

01;05

Кинетика дислокационных ансамблей в деформируемых облученных материалах

© Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, И.М. Неклюдов,
А.А. Пархоменко

Харьковский физико-технический институт

Поступило в Редакцию 30 апреля 1997 г.

Предложена модель развития процессов пластической деформации облученного материала, связанная с кинетикой дислокационных ансамблей, взаимодействующих с дефектами различной природы. Показано, что без учета динамических псевдорелятивистских эффектов невозможно адекватно описывать явление радиационного охрупчивания реакторных материалов.

Радиационное упрочнение материалов можно связывать с образованием кривых растяжения "зуба текучести" и площадки Чернова–Людерса [1,2], свидетельствующих о пластической нестабильности в материалах.

В данной работе нами рассмотрено развитие процессов пластической нестабильности с учетом зависимости функции распределения дислокаций в ансамбле по скоростям. Предметом описания являются подвижные дислокации, которые взаимодействуют с фиксированными препятствиями различной природы, но не задерживаются (не "зависают") на них, например движутся в режиме каналирования. Эта ситуация возможна при деформации облученного материала, когда ансамбли дислокаций "перерезают" препятствия в виде малых кластеров, петель и микропор. Ясно, что такая ситуация может иметь место как при наличии широкого спектра скоростей (энергий) дислокаций, так и при различных механизмах взаимодействия дислокаций с препятствиями.

Процессы развития пластической деформации будем исследовать на основе кинетического уравнения для функции распределения дислокаций, взаимодействующих с некоторыми фиксированными препятствиями, $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ по координатам \mathbf{r} , их скоростям \mathbf{v} и времени t :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{v}} = \frac{|\mathbf{v}|^m}{A} \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_v \cdot (n(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) - n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)), \quad (1)$$

где $d\Omega_{\mathbf{v}}$ — элемент телесного угла в пространстве скоростей; \mathbf{a} — ускорение дислокации, сообщаемое ей, например, внешним напряжением σ . Здесь частота столкновений с препятствиями для дислокации, движущейся со скоростью \mathbf{v} , равна $\frac{|\mathbf{v}|^m}{A}$ (в дальнейшем будем считать, что $m < -1$), где A — постоянная величина, учитывающая наличие стопоров различной природы и концентрации. В облученном материале величина A будет пропорциональна относительному радиационному упрочнению материала: $A \sim \sigma_{ir} / \sigma_{nonir}$.

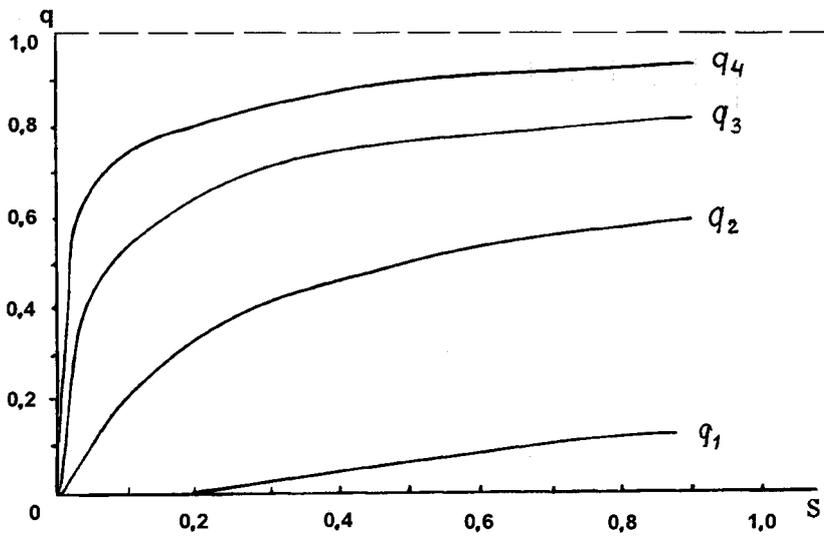
Уравнение (1) справедливо в пространственно однородном случае, т. е. когда функция распределения ансамбля дислокаций практически не меняется на длине порядка расстояния между препятствиями: $\Delta = n_1 - n_2 \ll d$ (d — среднее расстояние между стопорами).

К уравнению (1) добавим начальное условие $n(\mathbf{v}, 0; \mathbf{v}_0) = \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)$, означающее, что в момент времени $t = 0$ все дислокации имеют скорость, близкую к \mathbf{v}_0 .

Введем параметр $\rho^*(\mathbf{v}_0, t; m) = \rho_{act} / \rho_{tot}$, где ρ_{act} — плотность дислокаций, прошедших "сквозь" препятствия, ρ_{tot} — полная плотность дислокаций. Параметр $\rho^*(\mathbf{v}_0, t; m)$ обозначает относительную долю дислокаций в ансамбле, прошедших "сквозь" препятствия. Из физического смысла функции распределения $n(\mathbf{v}, t; \mathbf{v}_0)$ как плотности вероятности дислокаций, движущихся со скоростью \mathbf{v} , можно установить интегральное уравнение вида:

$$n(\mathbf{v}, t; \mathbf{v}_0) = \rho^*(\mathbf{v}_0, t; m) \delta(\mathbf{a}t + \mathbf{v}_0 - \mathbf{v}) - \int_0^t dt' \frac{\partial}{\partial t'} \rho^*(\mathbf{v}_0, t'; m) \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\mathbf{w}} n(\mathbf{v}, t - t'; \mathbf{w}|\mathbf{a}t' + \mathbf{v}_0|), \quad (2)$$

где \mathbf{w} — единичный вектор ($|\mathbf{w}| = 1$) произвольного направления. В уравнении (2) первое слагаемое представляет собой долю дислокаций, прошедших сквозь препятствия и за время t приобретших скорость $\mathbf{a}t + \mathbf{v}_0$. Второе слагаемое учитывает долю дислокаций, скорость которых приобрела произвольное направление \mathbf{w} в результате столкновений с препятствиями. Эти направления выбывают из плотности вероятности $n(\mathbf{v}, t; \mathbf{v}_0)$, о чем говорит знак "−" перед вторым слагаемым. Из кинетического уравнения (1) с помощью уравнения (2) получим уравнение



для ρ^* :

$$\frac{\partial \rho^*(\mathbf{v}_0, t; m)}{\partial t} + \frac{|\mathbf{a}t + \mathbf{v}_0|^m}{2A} \rho^*(\mathbf{v}_0, t; m) = 0. \quad (3)$$

Считая, что направление начальной скорости \mathbf{v}_0 совпадает с вектором приложенной нагрузки σ , найдем

$$\rho^*(\mathbf{v}_0, t; m) = \exp\left(\frac{|\mathbf{v}_0|^{m+1} - (|\mathbf{a}|t + |\mathbf{v}_0|)^{m+1}}{2|\mathbf{a}|A(m+1)}\right) \quad (4)$$

при $m \neq -1$. Для $m < -1$ асимптотика решения (4) имеет вид

$$q = \lim_{t \rightarrow \infty} \rho^*(\mathbf{v}_0, t; m+1) = \exp\left(\frac{|\mathbf{v}_0|^{m+1}}{2A|\mathbf{a}|(m+1)}\right). \quad (5)$$

Это есть доля дислокаций, имеющих начальную скорость $\mathbf{v}_0 \parallel \sigma$, которые проходят сквозь препятствия. При $|\mathbf{v}_0| \rightarrow \infty$ (или возрастании $|\mathbf{a}|$) эта доля стремится к единице, т.е. при больших скоростях (энергиях) дислокации "проскакивают" препятствия без остановок.

На рисунке представлена зависимость доли дислокаций, преодолевающих препятствия в динамическом режиме, от скорости дислокаций

для четырех случаев: q_1 соответствует исходному материалу ($A_1 = 1$), q_2, q_3, q_4 — облученным материалам ($A_2 = 4, A_3 = 8, A_4 = 20$). По оси абсцисс отложена величина $s = v_0/c$, c — скорость звука. Согласно полученным нами, а также проанализированным данным других авторов [3], относительное увеличение напряжения течения материала в 4–20 раз наблюдается в большинстве модельных и реакторных материалов уже при дозах $10^{-2}, \dots, 10^{-1}$ смещений на атом. Кроме того, видно, что при прочих равных условиях в облученных материалах доля дислокаций, в динамическом режиме преодолевающих препятствия (согласно [4], критерием динамического или "псевдорелятивистского" режима является достижение дислокациями скоростей ~ 0.1 скорости звука), становится уже существенной.

Согласно данным рисунка, в облученных материалах динамический (псевдорелятивистский) режим деформации достигается при более низких скоростях дислокаций.

Представленная в работе модель, по нашему мнению, может иметь прямое отношение, например, к проблеме хрупкости облученных материалов корпусных реакторов, так как процессы деформации и разрушения корпусных сталей сопровождаются динамическими процессами в условиях динамического каналирования.

Список литературы

- [1] Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В. // Структура и радиационная повреждаемость конструкционных материалов. М., Металлургия, 1966. Ч. 3. С. 5–49.
- [2] Волобуев А.В., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А. // ВАНТ. Сер.: ФРП и РМ. 1996. Вып. 1 (64). С. 3–7.
- [3] Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Ожигов Л.С. и др. Некоторые проблемы физики радиационных повреждений материалов. Киев: Наук. думка, 1979. 280 с.
- [4] Попов Л.Е. Математическое моделирование пластической деформации. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1992. 260 с.