

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИКИ ДИНАМИЧЕСКОЙ АДАПТАЦИИ СЕТКИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОС ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИИ

© 2019 г. Р. В. Муратов¹, Н. А. Кудряшов¹, П. Н. Рябов^{1,*}

¹ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409, Россия

*e-mail: pnryabov@mephi.ru

Поступила в редакцию 13.05.2019 г.

После доработки 29.05.2019 г.

Принята к публикации 11.06.2019 г.

Рассмотрен процесс локализации пластической деформации в неполярных упруго-пластичных материалах, подвергаемых высокоскоростным сдвиговым нагрузкам. В качестве исследуемых материалов в работе рассматривается бескислородная медь и низкоуглеродистая сталь. Сформулирована математическая модель процесса локализации пластической деформации в данных материалах, учитывающая процесс их термического разупрочнения. Генерация процессов образования полос локализованной деформации осуществляется за счет неравномерного начального нагрева материалов. С применением метода конечных разностей предложен численный алгоритм для проведения математического моделирования процессов локализации пластической деформации. С целью оптимизации работы предложенного алгоритма, разработан метод динамической адаптации пространственной сетки, позволяющий увеличивать сеточное разрешение в областях локализации пластических деформаций в течение расчета, что делает возможным сохранить точность полученных результатов при уменьшении количества сеточных узлов. Данный алгоритм был протестирован на известной задаче о формировании одиночной полосы адиабатического сдвига, впервые рассмотренной другими авторами, а также на задаче с образованием множественных полос адиабатического сдвига. Для обеих задач предложенный численный алгоритм показал хорошие результаты, а также продемонстрировал увеличение производительности с сохранением точности расчета.

Ключевые слова: пластическая деформация, полоса сдвига, численное моделирование, динамическая адаптация

DOI: 10.1134/S23204487X19040072

1. ВВЕДЕНИЕ

Вот уже несколько десятилетий феномен локализации пластической деформации привлекает множество исследователей из различных областей наук: материаловедение, молекулярная динамика [1], геофизика [2], математика [3]. Формирование полос адиабатического сдвига (ПАС) является серьезной проблемой в обрабатываемой, атомной и военно-космической промышленности, поскольку является одной из основных причин разрушения материалов [4]. Кроме этого, модели образования и роста ПАС вызывают интерес у математиков, в силу своей нелинейности и соответствующих свойств, таких как развитие неустойчивостей и самоорганизация стабильных структур [5, 6].

Известно, что локализация пластических деформаций происходит в наиболее хрупких частях образца и может быть инициирована неоднородным распределением температуры или наличием

геометрических дефектов в материале. Под воздействием продолжительных деформаций наличие неоднородностей приводит к потере устойчивости пластического течения, быстрому росту температуры за счет преобразования работы пластической деформации во внутреннюю энергию, температурному разупрочнению материала и образованию ПАС.

Помимо аналитических расчетов и экспериментальных работ, проведено также множество численных исследований локализации пластических деформаций. Поскольку ширина ПАС составляет порядка десятка микрометров, а толщина технологически значимых образцов порядка сантиметров, задача моделирования является многомасштабной. Ширина ПАС накладывает серьезные ограничения на величину дискретизации задачи по координате, а интенсивность процессов совместно с условием Куранта накладывает сильное ограничение на временной шаг. Все это сильно затрудняет моделирование полномас-

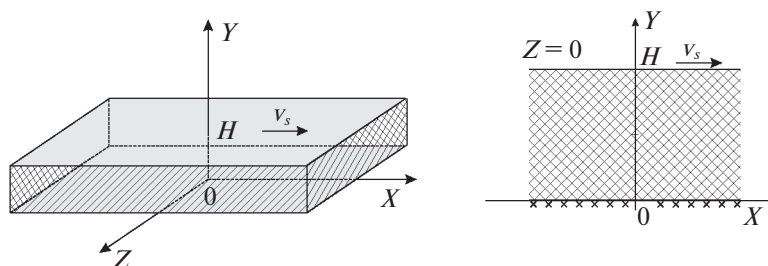


Рис. 1. Геометрия задачи.

штабных задач. Одним из решений является использование динамически адаптируемых сеток, в которых наилучшее сеточное разрешение достигается в областях с максимальными деформациями. Так, в работе [7] рассматривается конечно-элементный метод, в котором на каждом шаге элементы полностью перестраиваются так, что плотность сетки пропорциональна полной деформации.

В данной работе будет рассмотрен метод динамической адаптации сетки с фиксированным числом узлов, в котором узлы смещаются по градиенту скорости деформации, обеспечивая таким образом максимальное сеточное разрешение в областях, в которых проходят наиболее интенсивные процессы. Данный алгоритм будет протестирован на классической задаче, а также будет проведено моделирование формирования множества ПАС.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Рассмотрим процесс сдвиговой деформации бесконечной пластины, состоящей из упругопластичного материала. Толщина пластины равна H , нижняя граница слоя зафиксирована, а верхняя смещается с постоянной скоростью v вдоль оси x (рис. 1). При такой постановке задачи все параметры материала (смещение частиц, скорость, температура и другие) зависят только от координаты y , а отличной от нуля является одна касательная компонента тензора напряжений σ_{xy} . В дальнейшем, $s = \sigma_{xy}$ — напряжение.

Выведем уравнения, описывающие данный физический процесс. Полагаем, что деформация складывается из упругой ϵ^e и пластичной ϵ^p компонент. Скорость изменения смещения u вдоль оси y совпадает с полной деформацией, то есть $u_y = \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^e + \dot{\epsilon}^p$. После дифференцирования закона Гука по времени получаем первое уравнение

$$s_t = \mu v_y - \mu \dot{\epsilon}^p, \quad (2.1)$$

где μ — модуль упругого сдвига. Запишем также уравнение движения сплошной среды

$$v_t = \frac{1}{\rho} s_y \quad (2.2)$$

и закон сохранения энергии в виде

$$C\rho T_t = k T_{yy} + s \dot{\epsilon}^p, \quad (2.3)$$

здесь $T(y, t)$ — температура материала, C — теплоемкость, k — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность материала. Последнее слагаемое описывает количество энергии, которая переходит в тепло при деформации образца. Также необходимо дополнить систему уравнением состояния, в качестве которого выступает закон пластической текучести в форме

$$\dot{\epsilon}^p = \Phi^{-1}(s, T) \dot{\epsilon}_y \max \left[0, \left(\frac{s}{\sigma_0 g(T)} \right)^{\frac{1}{m}} - 1 \right], \quad (2.4)$$

$$g(T) = (1 - aT)^n.$$

Поскольку $\dot{\epsilon}^p \geq 0$, пластическая деформация в точке всегда возрастает.

Граничные условия одинаковы во всех экспериментах: скорость сдвига на границах зафиксирована, а границы теплоизолированы

$$\begin{aligned} v(0, t) = 0, \quad v(H, t) = \dot{\epsilon}_0 H, \\ T_y(0, t) = T_y(H, t) = 0. \end{aligned} \quad (2.5)$$

В работе рассматриваются два материала: сталь НУ-100 и медь ОФНС. Параметры стали: $\rho = 7860$ кг/м³, $\mu = 80$ ГПа, $k = 49.2$ Дж/(м К), $C = 473$ Дж/(кг К), $\sigma_0 = 600$ МПа, $\dot{\epsilon}_y = 10^{-4}$ 1/с, $m = 0.025$, $a = 6.43 \times 10^{-4}$ 1/К, $n = 1$. Параметры меди: $\rho = 8960$ кг/м³, $\mu = 45$ ГПа, $k = 386$ Дж/(м К), $C = 383$ Дж/(кг К), $\sigma_0 = 69$ МПа, $\dot{\epsilon}_y = 1$ 1/с, $m = 0.027$, $a = 9.47 \times 10^{-4}$ 1/К, $n = 3$.

3. КОНЕЧНО-РАЗНОСТНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ЗАДАЧИ

Для дискретизации задачи используется метод конечных разностей. Расчетная область разбивается на N отрезков, координаты узлов сетки y_i , $i = 0..N$. Отрезки разбиения $h_{i+\frac{1}{2}} = y_{i+1} - y_i$, усредненный шаг $\hat{h}_i = 0.5(h_{i-\frac{1}{2}} + h_{i+\frac{1}{2}})$, шаг по времени τ .

Расчетные величины u_i^n аппроксимируются в узлах сетки, где n – номер шага по координате, i – номер узла расчетной сетки. Введем сокращенную запись для некоторых конечно-разностных производных:

$$\Delta u_i^n = \frac{1}{2} \left(\frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{h_{i+\frac{1}{2}}} + \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{h_{i-\frac{1}{2}}} \right),$$

$$\Delta^2 u_i^n = \frac{1}{\hat{h}_i} \left(\frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{h_{i+\frac{1}{2}}} - \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{h_{i-\frac{1}{2}}} \right).$$

Уравнения (2.1) и (2.2) образуют гиперболическую подсистему относительно переменных v и s , для аппроксимации используем схему с разностями против потоков (схема типа КИР [8]). Согласно данной схеме, численное решение гиперболической системы уравнений $\mathbf{u}_t + \mathbf{A}\mathbf{u}_x = 0$ ищется по формуле:

$$\frac{\mathbf{u}_i^{n+1} - \mathbf{u}_i^n}{\tau} + A^- \frac{\mathbf{u}_{i+1}^n - \mathbf{u}_i^n}{h_{i+\frac{1}{2}}} + A^+ \frac{\mathbf{u}_i^n - \mathbf{u}_{i-1}^n}{h_{i-\frac{1}{2}}} = 0,$$

$$A^\pm = \frac{1}{2} (A \pm \Omega_L |\Lambda| \Omega_R), \quad A = \Omega_L \Lambda \Omega_R,$$

здесь $\Omega_L = \Omega_R^{-1}$ – матрицы спектрального разложения, Λ – матрица собственных значений. Применительно к нашей задаче, собственные значения равны $\pm S$, где $S = \sqrt{\mu/\rho}$ – скорость распространения поперечных упругих волн в материале, а итоговая схема:

$$v_i^{n+1} = v_i^n + \frac{\tau}{\rho} \Delta s_i^n + \frac{\tau S \hat{h}_i}{2} \Delta^2 v_i^n, \quad (3.1)$$

$$s_i^{n+1} = s_i^n + \tau \mu \Delta v_i^n + \frac{\tau S \hat{h}_i}{2} \Delta^2 s_i^n - \frac{\tau \mu}{2} (\dot{\epsilon}_i^{p(n)} + \dot{\epsilon}_i^{p(n+1)}). \quad (3.2)$$

Схема имеет первый порядок аппроксимации по времени и координате, условие устойчивости $\tau \leq h_{\min}/S$. Формула (3.1) позволяет явно вычислить скорость v^{n+1} на следующем шаге. А используя закон пластической текучести, формулу (3.2) можно переписать в виде

$$s_i^{n+1} \hat{s}_i - \frac{\tau \mu}{2} \dot{\epsilon}_i^{p(n+1)} = \hat{s}_i - \frac{\tau \mu}{2} \Phi^{-1}(s_i^{n+1}, T_i^n),$$

где величина $\hat{s}_i$ – сокращенная запись части уравнения (3.2), которая вычисляется явно. Данное нелинейное уравнение на s_i^{n+1} решается методом Ньютона, а затем находится скорость деформации $\dot{\epsilon}_i^{p(n+1)} = \Phi^{-1}(s_i^{n+1}, T_i^n)$.

Для аппроксимации теплового уравнения (2.3) используется явная трехточечная схема

$$C\rho \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\tau} = k \Delta^2 T_i^n + \frac{1}{4} (s_i^n + s_i^{n+1}) (\dot{\epsilon}_i^{p(n)} + \dot{\epsilon}_i^{p(n+1)}),$$

$$\tau \leq \frac{C\rho h_{\min}^2}{2k}.$$

4. АЛГОРИТМ ДИНАМИЧЕСКОЙ АДАПТАЦИИ СЕТКИ

Будем рассматривать алгоритм адаптации с фиксированным числом узлов, которые могут смещаться. В дальнейшем у координат появится временной индекс y_i^n , также временной индекс появится у шага по времени τ^n , который необходимо будет пересчитывать в соответствии с условиями устойчивости, ориентируясь на минимальный шаг по координате $\tau^n(h_{\min}^n)$.

В начальный момент времени узлы равномерно распределены в расчетной области. Движение узлов сетки происходит по градиенту некоторой функции-индикатора, имеющей локальные максимумы в наиболее “интересных” областях, где наблюдаются наиболее сильные изменения параметров задачи. В качестве такой функции можно было бы выбрать температуру, однако, эта переменная обладает нежелательным свойством: поскольку диссипация температуры незначительна на масштабах рассматриваемой задачи, большие значения температур долго сохраняются в точках, в которых уже не происходит значительных изменений. Поэтому в качестве базовой функции для адаптации выбирается скорость деформации $\dot{\epsilon}^p$, которая равна нулю, если деформации отсутствуют и экспоненциально растет в местах, где наблюдается пластическая деформация.

Таким образом, в качестве функции, которая характеризует направление движения узлов рассматривается

$$p_i = \left(\frac{\dot{\epsilon}_{i+1}^p - \dot{\epsilon}_i^p}{h_{i+\frac{1}{2}}} + \frac{\dot{\epsilon}_i^p - \dot{\epsilon}_{i-1}^p}{h_{i-\frac{1}{2}}} \right) /$$

$$\left(\frac{\dot{\epsilon}_{i+1}^p + \dot{\epsilon}_i^p + 1}{h_{i+\frac{1}{2}}} + \frac{\dot{\epsilon}_i^p + \dot{\epsilon}_{i-1}^p + 1}{h_{i-\frac{1}{2}}} \right), \quad (4.1)$$

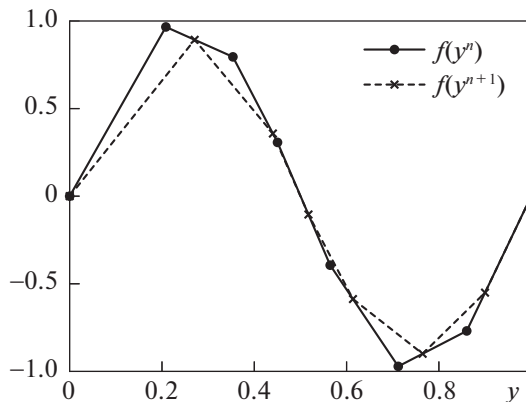


Рис. 2. Перенос значений сеточной функции.

здесь p_i имеет смысл безразмерного градиента $\dot{\epsilon}^p$, единицы в знаменателе предотвращают деление на ноль и слабо влияют на характер p_i , так как в местах с большими градиентами $\dot{\epsilon}^p \gg 1$, а в местах, где деформации отсутствуют, p_i равно нулю.

Скорость узлов сетки рассчитывается по формуле

$$v_i = RSp_i, \quad (4.2)$$

здесь коэффициент R регулирует скорость узлов, а S — скорость упругих волн в материале, используется для того, чтобы обезразмерить формулу. Следует отметить, что выбор константы S довольно удачен, так как при этом коэффициент R имеет порядок единиц. В дальнейшем везде используется значение $R = 5$ и будет показано, что такой выбор показывает хорошие результаты независимо от материала (S различны) и номинальной скорости деформации $\dot{\epsilon}_0$.

На следующем шаге рассчитываются “предварительные” координаты узлов $\hat{y}$

$$\hat{y}_i = y^n + \tau^n v_i, \quad h_{\min} < |\hat{y}_i - y_i^n| < h_{\max}, \quad (4.3)$$

при расчете на смещения накладываются некоторые ограничения, чтобы предотвратить слишком сильное сближение или отдаление узлов друг от друга. В работе используются значения $h_{\min} = 1$ мкм и $h_{\max} = 100$ мкм.

На заключительном этапе сетка $\hat{y}$ сглаживается

$$y_i^{n+1} = \frac{1}{4}(\hat{y}_{i+1} + 2\hat{y}_i + \hat{y}_{i-1}). \quad (4.4)$$

После вычисления новых координат сетки на нее переносятся значения сеточных функций. В качестве значений в новых узлах берутся значения с линейного интерполяционного сплайна, построенного на прежней сетке (рис. 2).

5. ТЕСТИРОВАНИЕ АЛГОРИТМА АДАПТАЦИИ НА ЗАДАЧЕ С ОБРАЗОВАНИЕМ ЕДИНИЧНОЙ ПАС

Данная задача рассмотрена в статьях Уолтера [9] и Чжоу [10], исследуется формирование одиночной полосы в центре стальной пластины толщиной 6.94 мм. Для локализации полосы в центре пластины начальное распределение температуры в пластине неоднородно и имеет вид гауссиана с максимумом в центре. Начальное напряжение равно нулю, а скорость в образце распределена линейно.

$$T(y, 0) = 16.2(1 - 4(\tilde{y} - 0.5)^2)^9 \exp(-20(\tilde{y} - 0.5)^2),$$

$$v(y, 0) = \dot{\epsilon}_0 y, \quad s(y, 0) = 0, \quad \dot{\epsilon}(y, 0) = \dot{\epsilon}_0.$$

Номинальная скорость деформации $\dot{\epsilon}_0 = 750 \text{ с}^{-1}$. Для сравнения результатов с результатами, полученными Чжоу, напряжение, температура и скорость пластической деформации обезразмерены характерными величинами 600 МПа, 162 К, 750 1/с соответственно. Этапы формирования ПАС в данном эксперименте приведены на рис. 3.

Как следует из графиков на рис. 3, образование ПАС сопровождается резким увеличением температуры в месте локализации. К окончанию эксперимента скорость принимает вид ступеньки: нижняя половина пластины зафиксирована, а верхняя сдвигается с постоянной скоростью.

Для тестирования было проведено два эксперимента. В первом эксперименте использовалась фиксированная равномерная сетка с шагом 10 мкм ($N = 695$), второй эксперимент проводится на динамической сетке с числом узлов $N = 301$ (начальный шаг $h \approx 23.1$ мкм). В обоих экспериментах был получен ожидаемый результат (рис. 3). Введем безразмерное время $\epsilon_{\text{ном}} = \dot{\epsilon}_0 t$. Для сравнения результатов с результатами Чжоу построим также графики центральной (значение в центре образца) температуры и скорости деформации от времени. Промежуток времени выбирается $\epsilon_{\text{ном}} \in [0.26, 0.32]$, что соответствует моменту локализации пластической деформации. Графики приведены на рис. 4.

Как следует из графиков, решения на различных сетках имеют существенные отличия. На адаптивной сетке после формирования ПАС величины в центре образца испытывают характерные колебания, скорость деформации достигает пикового значения около $6 \times 10^3 \dot{\epsilon}_0$, для фиксированной сетки зависимости более гладкие. Результаты, полученные на адаптивной сетке, полностью совпадают с результатами, полученными Уолтером и Чжоу, в частности, совпадают время образования ПАС, асимптотики величин, амплитуды и периоды затухающих колебаний. Для получения точного решения (с колебаниями) на

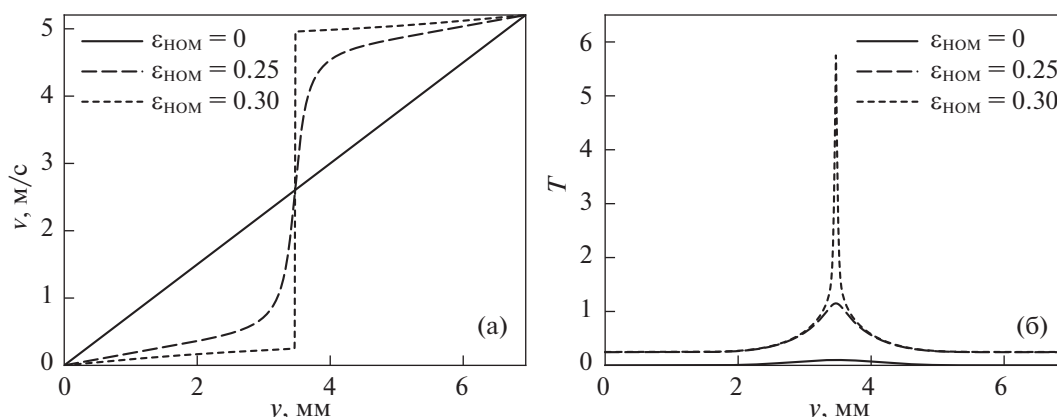


Рис. 3. Этапы формирования ПАС в эксперименте Чжоу. Распределение скорости (а) и температуры (б) в пластине в моменты времени $\epsilon_{\text{HOM}} = 0.0, 0.25, 0.3$.

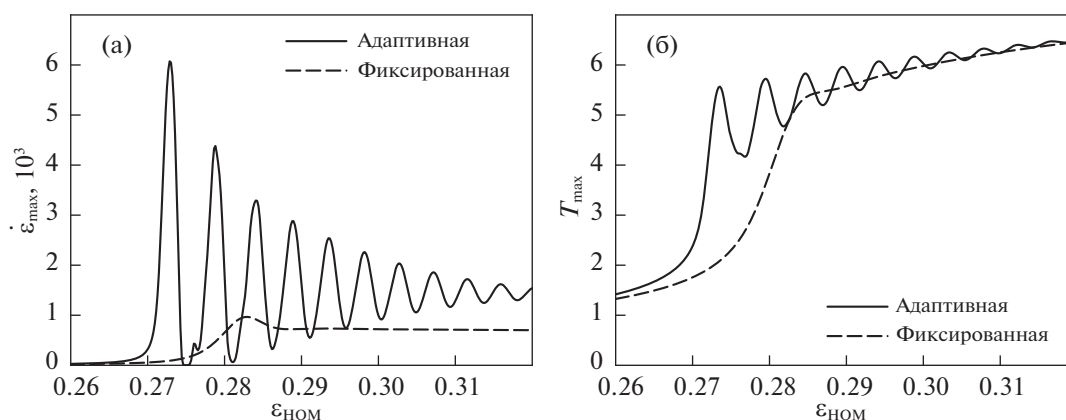


Рис. 4. Максимум температуры (а) и скорости пластической деформации (б) в зависимости от времени на различных сетках.

фиксированной сетке, необходимо использовать равномерную сетку с разрешением $h = 1$ мкм, что увеличивает продолжительность расчетов в сотню раз. Использование же динамической адаптации позволило сократить число расчетных ячеек до 300 с сохранением точности результатов.

Рассмотрим более подробно поведение узлов сетки в эксперименте с динамической адаптацией. Движение узлов сетки в ходе эксперимента представлено на рис. 5.

Сближение узлов до минимального расстояния в 1 мкм приходится на момент ϵ_{HOM} около 0.27, то есть на начало формирования ПАС. Поскольку узлы смещаются пропорционально градиенту $\dot{\epsilon}$, то после $\epsilon_{\text{HOM}} = 0.27$ можно увидеть колебания узлов, которые повторяют колебания параметров в центре пластины.

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПАС

Прошлый эксперимент показал отличные результаты. Однако, поведение ПАС в эксперименте Чжоу слишком простое, сконструируем эксперимент с более сложным поведением. Возьмем медный образец с толщиной $H = 4$ мм. В точках с координатами 1, 2 и 3 мм расположим четыре температурных пика с величинами около 100, 50 и 75°C соответственно. В дальнейшем будем их называть просто первый (левый), второй (центральный) и третий (правый).

$$T(y, 0) = 100(e^{-r(\bar{y}-0.25)^2} + 0.5e^{-r(\bar{y}-0.5)^2} + 0.75e^{-r(\bar{y}-0.75)^2}). \quad (6.1)$$

Начальные возмущения деформаций и напряжения отсутствуют.

Базовый расчет проведем на равномерной сетке с $N = 4001$ ($h = 1$ мкм). Этапы формирования ПАС приведены на рис. 6.

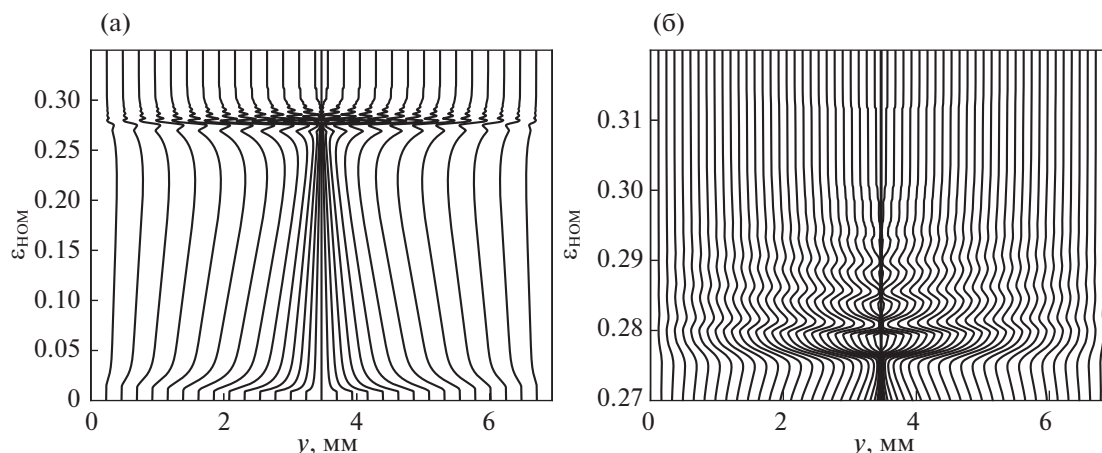


Рис. 5. Траектории узлов в эксперименте (изображена 1/10 часть всех узлов).

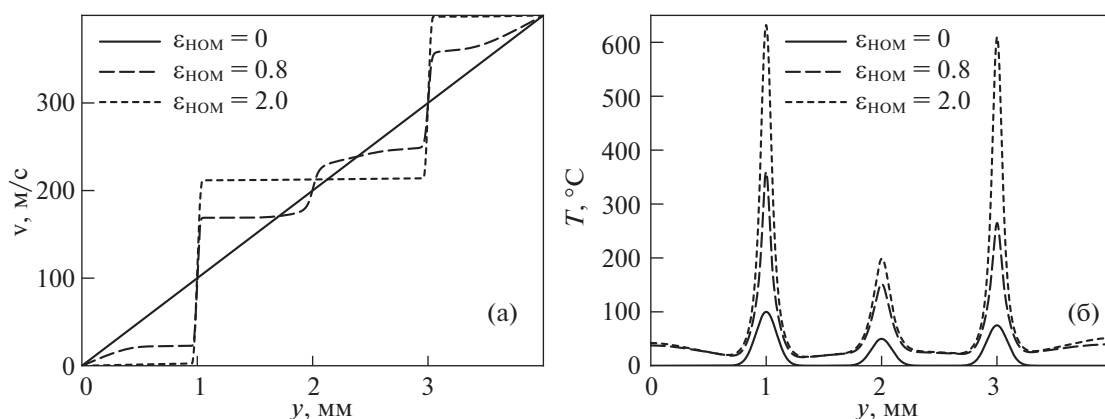


Рис. 6. Формирование ПАС в эксперименте (фиксированная сетка с $h = 1$ мкм).

Как следует из графиков, на месте крайних возмущений образуются ПАС, а в центре нет. Хотя температура в центре возрастает в четыре раза от начальной, а скорость в некоторый момент испытывает разрыв, после момента $\epsilon_{\text{НОМ}} \approx 1.2$ скорость пластической деформации в центре снижается до нуля, температура уменьшается, а разрыв скорости в центре пластины исчезает. Таким образом, при идеальной адаптации узлы должны сгуститься к центру пластины в начале эксперимента, а после $\epsilon_{\text{НОМ}} \approx 1.5$ распределиться равномерно между двумя ПАС.

Теперь проведем два аналогичных эксперимента с меньшим количеством узлов $N = 1001$ ($h_i^0 = 4$ мкм). В одном из экспериментов будем использовать адаптивную сетку, а в другом фиксированную. Стадии формирования ПАС на равномерной сетке приведены на рис. 7.

Сравнение графиков на рис. 6 и 7 показывает, что ход эксперимента существенно меняется при увеличении шага по координате. При шаге в 4 мкм

температура в центре не уменьшается, а увеличивается в 6 раз к концу эксперимента, также до конца эксперимента сохраняется разрыв в центре на графике скорости.

Однако, для эксперимента на адаптивной сетке поведение точно такое же, как и в базовом эксперименте. Визуально графики сложно отличить от рис. 6. Поэтому они здесь не приводятся.

На рис. 8 представлены траектории движения узлов в эксперименте. Графики хорошо демонстрируют ожидаемое поведение: узлы сгущаются в центре к середине эксперимента, а после распределяются равномерно между двумя крайними ПАС, количество узлов у крайних пиков сохраняется высоким на протяжении всего эксперимента.

Однако визуальное сходство не гарантирует точности эксперимента, поэтому по аналогии с предыдущей задачей построим зависимость температуры и скорости деформации в пиках от времени. Результаты представлены на рисунках 9 и 10.

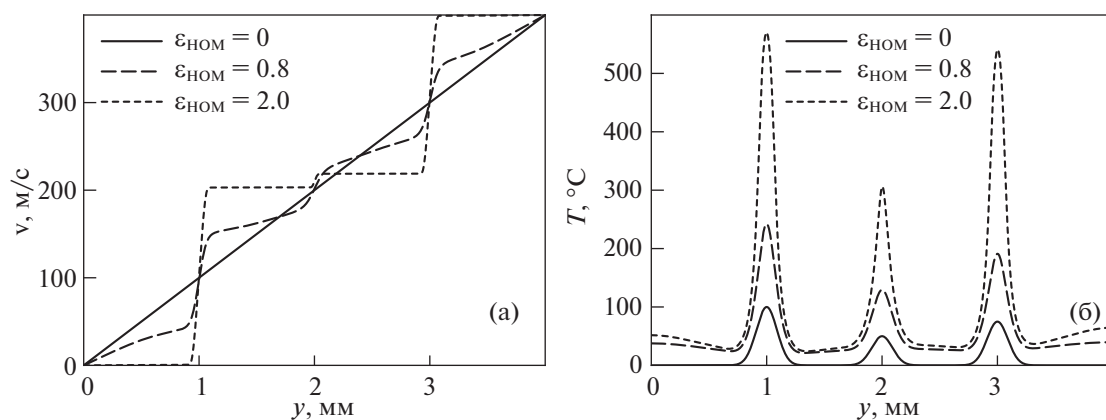


Рис. 7. Формирование ПАС в эксперименте (фиксированная сетка с $h = 4$ мкм).

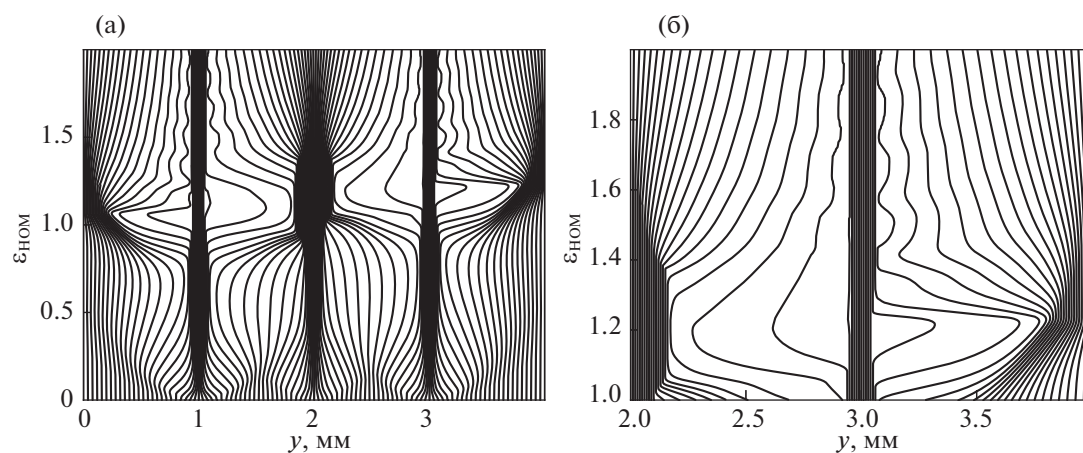


Рис. 8. Траектории узлов сетки в эксперименте с тремя пиками ($N = 1001$).

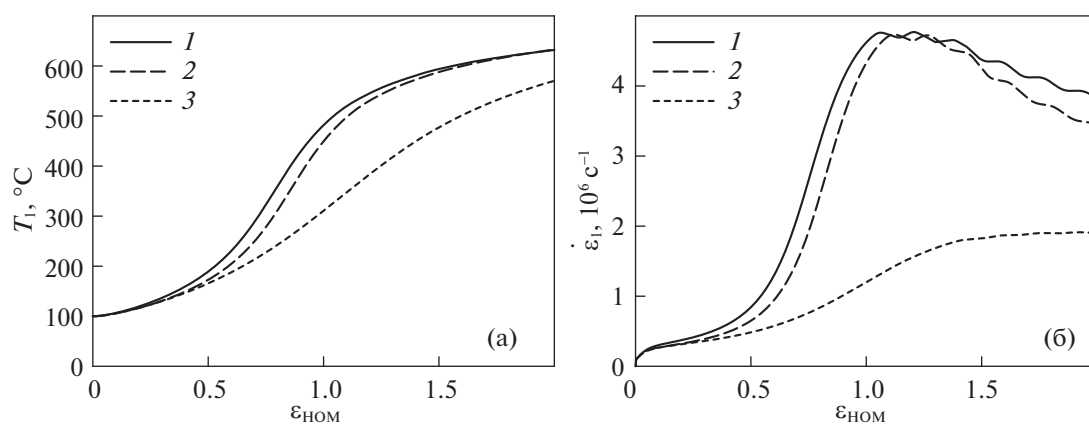


Рис. 9. Температура (а) и скорость пластической деформации (б) в точке $y = 0.25H$ (левый пик) в экспериментах на мелкой (1), адаптивной (2) и грубой (3) сетках.

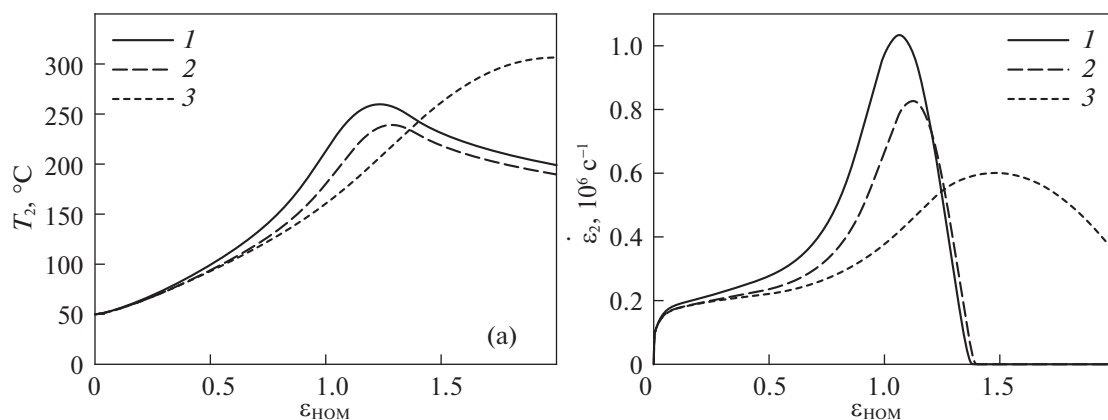


Рис. 10. Температура (а) и скорость пластической деформации (б) в точке $y = 0.5H$ (центральный пик) в экспериментах на мелкой (1), адаптивной (2) и грубой (3) сетках.

На данных графиках T_k и $\dot{\epsilon}_k$ — значения экстремумов в окрестности k -го пика (экстремумы могут незначительно смещаться от первоначальных координат 1, 2 и 3 мм). Сплошной линией обозначен базовый эксперимент ($h = 1$ мкм), штриховой — эксперимент с адаптивной сеткой, пунктирной — эксперимент на равномерной сетке с $h = 4$ мкм. Как следует из графиков, значения параметров в левой ПАС слабо отличаются. Также из рис. 10 следует, что пластические деформации в базовом эксперименте и эксперименте на адаптивной сетке полностью прекращаются в момент времени $\epsilon_{\text{НОМ}} = 1.4$, но такого не происходит в эксперименте на грубой равномерной сетке. Все графики показывают, что эксперимент на грубой сетке существенно отличается от базового, а эксперимент на адаптивной сетке качественно повторяет поведение. Незначительные отличия такие же, как и раньше: для адаптивной сетки начало локализации ПАС позднее, также больше скорость затухания $\dot{\epsilon}$. В данном эксперименте удалось добиться увеличения производительности в четыре раза (за счет уменьшения узлов) при сохранении качественных результатов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-6044.2018.1 и гранта РНФ 18-11-00209.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Krasnikov V.S., Kuksin A.Yu., Mayer A.E., Yanilkin A.V. Plastic deformation under high-rate loading: The multiscale approach. *Physics of the Solid State*. 2010. V. 52. P. 1386.
2. Chen T., Liu J., Jie Y., Zhang D. Numerical simulations of pattern evolution of shear bands during pure shear of geomaterials. *Tectonophysics*. 2015. V. 654. P. 20–29.
3. Wei Z.G., Batra R.C. Dynamic buckling of thin thermoviscoplastic cylindrical shell under radial impulsive loading. *Thin-Walled Structures*. 2006. V. 44. P. 1109–1117.
4. Rittel D. Adiabatic shear failure of a syntactic polymeric foam. *Materials Letter*. 2005. V. 59. P. 1845–1848.
5. Nesterenko V.F., Meyers M.A., Wright T.W. Self-organization in the initiation of adiabatic shear bands. *Acta Materialia*. 1998. V. 46. P. 327–340.
6. Kudryashov N.A., Ryabov P.N., Zakharchenko A.S. Self-organization of adiabatic shear bands in OFHC copper and HY-100 steel. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. 2015. 76. P. 180–192.
7. Batra R.C., Ko K.-I. An adaptive mesh refinement technique for the analysis of shear bands in plane strain compression of a thermoviscoplastic solid. *Computational Mechanics*. 1992. V. 10. P. 369–379.
8. Courant R., Isaacson E., Rees M. On the Solution of Nonlinear Hyperbolic Differential Equations by Finite Differences. *Comm. Pure Appl. Math.* 1952. V. 5. P. 243–255.
9. Walter J.W. Numerical experiments on adiabatic shear band formation in one dimension. *International Journal of Plasticity*. 1992. V. 8. P. 657–693.
10. Zhou F., Wright T.W., Ramesh K.T. A numerical methodology for investigating the formation of adiabatic shear bands. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. 2006. V. 54. P. 904–926.

Application of the Adaptive Mesh Refinement Technique to Study the Plastic Flow Localization Process

R. V. Muratov^a, N. A. Kudryashov^{a, #}, and P. N. Ryabov^a

^a National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

[#]e-mail: kudryashov@mephi.ru

Received May 13, 2019; revised May 29, 2019; accepted June 6, 2019

Abstract—The process of plastic flow localization in nonpolar elastic–plastic materials subjected to fast shear deformations has been considered. The oxygen free copper and low carbon steel are materials under study. A mathematical model of the processes of plastic flow localization in these materials has been formulated taking into account thermal softening effects. The processes of plastic flow localization are initiated through the uneven initial heating of material. A numerical algorithm based on the finite-difference method has been proposed to perform the numerical simulation of the processed under consideration. In order to optimize the operation of the proposed algorithm, an adaptive mesh refinement technique has been developed. This technique makes it possible to increase the grid resolution in regions of plastic flow localization during the calculation, keeping the accuracy of a numerical simulation on a smaller grid. The algorithm is tested on the problem suggested by other authors and is applied to numerical simulation of multiply ASB formation. The algorithm has demonstrated high performance and accuracy for both problems.

Keywords: plastic deformation, shear band, numerical simulation, adaptive mesh refinement

DOI: 10.1134/S2304487X19040072

REFERENCES

1. Krasnikov, V.S., Kuksin, A.Yu., Mayer, A.E., Yanilkin, A.V. Plastic deformation under high-rate loading: The multiscale approach. *Physics of the Solid State*, 2010, vol. 52, p. 1386.
2. Chen T., Liu J., Jie Y., Zhang D. Numerical simulations of pattern evolution of shear bands during pure shear of geomaterials. *Tectonophysics*, 2015, vol. 654, pp. 20–29.
3. Wei Z.G., Batra R.C. Dynamic buckling of thin thermoviscoplastic cylindrical shell under radial impulsive loading. *Thin-Walled Structures*, 2006, vol. 44, pp. 1109–1117.
4. Rittel D. Adiabatic shear failure of a syntactic polymeric foam. *Materials Letter*, 2005, vol. 59, pp. 1845–1848.
5. Nesterenko V.F., Meyers M.A., Wright T.W. Self-organization in the initiation of adiabatic shear bands. *Acta Materialia*, 1998, vol. 46, pp. 327–340.
6. Kudryashov N.A., Ryabov P.N., Zakharchenko A.S. Self-organization of adiabatic shear bands in OFHC copper and HY-100 steel. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2015, vol. 76, pp. 180–192.
7. Batra R.C., Ko K.-I. An adaptive mesh refinement technique for the analysis of shear bands in plane strain compression of a thermoviscoplastic solid. *Computational Mechanics*, 1992, vol. 10, pp. 369–379.
8. Courant R., Isaacson E., Rees M. On the Solution of Nonlinear Hyperbolic Differential Equations by Finite Differences. *Comm. Pure Appl. Math.*, 1952, vol. 5, pp. 243–255.
9. Walter J.W. Numerical experiments on adiabatic shear band formation in one dimension. *International Journal of Plasticity*, 1992, vol. 8, pp. 657–693.
10. Zhou F., Wright T.W., Ramesh K.T. A numerical methodology for investigating the formation of adiabatic shear bands. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2006, vol. 54, pp. 904–926.