

МЕТОД РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, СОЗДАННЫХ ГРАНИЦАМИ МЕХАНИЧЕСКОГО КЛИНОВИДНОГО ДВОЙНИКА НА КОНЕЧНОЙ СТАДИИ ЕГО РАЗВИТИЯ

Впервые предложен способ расчета термических полей у прекратившего свое развитие некогерентного двойника. Показана эволюция данных полей с течением времени. Установлено, что в начальный момент времени тепловое поле локализуется на двойниковых границах, затем тепловой фронт развивается перпендикулярно двойниковым границам. На конечной стадии линии равных температур приобретают вид окружностей, внутри которых находится двойник. Разработанная модель позволила впервые перейти к количественному анализу влияния обусловленных пластической деформацией на двойниковых границах термических полей на характер взаимодействия двойникующих дислокаций.

Введение

Двойниковые границы являются концентраторами больших внутренних напряжений [1]. Величина этих напряжений соизмерима с пределом текучести материала. Поэтому процесс зарождения двойников сопровождается тепловыделением на двойниковых границах. В свою очередь из-за возникающей разницы температур у двойниковых границ и в удалении от них возникают дополнительные напряжения, связанные с температурным расширением материала [2]. Величина этих напряжений, как правило, незначительная, однако достаточная для влияния на тонкие эффекты [3], наблюдаемые при двойниковании, изучение которых является важной научной задачей.

Целью данной работы стало изучение эволюции обусловленных локальной пластической деформацией при формировании границ раздела двойник – материнский кристалл тепловых выделений у сформировавшегося клиновидного двойника.

Постановка задачи

По аналогии с законами диффузии [4] температура в каждой точке тела с течением времени изменяется по закону $T = f(x, y, z, t)$, где x, y, z – координаты точки, t – время. Вид функции устанавливается решением дифференциального уравнения теплопроводности Фурье, которое для однородного изотропного тела в двумерном случае имеет вид [2, 5]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

где a – коэффициент температуропроводности.

Решение этого уравнения в случае точечного температурного источника мощностью T_p , как и в случае точечного источника элементов диффузии [4], задается выражением

$$T(x, y, t) = \frac{T_p}{4\pi at} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4at}\right). \quad (2)$$

Используя это решение, суммируя величины тепловыделения, производимые каждой точкой двойниковой границы, можно найти распределение тепла, выделенного границами сформировавшегося двойника.

На рис. 1 представлено схематическое изображение клиновидного двойника.

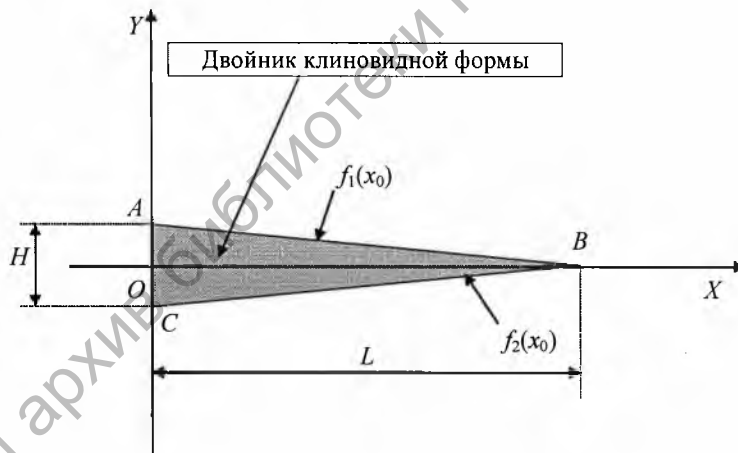


Рис. 1. Схематическое изображение клиновидного двойника

Пусть в начальный момент времени при $t = 0$ двойник прекратил свое развитие, и все количество теплоты, выделившееся в результате деформации, равномерно распределено на границах двойника. Если принять, что $T_1(x, y, t)$ и $T_2(x, y, t)$ – распределения температуры, обусловленные первой и второй границей соответственно, то распределение температуры у двойника определяется как

$$T(x, y, t) = T_1(x, y, t) + T_2(x, y, t), \quad (3)$$

где

$$T_1 = \int_{L_{AB}} T_p^{(1,0)} ds, \quad (4)$$

$$T_2 = \int_{L_{CB}} T_p^{(2,0)} ds, \quad (5)$$

криволинейные интегралы, которые сводятся к определенным интегралам вида

$$T_1(x, y, t) = \int_0^L T_p^{(1,0)}(x, y, x_0, t) \sqrt{1 + (f_1'(x_0))^2} dx_0, \quad (6)$$

$$T_2(x, y, t) = \int_0^L T_p^{(2,0)}(x, y, x_0, t) \sqrt{1 + (f_2'(x_0))^2} dx_0. \quad (7)$$

Здесь, с учетом (2), принято

$$T_p^{(1,0)}(x, y, x_0, t) = \frac{T_p^{(1)}}{4\pi at} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_1(x_0))^2}{4at}\right), \quad (8)$$

$$T_p^{(2,0)}(x, y, x_0, t) = \frac{T_p^{(2)}}{4\pi at} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_2(x_0))^2}{4at}\right), \quad (9)$$

где $T_p^{(1)}$ и $T_p^{(2)}$ – максимальные температуры на первой и второй границах двойника, соответственно.

Функции $f_1(x_0)$ и $f_2(x_0)$ определяют формы двойниковых границ (рис. 1). В случае прямолинейных границ [1]

$$f_1(x_0) = \frac{H}{2} \left(1 - \frac{x_0}{L}\right), \quad (10)$$

$$f_2(x_0) = -\frac{H}{2} \left(1 - \frac{x_0}{L}\right), \quad (11)$$

где L – длина клиновидного двойника, H – его ширина у устья (рис. 1).

Результаты расчета температурных полей у клиновидного двойника. Результаты расчетов представлены на рис. 2 (см. стр. 64). Принималось: $L = 100$ мкм, $H = 30$ мкм, $a = 40 \cdot 10^{-6}$ Вт/(мкм К) [6], $T_p^{(1)} = T_p^{(2)} = 4$ К, температура образца условно равна абсолютному нулю. Как видно из рис. 2, в момент времени, близкий к начальному моменту, высокая температура наблюдается на двойниковых границах (рис. 2, а). С течением времени фронт высокой температуры распространяется в нормальном, по отношению к границам, направлении в прилегающие к ним области (рис. 2, б и в). Спустя 10 с область высокой температуры приобретает вид окружности, внутри которой находится клиновидный двойник (рис. 2, г).

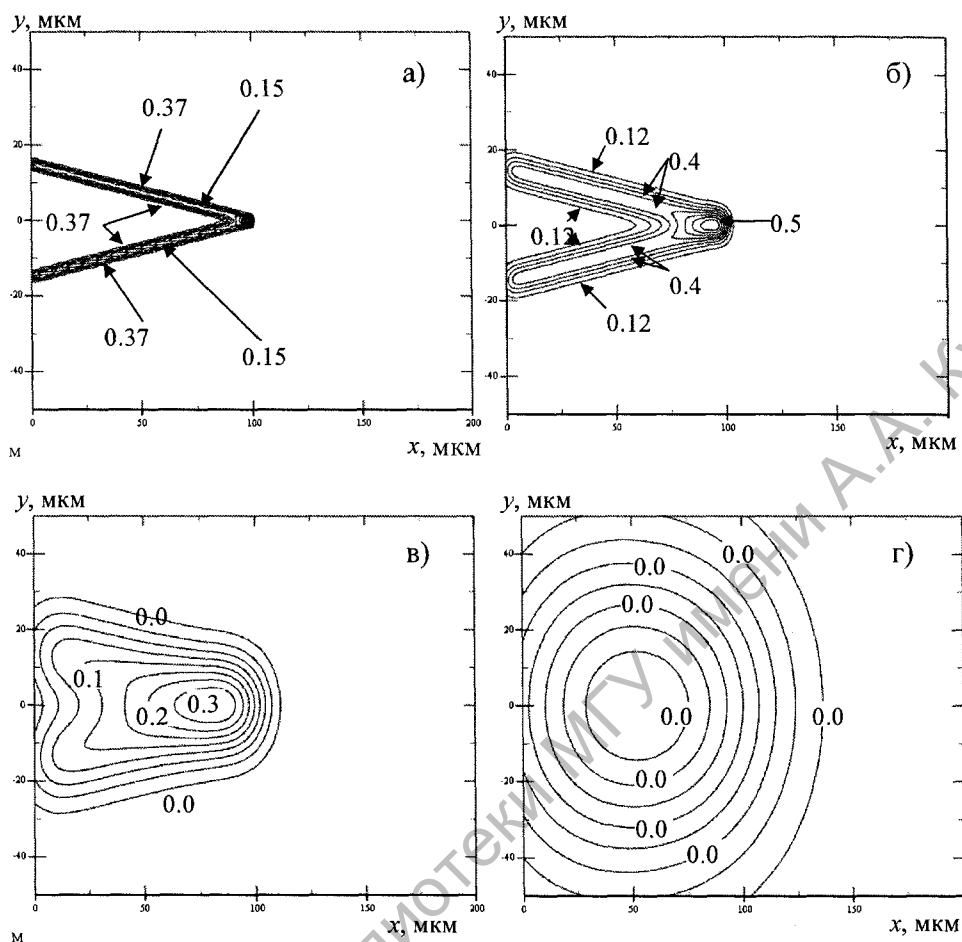


Рис. 2. Распределение температуры у клиновидного двойника при $t = 0,01$ с (а); $t = 0,1$ с (б); $t = 1$ с (в); $t = 10$ с (г)

В результате термического расширения твердых тел напряжения и деформации в них пропорциональны температуре [2]. Поэтому в начальный момент времени после формирования клиновидного двойника на его границах наблюдается высокий уровень напряжений, которые в процессе междислокационного взаимодействия способствуют отталкиванию двойникующих дислокаций друг от друга [1, 7]. Так как уровень термических напряжений на двойниковых границах с течением времени падает, то отталкивание двойникующих дислокаций способствует формированию неустойчивой формы двойника, которая приходит в равновесное состояние в процессе падения уровня термических напряжений. Согласно данным расчетов, представленным на рис. 2, неустойчивое состояние двойниковых границ после их остановки длится не более 0,1 с.

С другой стороны, двойникование, как и другие дислокационные процессы, является термоактивируемым [8, 9]. Поэтому изменяющиеся во времени тепловыделения на двойниковых границах делают их дислокационную систе-

му неустойчивой. Экспериментально данный процесс изучить достаточно трудно. В связи с чем, предложенный в данной работе подход расчета термических полей у двойниковых границ открывает возможности для изучения термоактивируемых процессов на конечных стадиях развития двойников.

Заклучение

Таким образом, разработана методика расчета, позволяющая рассчитывать термические распределения, обусловленные выделением тепла на границах заклинившегося двойника на конечной стадии его развития. Методика может быть использована для изучения эволюции термоупругих полей напряжений и термической активации дислокационных процессов на границах двойника после завершения его развития.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. **Остриков, О.М.** Механика двойникового твердых тел : монография / О.М. Остриков. – Гомель : УО “ГГТУ им. П.О. Сухого”, 2008. – 301 с.
2. **Старовойтов, Э.И.** Основы теории упругости, пластичности и вязкоупругости / Э.И. Старовойтов. – Гомель : БелГУТ, 2001. – 344 с.
3. **Мазилова, Т.И.** Тонкая структура когерентных двойниковых структур / Т.И. Мазилова, И.М. Михайловский, Е.И. Луговская // Физика низких температур. – 2000. – Т. 26. – № 12. – С. 1241–1244.
4. **Лариков, Л.Н.** Структура и свойства металлов и сплавов. Диффузия в металлах и сплавах : справочник / Л.Н. Лариков, В.И. Исайчев. – Киев : Наукова думка, 1987. – 512 с.
5. **Старовойтов, Э.И.** Вязкоупругопластические слоистые пластины и оболочки / Э.И. Старовойтов. – Гомель : БелГУТ, 2004. – 343 с.
6. Физический практикум / под ред. Г.С. Кембровского. – Минск : Университетское, 1986. – 352 с.
7. **Классен-Неклюдова, М.В.** Механическое двойникование кристаллов / М.В. Классен-Неклюдова. – М. : АН СССР, 1960. – 262 с.
8. **Хирт, Дж.** Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М. : Атомиздат, 1972. – 600 с.
9. **Солдатов, В.П.** Механизм расширения двойниковой прослойки в кристаллах кальцита / В.П. Солдатов, В.И. Старцев, Н.М. Чайковская // Физика твердого тела. – 1971. – Т. 13. – № 11. – С. 3153–3159.