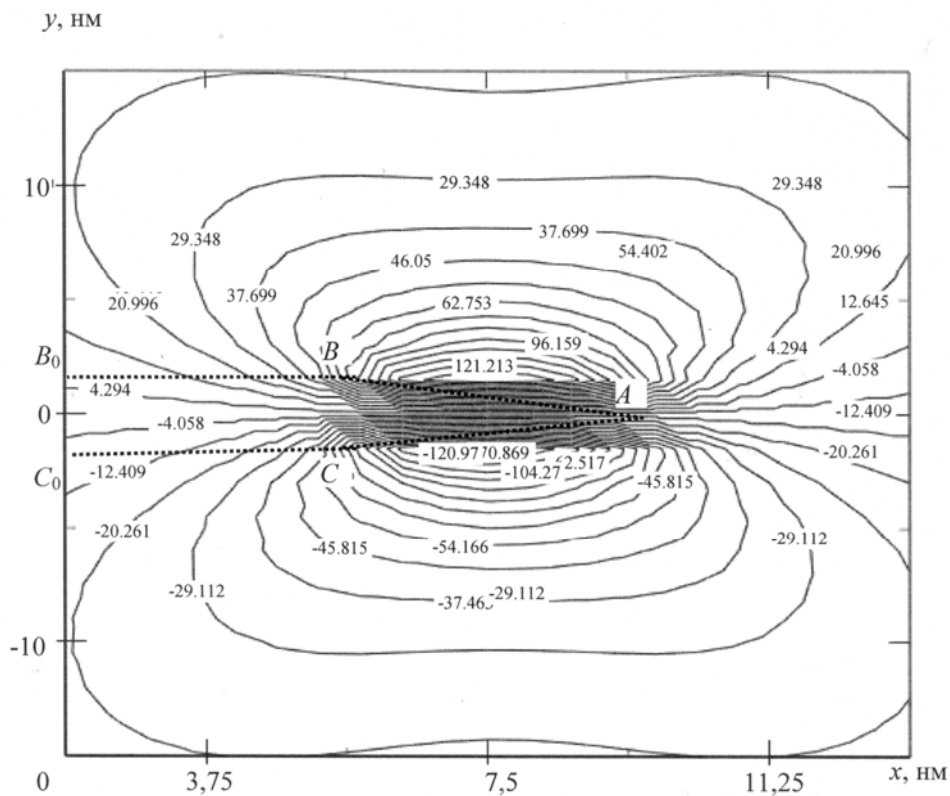


Рис. 6. Распределение нормальных напряжений $\sigma_{zz}(x, y)$ (МПа) у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-4}$ с

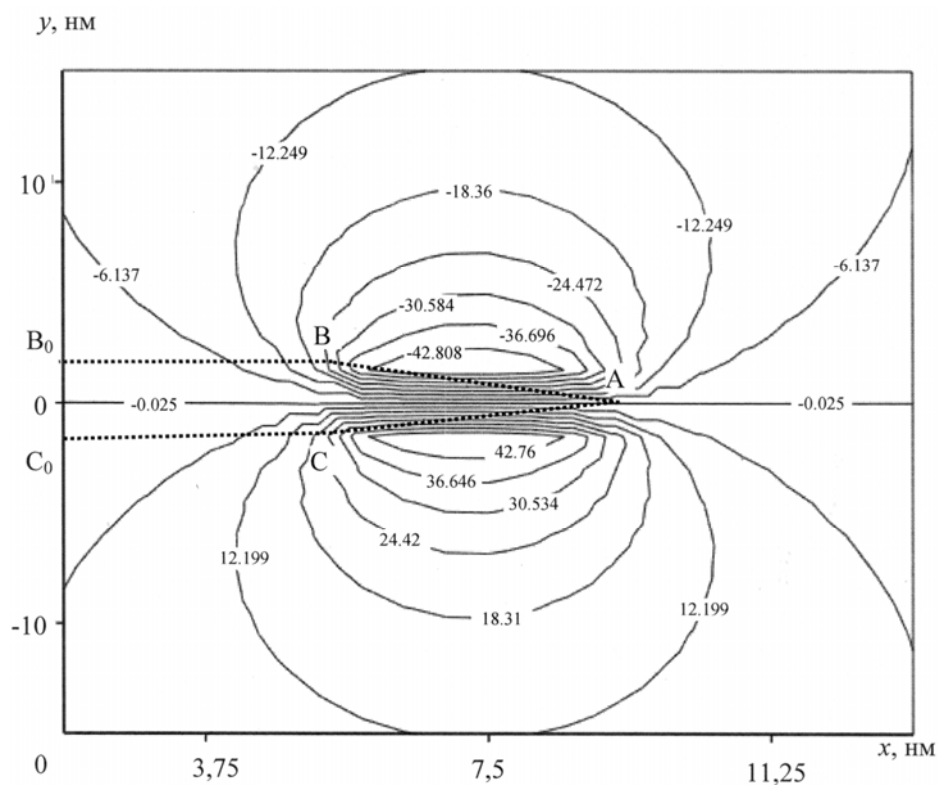


Рис. 7. Распределение складывающих напряжений $\sigma_{xz}(x, y)$ (МПа) у динамического нанодвойника в момент времени $t = 10^{-4}$ с

Складывающие напряжения σ_{zz} (рис. 6) у одной из границ динамического двойника сжимающие, а у другой – растягивающие. Максимальные напряжения σ_{zz} сконцентрированы на границах двойника.

Складывающие напряжения σ_{xz} (рис. 7) в положительном направлении оси OY отрицательны, а в отрицательном направлении данной оси – положительны. Конфигурации нормальных напряжений σ_{yy} и складывающих напряжений σ_{xz} отличаются тем, что максимальные напряжения σ_{xz} в некогерентной области ABC сконцентрированы на границах двойника, а максимальные напряжения σ_{yy} в средней части двойника.

Заключение

На основании дислокационной наномасштабной модели проведены расчеты напряжений у динамического нанодвойника. Установлено, что фронт напряжений при отсутствии генерации дополнительных двойникообразующих дислокаций мигрирует вместе с движущимся скоплением двойникообразующих дислокаций.

Литература

1. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М. : Атомиздат, 1972. – 600 с.
2. Остриков, О. М. Механика двойникования твердых тел : монография / О. М. Остриков. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2008. – 301 с.
3. Ландау, Л. Д. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1987. – 246 с.
4. Спицин, В. И. Электропластическая деформация металлов / В. И. Спицин, О. А. Троцкий. – М. : Наука, 1985. – 158 с.
5. Савенко, В. С. Новые каналы реализации механического двойникования / В. С. Савенко // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24, № 9. – С. 43–49.

Получено 04.02.2014 г.