05.1

Наноструктурный захват трещины

© *В.А. Поздняков*

ГНЦ ЦНИИчермет им. И.П. Бардина, Москва

В окончательной редакции 5 сентября 2002 г.

Рассмотрены задача развития хрупкой трещины в нанокристаллическом материале и влияние границ зерен и их стыков на разрушение. Получены выражения для условий устойчивости трещины.

Нанокристаллические материалы — новый класс материалов, интенсивно изучаемых в последнее время [1,2]. Основные отличительные признаки структуры нанокристаллических материалов (НМ): предельно малый размер зерна и обусловленная этим большая объемная доля материала, связанного с границами зерен (ГЗ) и их стыками, затруднение или подавление дислокационных механизмов пластической деформации и неравновесное состояние границ зерен (ГЗ) [1,2]. Обнаружены и исследованы различные аномалии деформационного поведения НМ, связанные с размерными эффектами [1–4].

Наиболее важным элементом структуры НМ, во многом определяющим их макроскопические свойства, являются ГЗ. В зависимости от способа получения НМ, таких, например, как компактирование нанопорошка, механическое сплавление, нанокристаллизация аморфных сплавов или интенсивная пластическая деформация, может формироваться зеренная структура с различной степенью структурной неравновесности, спектром разориентаций, дефектностью и химическим составом границ.

Известно, что ГЗ могут оказывать существенное влияние на процесс разрушения поликристаллов. На границах, являющихся местами концентрации напряжений и пониженной прочности, могут быть облегчены процессы зарождения и распространения трещин. В НМ, обладающих очень высокой плотностью ГЗ и их стыков, влияние границ на развитие трещин должно быть значительно существеннее, чем в традиционных материалах.

В [5,6] было показано, что учет дискретного характера кристаллической решетки в случае развития в ней трещины приводит к появлению так называемого эффекта „решеточного захвата“ трещины, т. е. существования интервала значений внешнего напряжения в окрестности напряжения Гриффитса, в котором трещина может сохранять устойчивость.

В данной работе рассматривается задача развития хрупкой трещины в НМ и исследуется влияние ГЗ и их стыков на условия интер- или транскристаллитного разрушения. Обсуждается возможность реализации нового эффекта, возможного в НМ, — „наноструктурного захвата“ трещины.

Особенности развития хрупкой трещины в НМ. Характер развития трещины в поликристалле и соответственно условия реализации интер- или транскристаллического разрушения будут определяться соотношением энергий когезионного γ_0 и зернограничного γ_e разрушения. Удельные энергии когезионного и зернограничного разрушения имеют вид

$$\gamma_0 = 2\gamma, \quad \gamma_e = \eta(2\gamma + 2\gamma_s - \gamma_b), \tag{1}$$

где γ и γ_b — удельные энергии свободной поверхности и ГЗ соответственно, γ_s — энергия ступенек скола [7], η — фактор неровности поверхности разрушения.

В обычных поликристаллических материалах вклад стыков ГЗ в энергию разрушения пренебрежимо мал и не учитывается при анализе разрушения [7]. Объемная доля материала, связанного с ГЗ и тройными стыками, увеличивается при уменьшении размера зерна. Для НМ объемная доля тройных стыков становится сравнимой с объемными долями ГЗ и внутризеренного материала и нужно учитывать их вклад в энергию разрушения. При случайном пути распространения трещины в материале эффективная энергия разрушения будет равна

$$\gamma_0^* = f_0\gamma_0 + f_b\gamma_e + f_j\gamma_j, \tag{2}$$

где f_0, f_b, f_j — доля площади поверхности трещины, приходящаяся на внутризеренный объем материала, границы и стыки ГЗ соответственно, а γ_0, γ_b, γ_j — вклады в удельную энергию разрушения НМ от соответствующих структурных составляющих. Доминирующим фактором условия выбора траектории распространения трещины (транскристаллитное — интеркристаллитное) является соотношение парциальных удельных энергий разрушения при развитии трещины по выбранным путям.

Если плоскость распространения трещины перпендикулярна оси приложения внешнего напряжения σ и ее вершина отклоняется от своей траектории, то для кинкообразной трещины, ориентированной под углом θ к плоскости основной, локальные коэффициенты напряжений k_1 и k_2 [8] равны

$$k_1 = \cos^3(\theta/2)K_1, \quad k_2 = \sin(\theta/2)\cos^2(\theta/2)K_1, \quad K_1 = \xi\sigma\sqrt{L}, \tag{3}$$

где ξ — численный коэффициент, L — длина основной трещины.

Условие развития трещины вдоль грани зерна под углом θ к основной плоскости [8]:

$$k_1^2 + k_2^2 \geqslant \left[2E\gamma_e/(1-\nu^2)\right]. \tag{4}$$

$E = 2\mu(1+\nu)$ — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона, μ — модуль сдвига. При условии

$$K_1 \geqslant K_{1c} = \left[2E\gamma_0^*/(1-\nu^2)\right]^{1/2} \tag{5}$$

трещина будет развиваться в объем зерна, что приведет к транскристаллитному типу разрушения.

При интеркристаллитном разрушении для НМ становится значительным вклад линейного натяжения поверхности трещины в энергию разрушения. При выгибании фронта трещины или его искривлении с малым радиусом кривизны r энергия разрушения равна

$$\gamma_e^* = \gamma_e + T/r, \tag{6}$$

где T — линейное натяжение фронта трещины [9], $2r \approx D$.

Из сравнения (4), (5) следует условие реализации транскристаллитного, а реально для НМ, из-за высокой объемной доли материала, связанного с ГЗ, — смешанного трансинтеркристаллитного типа разрушения при прямолинейном развитии трещины:

$$(\gamma_e^*/\gamma_0^*) \geqslant \cos^4(\theta_{\max}/2). \tag{7}$$

Обратное (7) условие определяет локальный критерий интеркристаллитного разрушения.

Наноструктурный захват трещины. Из-за высокой плотности ГЗ и их стыков в НМ не может реализоваться чисто транскристаллитное разрушение. Фронт трещины, даже при прямолинейной траектории ее развития, периодически проходит по материалу, связанному с внутренним объемом зерен, ГЗ и их стыками, так что энергия разрушения периодически изменяется. Интеркристаллитное разрушение НМ можно также в макромасштабе рассматривать как транскристаллитное с периодически изменяющейся энергией разрушения. Следовательно, можно считать, что удельная энергия разрушения γ^* (вязкость разрушения G_c) является периодической (квазипериодической) функцией пути продвижения трещины с периодом, примерно равным размеру зерна D. Рассмотрим условие распространения трещины в двумерном $(2\text{–}D)$ и трехмерном $(3\text{–}D)$ приближениях при периодической зависимости энергии разрушения материала от длины трещины.

Условие распространения трещины в $2\text{–}D$ модели в условиях плоской деформации [10] запишем в виде достижения скорости выделения энергии в вершине трещины длиной L критического значения G_{1c}:

$$G_1 = K_1^2(1-\nu^2)/E = \sigma^2\pi(1-\nu^2)L/E \geqslant G_{1c} = \gamma_0^*. \tag{8}$$

Отсюда размер трещины Гриффитса в однородном континуальном материале [10]:

$$L_G = 4E\gamma_0^*/\pi(1-\nu^2)\sigma_f^2. \tag{9}$$

При $\gamma_0^* = \mu b/30$, где b — межатомное расстояние, $\sigma_f = \mu/60$: $L_G \approx 500b \gg D$ $(\approx 10\,\text{nm})$.

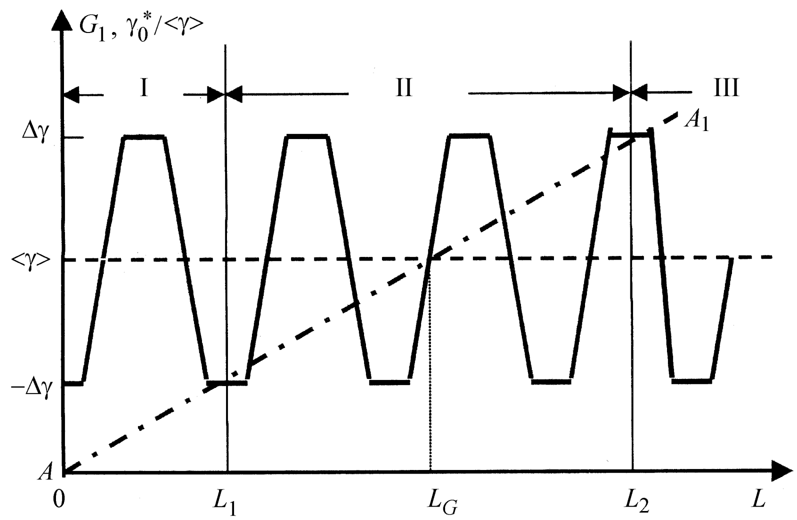
Учтем тот факт, что эффективная энергия разрушения — периодическая функция от длины трещины:

$$\gamma_0^*(L) = \langle\gamma\rangle + \Delta\gamma\sin(2\pi L/D), \tag{10}$$

где $\langle\gamma\rangle$ — среднее значение, $\Delta\gamma$ — амплитуда изменяющейся энергии разрушения. Для трещины размером L, примерно равным гриффитсовскому $L = L_G + x$, $x \ll L_G$, из (8), (10) следует условие ее развития, определяемое графически (см. рисунок) и выраженное через безразмерную скорость выделения энергии G_{1c}:

$$G_1^* \equiv (\sigma^2 L/\sigma_G^2 L_G) = 1 + (\Delta\gamma/\langle\gamma\rangle)\cos(2\pi L/D). \tag{11}$$

На графике зависимостей $G_1^*(L)$, $\gamma_0^*(L)$ точки пересечения прямой AA_1, соответствующей $G_1^*(L)$, с линией $\gamma_0^*(L)$ определяют три области возможных сценариев развития трещины В области I при $L < L_1$



Графики зависимости скорости высвобождения энергии G_1^* и удельной энергии разрушения $\gamma_0^*(L)/\langle\gamma\rangle$ от длины трещины L.

трещины неустойчивы относительно схлопывания, в области III при $L > L_3$ трещины неустойчивы относительно динамического распространения, в области II при $L_1 < L < L_2$, $L_2 - L_1 = \Delta L$ возникает ряд метастабильных термодинамически устойчивых состояний. При этом $(\Delta L/L_G) \approx (\Delta\gamma/\langle\gamma\rangle)$.

Для периодического изменения γ_0^* при данном внешнем напряжении появляется область размеров трещины, или при заданном размере трещины — область значений напряжения $\sigma_1 < \sigma < \sigma_2$, при которых она устойчива (см. рисунок).

В 3–D модели изменение энергии тела при введении дискообразной трещины радиусом r:

$$\Delta E = 2\pi\gamma_e r^2 - (4\pi/3)r^3(\sigma^2/2E) + 2\pi r\Delta\Gamma\cos(2\pi r/D), \qquad (12)$$

где $\Delta\Gamma$ — амплитуда энергии разрушения на единицу длины фронта трещины. При $r = r^* + z$, $z \ll r^*$ сила сопротивления росту трещины

$$f_r = \frac{\partial\Delta E}{\partial r} = 4\pi\gamma_e r^*\left[2 + 3z/r^* + \pi(\Delta\Gamma/\gamma D)\sin 2\pi z/D)\right]. \qquad (13)$$

Для коэффициента отношения предельных напряжений $Q = (\sigma_2/\sigma_1)$ интервала решеточного захвата трещины было получено (см. [11] и ссылки в ней) численное значение $Q \leqslant 1.05-1.1$, т.е. эффект решеточного захвата очень слаб. При наноструктурном захвате выражение для Q будет иметь вид

$$Q = (\sigma_2/\sigma_1) = 1 + \pi[\Delta\Gamma/\gamma_0^* D]. \tag{14}$$

Параметр $\Delta\Gamma \approx \Delta\gamma D$ и при $\Delta\gamma/\langle\gamma\rangle = 1.5-2$: $Q = 5-7$, т.е. эффект весьма существенен. Так что в НМ может реализоваться медленный („ползущий“ [6]) режим распространения хрупких трещин — последовательное продвижение фронта трещины из одной долины потенциальной энергии в другую путем образования и развития кинкообразных трещин на фронте основной. Таким образом, высокие плотности ГЗ и их стыков могут приводить к новым эффектам при развитии трещин в НМ.

Список литературы

[1] *Gleiter H.* // Progress in Materials Science. 1989. V. 33. N 4. P. 223.
[2] *Андриевский Р.А., Глезер А.М.* // ФММ. 2000. Т. 89. В. 1. С. 91.
[3] *Поздняков В.А., Глезер А.М.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 1. С. 31–36.
[4] *Поздняков В.А., Глезер А.М.* // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 4. С. 705–710.
[5] *Thomson R., Hsieh C., Rana V.* // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 8. P. 3154–3160.
[6] *Hsieh C., Thomson R.* // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 5. P. 2051–2063.
[7] *Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов В.А.* Физические основы прочности тугоплавких металлов. К.: Наук. думка, 1975. 315 с.
[8] *Cottrell B., Rice J.R.* // Int. J. Fract. 1980. V. 16. N 2. P. 155–169.
[9] *Evans A.G.* // Phil. Mag. 1972. V. 26. P. 1327–1344.
[10] *Броек Д.* Основы механики разрушения. М.: Высш. школа, 1980. 368 с.
[11] *Argon A.A.* // Scr. Metall. 1982. V. 16. N 3. P. 259–264.