УДК 669:531

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕЩИН В ГИБРИДНЫХ ВОЛОКНИСТЫХ МЕТАЛЛО-ЛАМИНИРОВАННЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ

М. Бабанлы, Р. Мехтиев, Н. Гурбанов, Д. Асланов, Ю. Танривердиев

Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности,
AZ1010 Баку, Азербайджан
E-mails: mustafababanli@yahoo.com, rafail60mehtiyev@mail.ru, nurlan.gurbanov@asoiu.edu.az, tribo72@mail.ru, yusif.tanriverdiyev@asoiu.edu.az

Предложена технология получения гибридных нанокомпозитных материалов с алюминиевой матрицей 7075-T6 и наполнителем в виде наночастиц. Представлен обзор экспериментальных данных, компьютерных и теоретических моделей процессов зарождения трещин. Выявлены механизмы зарождения микротрещин под действием одноосной растягивающей нагрузки. Для исследования разрушений нагруженных нанокристаллических материалов и определения их механизмов предложена модель, описывающая процесс образования и роста нанотрещин вблизи вершин эллиптических трещин в гибридном нанокомпозитном материале. С использованием параметров смоделированной трещины получены зависимости между приложенной силой и длиной трещины.

Ключевые слова: эллиптическая трещина, гибридный нанокомпозит, растяжение, пластичность.

DOI: 10.15372/PMTF20220517

Введение. Известно, что нанотрещины образуются в вершинах наиболее крупных эллиптических трещин [1–3]. В частности, гибридный композитный материал с нанокристаллической алюминиевой матрицей 7075-T6 характеризуется очень большими значениями прочности и ударной вязкости. Как правило, гибридные нанокристаллические материалы с алюминиевой матрицей обладают низкой пластичностью и трещиностойкостью, что значительно сокращает длительность технологического процесса создания композитов. Однако в последнее время созданы гибридные композиционные материалы со сверхпластичной алюминиевой матрицей, характеризующиеся высокой прочностью и пластичностью, малыми значениями пластической деформации перед разрушением и получаемые при относительно низких температурах. Высокая прочность гибридных нанокристаллических материалов с алюминиевой матрицей 7075-T6, наполненной наноразмерными частицами графена, и характер пластичности таких материалов исследовались в работах [4–6].

Одним из процессов, характеризующих прочность и пластичность гибридных нанокристаллических материалов с алюминиевой матрицей 7075-T6, является образование трещин в таких материалах при механических нагрузках. Поэтому при изучении механических свойств нанокристаллических металлических материалов необходимо адекватно

Рис. 1. Схема расположения слоев в гибридном волоконно-слоистом нанокомпозите:
1 — алюминиевая матрица 7075-T6, *2* — УВ с эпоксидной смолой

описать процессы разрушения нанокристаллических материалов и определить механизмы образования нанотрещин в них с учетом их структуры.

Целью данной работы является экспериментальное и теоретическое исследование образования нанотрещин вблизи вершин эллиптических трещин в гибридных волокнистых слоистых нанокомпозитных материалах с алюминиевой матрицей 7075-T6 при высокоскоростном и квазистатическом режимах деформирования.

1. Способ производства армированных наночастицами гибридных волоконно-слоистых композитов. Исследовались материалы, используемые для производства нанокомпозита с алюминиевой матрицей 7075-T6, наполненной наноразмерными частицами графена, и гибридным волокном, ламинированным металлом. В качестве материала матрицы использовались алюминиевый лист 7075-T6, ткань из однонаправленного углеродного волокна (УВ), эпоксидная смола MGS-L326 и отвердители MGS-H265, в качестве армирующего материала — наноразмерные частицы графена (чистота 99,5 %) диаметром 3 нм и толщиной 1,5 нм.

Между каждым из четырех слоев алюминиевой матрицы 7075-T6 толщиной 1 мм помещался слой УВ в соответствии со схемой 4/3 (Al/УВ 0° — УВ 0°/Al/УВ 0° — УВ 0°/Al/УВ 0° — УВ 0°/Al). В результате получены гибридные волокнистые композиционные материалы с металлическим слоем. Последовательность сборки гибридного волокнистого ламинированного композитного материала показана на рис. 1.

Материалы, собранные в соответствии со схемой, показанной на рис. 1, прессуются в устройстве горячего прессования при температуре 120 °C и давлении пресса массой 1 т в течение 3 ч в среде инертного газа. Через 3 ч гибридные волокнистые многослойные композитные материалы удаляются из устройства горячего прессования для охлаждения при комнатной температуре в течение 24 ч.

2. Исследование поведения гибридных волокнистых металлоламинированных нанокристаллических композитных материалов в условиях высокоскоростной и квазистатической деформации. Наиболее эффективным методом моделирования нанокристаллических твердых тел в процессе пластической деформации является метод молекулярной динамики [7, 8]. Этот метод был использован для моделирования различных нанокристаллических структур при воздействии механической нагрузки в режиме реального времени. Использование метода молекулярной динамики позволяет учесть структуру кристаллической решетки и неоднородность внутренних напряжений в деформируемых наноструктурах. Однако данный метод имеет ряд недостатков: очень малые периоды времени, в которые можно моделировать поведение атомной решетки в реальном времени, и недостаточная адекватность выбранного потенциала межатомных взаимодействий. Что касается взаимодействий атомов, то они описываются с помощью эмпирических потенциалов взаимодействия. Совместимость этих потенциалов обычно проверяется при моделировании бездефектных твердых тел, когда не полностью учитываются характер электронной связи между атомами и ее сложные изменения вблизи дефектов кристаллической решетки. Кроме того, большинство моделей разработаны для моноатомных наноструктурированных твердых тел. Их применение при анализе эволюции полиатомных и композитных наноструктур ограничено трудностью корректной формулировки потенциалов межатомного взаимодействия в случае двух или более видов атомов.

Результаты компьютерного моделирования процессов деформации в нанокристаллических структурах применимы только в случае высокоскоростного деформирования. Однако моделирование молекулярной динамики пластической деформации нанокристаллических материалов позволяет получить важную информацию о структурных превращениях, происходящих в нанокристаллических твердых телах.

3. Процессы вязкого и хрупкого разрушения в нанокристаллических материалах. Экспериментальные данные. Процессы вязкого и хрупкого разрушения в нанокристаллических материалах исследовались в ходе механических испытаний, проведенных в соответствии со стандартами ASTM. В результате испытания на растяжение композитных материалов с гибридным волокном, ламинированным металлом, проведенного при скорости растяжения 1 мм/мин в соответствии со стандартом ASTM D3039, установлено, что ламинированное металлом гибридное волокно, полученное с использованием чистой эпоксидной смолы, имеет прочность на разрыв 911,4 МПа, а прочность на разрыв композитного материала с гибридным волокном, ламинированным металлом, с добавлением наночастиц графена (0,5 %) увеличилась приблизительно на 2,42 % и составила 933,5 МПа.

Проведены также испытания на ударную вязкость гибридных волоконно-слоистых композитных материалов, изготовленных с использованием чистой эпоксидной смолы и наночастиц графена (0,5 %), при скорости удара 5,23 м/с в соответствии со стандартом ASTM E23. Обнаружено, что для композитов с гибридным волокном, ламинированным металлом, изготовленных из алюминиевого листа 7075-T6, однонаправленного углеродного волокна и эпоксидной смолы, значение ударной вязкости в плоскости листа равно 16,2 Дж, в поперечном направлении — 30,8 Дж. Добавление наночастиц графена (0,5 %) позволило увеличить значения ударной вязкости этих композитов в плоскости листа на 2 % (16,5 Дж), в поперечном направлении — на 13,6 % (35 Дж).

Ударная вязкость композитов с гибридным волокном, ламинированным металлом, может быть определена как способность материалов поглощать энергию удара при воздействии ударной нагрузки до тех пор, пока не произойдет деформация или разрушение. В отличие от металлических сплавов, которые поглощают энергию за счет упругопластической деформации, композит с гибридным волокном, ламинированным металлом, поглощает энергию за счет расщепления или разрыва волокон [9].

4. Образование нанотрещин в точках пересечения границ зерен в нанокристаллических материалах. Рассмотрим нанокристаллическое твердое тело, состоящее из зерен и содержащее длинную эллиптическую трещину (рис. 2,*а*). Предположим, что нанокристаллическое твердое тело находится под действием равномерной растягивающей нагрузки σ_0. Трещина пересекает границу зерна на расстоянии r_0 от ближайшей точки пересечения границ зерен. Напряжения, действующие в окрестности вершины трещины в деформированном теле, вызывают скольжение зерен вдоль границ, например, вдоль границы AB (рис. 2,*б*). В этом случае точка пересечения границ (точка B) предотвращает скольжение зерен вдоль границы AB, что приводит к их скольжению вдоль других границ

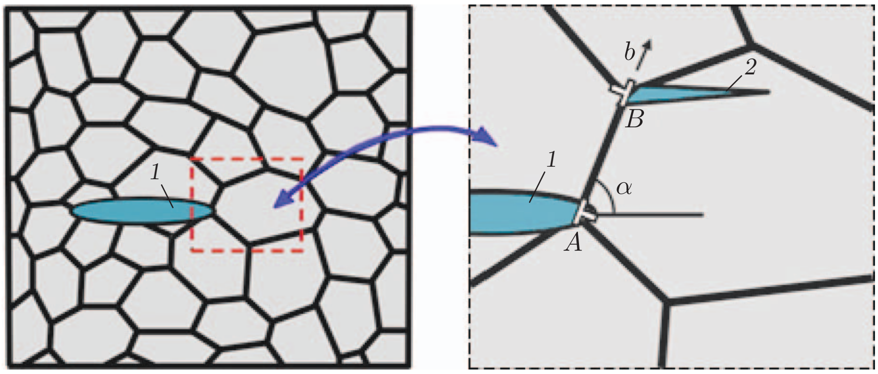

Рис. 2. Эллиптическая трещина в нанокристаллическом твердом теле:
а — общий вид, *б* — увеличенный фрагмент; *1* — эллиптическая трещина, *2* — нанотрещина

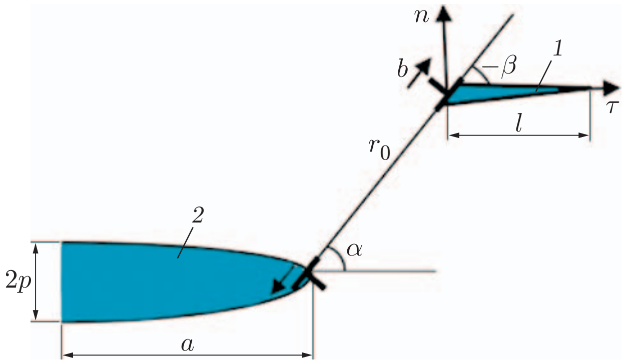

Рис. 3. Схема образования нанотрещины (*1*) в результате появления дислокации вблизи вершины длинной эллиптической трещины (*2*)

зерен и вызывает пластическое смещение вблизи точки B. С точки зрения теории дефектов твердого тела в данном случае сохраняется дислокация, при этом модуль вектора Бюргерса увеличивается в процессе скольжения вдоль границы зерна [10].

Если значение вектора Бюргерса b, характеризующего дислокацию, достаточно велико, в поле напряжения дислокации появляются нанотрещины (см. рис. 2,*б*). В работе [10] показано, что в эллиптических трещинах напряжения вблизи их вершин достаточно велики, чтобы образовалась нанотрещина, и достаточно малы, чтобы появились дислокации с вектором Бюргерса. Это обусловлено тем, что рост эллиптической трещины происходит при относительно малых значениях напряжения, которых недостаточно для образования дислокаций с вектором Бюргерса. Значение напряжения, необходимое для роста трещины, достаточно велико. Поэтому локальные напряжения вблизи вершины эллиптической трещины могут быть значительно больше напряжений вблизи эллиптической трещины той же длины. Ниже проводится анализ процесса образования нанотрещин, вызванного возникновением границы зерен в результате зернограничного проскальзывания в точке пересечения границ зерен вблизи вершины трещины (рис. 3). На рис. 3 приведена схема эллиптической затупленной трещины. Радиус кривизны ρ вершины трещины меньше длины большей полуоси эллипса a.

Радиус кривизны трещины ρ связан с длинами полуосей эллипса a и p соотношением $\rho = p^2/a$ [10, 11].

Рассмотрим зернограничное скольжение вблизи вершины затупленной трещины в гибридных нанокомпозитных материалах, приводящее к появлению дислокации с вектором Бюргерса b. Предположим, что граница зерен, вдоль которой происходит проскальзывание, расположена под углом α к плоскости трещины (см. рис. 3). В этом случае в результате проскальзывания вдоль границы зерна AB возникают две дислокации, которые образуют дислокационный диполь (см. рис. 2,*б*). Этот диполь состоит из дислокации с вектором Бюргерса b, образованной дислокацией с вектором Бюргерса $-b$ (см. рис. 3). Ядром вторичной дислокации является эллиптическая трещина. В состоянии равновесия значение вектора Бюргерса b дислокационного диполя соответствует минимальной энергии ΔW, обусловленной образованием диполя. Иными словами, равновесное значение вектора Бюргерса b определяется соотношением

$$\frac{\partial\,(\Delta W)}{\partial b}\Big|_{b=b_c} = 0.$$

В рассматриваемом случае выражение для энергии ΔW представляется в виде

$$\Delta W = W_S + W_C - A, \tag{1}$$

где W_S — собственная упругая энергия дислокационного диполя; W_C — энергия ядра дислокации с вектором Бюргерса b; A — работа сдвигового напряжения, создаваемого внешней нагрузкой.

Удельная упругая энергия дислокационного диполя определяется выражением [12]

$$W_S = -\frac{b}{2}\int\limits_0^{r_0-r_c} \sigma_{r\theta}^{dip}(r,\theta)\,dr, \qquad \theta = \alpha, \tag{2}$$

где $r_c \approx b$ — радиус ядра дислокации; $\sigma_{r\theta}^{dip}$ — компонента тензора напряжений (в цилиндрической системе координат (r,θ) с началом (0,0) в вершине трещины), создаваемых диполем дислокаций в твердом теле с эллиптической трещиной (см. рис. 3).

В выражении (1) второе слагаемое определяется соотношением $W_c \approx Db^2/2$, где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$; G — модуль сдвига; ν — коэффициент Пуассона [13].

Третье слагаемое в (1) вычисляется по формуле [14, 15]

$$A = b\int\limits_0^{r_0} \sigma_{r\theta}^{e}(r,\theta)\,dr, \qquad \theta = \alpha,$$

где $\sigma_{r\theta}^{e}$ — компоненты тензора напряжений, создаваемых внешней механической нагрузкой σ_0 вблизи вершины эллиптической трещины.

Равновесное значение b_c модуля вектора Бюргерса b рассчитывается по формуле $\partial\,(\Delta W)/\partial b\big|_{b=b_c} = 0$. В результате получаем выражение

$$b_c = (\sigma_0/D) f(r_0,\alpha,\rho),$$

где

$$f(r_0,\alpha,\rho) = \int\limits_0^{r_0} \bar\sigma_{r\theta}^{e}(r,\theta)\,dr \Big/ \Big(1 - \int\limits_0^{r_0-r_c} \bar\sigma_{r\theta}^{dip}(r,\theta)\,dr\Big), \qquad \theta = \alpha; \tag{3}$$

$$\bar\sigma_{r\theta}^{dip} = \sigma_{r\theta}^{dip}/(Db), \qquad \bar\sigma_{r\theta}^{e} = \sigma_{r\theta}^{e}/\sigma_0.$$

Вычислим внешнее напряжение σ_0, необходимое для формирования дислокационного диполя с модулем b_c вектора Бюргерса. Предположим, что эллиптическая трещина растет, в случае если суммарное растягивающее напряжение в окрестности ее вершины достигает критического значения σ_p, т. е. $\sigma_{yy} = \sigma_p$. Уравнение $\sigma_{yy} = \sigma_p$ справедливо, когда внешнее напряжение σ_0 достигает максимального значения σ_{0c}. Таким образом, данное уравнение является верным, если радиус кривизны вершины трещины ρ достигает некоторого критического значения ρ_c. Если критический радиус задан в виде

$$\rho_c = \frac{16G\gamma}{\pi\sigma_p^2(1-\nu)}$$

(γ — удельная энергия свободной поверхности) [16], то для алюминия это значение приближенно равно 1,4 нм.

Напряжение σ_{yy} в окрестности вершины трещины представляет собой сумму напряжения σ_{yy}^e, определяемого внешней нагрузкой, и напряжения σ_{yy}^{dip}, создаваемого дислокационным диполем: $\sigma_{yy} = \sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^{dip}$. Для определения напряжения σ_{yy}^e используется следующее выражение:

$$\sigma_{yy}^e = (x,y) = 2\sigma_0\sqrt{a/\rho}\,, \qquad x = a, \quad y = 0. \tag{4}$$

Подставляя выражение (4) и соотношение $\sigma_{yy} = \sigma_{yy}^e + \sigma_{yy}^{dip}$ в формулу $\sigma_{yy} = \sigma_p|_{\sigma_0=\sigma_{0c}}$, получаем выражение для максимального значения σ_{0c} внешнего напряжения

$$\sigma_{0c} = \frac{\sigma_p - Dbg(r_0,\alpha,\rho)}{2}\sqrt{\frac{\rho}{a}}\,, \tag{5}$$

при этом функция $g(r_0,\alpha,\rho)$ задается соотношением $\sigma_{yy}^{dip} = Db\bar{\sigma}_{yy}^{dip} = Dbg(r_0,\alpha,\rho)$.

В случае если $b = b_c$, $\sigma_0 = \sigma_{0c}$, подставляя выражение $b_c = (\sigma_0/D)f(r_0,\alpha,\rho)$ в формулу (5) и решая уравнение для σ_{0c}, находим

$$\sigma_{0c} = \frac{\sigma_p}{2\sqrt{a/\rho} + f(r_0,\alpha,\rho)g(r_0,\alpha,\rho)}, \qquad b_c = \frac{\sigma_p}{D}\,\frac{f(r_0,\alpha,\rho)}{2\sqrt{a/\rho} + f(r_0,\alpha,\rho)g(r_0,\alpha,\rho)}.$$

Функции $f(r_0,\alpha,\rho)$ и $g(r_0,\alpha,\rho)$ зависят от напряжений $\sigma_{r\theta}^e$, $\sigma_{r\theta}^{dip}$ и σ_{yy}^e, σ_{yy}^{dip}, создаваемых внешней нагрузкой σ_0 и дислокационным диполем в бесконечной упругой среде с эллиптической трещиной. В работе [17] приведены выражения для этих напряжений. Напряжение $\sigma_{r\theta}^e$, создаваемое внешним напряжением σ_0, определяется следующим образом [16]:

$$\sigma_{r\theta}^e = \mathrm{Im}\,[(\bar{z}\varphi_e''(z) + \psi_e'(z))\,\mathrm{e}^{2i\theta}], \qquad z = x + iy = a + r\,\mathrm{e}^{i\theta}, \quad i = \sqrt{-1}\,.$$

Здесь $\varphi_e(z)$, $\psi_e(z)$ — комплексные потенциалы, определяемые формулами [14]

$$\varphi_e(z) = \frac{\sigma_0 R}{4}\Big(\xi - (2+m)\,\frac{1}{\xi}\Big), \qquad \psi_e(z) = \frac{\sigma_0 R}{2}\Big(\xi - \frac{1}{\xi} - \frac{(1+m)(1+m\xi^2)}{\xi(\xi^2-m)}\Big),$$

$$R = \frac{\sqrt{a}\,(\sqrt{a}+\sqrt{\rho}\,)}{2}, \qquad m = \frac{\sqrt{a}-\sqrt{\rho}}{\sqrt{a}+\sqrt{\rho}},$$

ξ — один из двух корней уравнения $z = R(\xi + m/\xi)$ при $|\xi| \geqslant 1$.

Поле напряжений $\sigma_{ij}^{dip}(r,\theta)$, создаваемое дислокационным диполем в бесконечной упругой среде с эллиптической трещиной (см. рис. 2, 3), вычисляется из соотношения

$$\sigma_{ij}^{dip}(r,\theta) = \sigma_{ij}^d(r_0,\alpha,\theta,r) - \sigma_{ij}^d(0,\alpha,\theta,r),$$

где $\sigma_{ij}^d(r_0,\alpha,\theta,r)$ — поле напряжений, возникающее в результате появления дислокации в точке B (см. рис. 2,*б*); $\sigma_{ij}^d(0,\alpha,\theta,r)$ — поле напряжений, возникающее в результате появления дислокации в точке A (см. рис. 2,*б*).

Напряжение $\sigma^d_{r\theta}(r_0, \alpha, \theta, r)$ определяется из соотношения [14]

$$\sigma^d_{r\theta}(r_0, \alpha, \theta, r) = \operatorname{Im}\,[(\bar{z}\varphi''_d(z) + \psi'_d(z))\,\mathrm{e}^{2i\theta}], \tag{6}$$

где

$$\begin{gathered}
\varphi_d(z) = A\ln{(z - z_d)} + \varphi_{im}(z), \qquad \psi_d(z) = \bar{A}\ln{(z - z_d)} - A\,\frac{\bar{z}_d}{z - z_d} + \psi_{im}(z),\\
\varphi_{im}(z) = 2A\ln\xi - A\ln\Big(\xi - \frac{m}{\xi_d}\Big) - A\ln\Big(\xi - \frac{1}{\bar{\xi}_d}\Big) + \bar{A}\,\frac{\xi_d(1 + m\bar{\xi}_d^2) - \bar{\xi}_d(\xi_d^2 + m)}{\xi_d\bar{\xi}_d(\bar{\xi}_d^2 - m)(\xi - 1/\bar{\xi}_d)},\\
\psi_{im}(z) = 2\bar{A}\ln\xi - \bar{A}\ln\Big(\xi - \frac{m}{\xi_d}\Big) - \bar{A}\ln\Big(\xi - \frac{1}{\bar{\xi}_d}\Big) +\\
+ A\,\frac{\bar{\xi}_d(\xi^2 + m^3) - m\xi_d(\bar{\xi}_d^2 + m)}{\xi_d\bar{\xi}_d(\xi_d^2 - m)(\xi - 1/\xi_d)} + \xi\,\frac{1 + m\xi^2}{\xi^2 - m}\,\frac{d\varphi_{im}}{d\xi},\\
z = a + r\,\mathrm{e}^{i\theta}, \qquad z_d = a + r_0\,\mathrm{e}^{i\theta},
\end{gathered} \tag{7}$$

$A = Gb\,\mathrm{e}^{i\theta}/[4i\pi(1 - \nu)]$; ξ_d — один из корней уравнения $z_d = R(\xi_d + m)/\xi_d$ при $|\xi_d| \geqslant 1$.

Запишем выражения для компонент тензора напряжений σ^d_{yy}, σ^d_{nn}, $\sigma^d_{\tau n}$ в виде

$$\begin{gathered}
\sigma^d_{yy}(r_0, \alpha, \theta, r) = \operatorname{Im}\,[2\varphi'_d(z) + \bar{z}\varphi''_d(z) + \psi'_d(z)],\\
\sigma^d_{nn}(r_0, \alpha, \theta, r) = \operatorname{Im}\,[(2\varphi'_d(z) + \bar{z}\varphi''_d(z) + \psi'_d(z))\,\mathrm{e}^{2i(\alpha+\beta)}],\\
\sigma^d_{\tau n}(r_0, \alpha, \theta, r) = \operatorname{Im}\,[(\bar{z}\varphi'_d(z) + \psi'_d(z))\,\mathrm{e}^{2i(\alpha+\beta)}].
\end{gathered} \tag{8}$$

Выражения для напряжений $\sigma^{dip}_{r\theta}$, σ^{dip}_{yy}, σ^{dip}_{nn}, $\sigma^{dip}_{\tau n}$ получаются из формул (6)–(8) и соотношения $\sigma^{dip}_{ij}(r, \theta) = \sigma^d_{ij}(r_0, \alpha, \theta, r) - \sigma^d_{ij}(0, \alpha, \theta, r)$. Функция $f(r_0, \alpha, \rho)$ вычисляется по формуле (3) с использованием (8), при этом $g(r_0, \alpha, \rho) = \sigma^{dip}_{yy}/(Db)$.

Рассмотрим условия зарождения и роста нанотрещины на дислокации в гибридном нанокомпозитном соединении вблизи вершины эллиптической трещины (см. рис. 3). Предположим, что длина нанотрещины равна l, а угол β лежит в плоскости границы зерен, где происходит зернограничное скольжение. В первом приближении будем пренебрегать взаимодействием нанотрещины и эллиптической трещины. Иными словами, будем рассматривать рост нанотрещины в поле напряжений, создаваемых дислокационным диполем и приложенной нагрузкой в теле с эллиптической трещиной. Растущую нанотрещину будем моделировать как диффузную трещину в бесконечном теле, находящемся под действием поля напряжений. Таким образом, влияние дополнительного поля напряжений, возникающего вследствие роста крупных эллиптических трещин, на поле напряжений, создаваемое дислокационным диполем, не учитывается.

Для расчета условий роста нанотрещин используем критерий [18]

$$F > 2\gamma_e, \tag{9}$$

где F — конфигурационная сила; $\gamma_e = \gamma$, если нанотрещина растет внутри зерна, $\gamma_e = \gamma - \gamma_b/2$, если нанотрещина растет вдоль границы зерна; γ_b — удельная энергия на границе зерна. В используемом приближении конфигурационная сила рассчитывается по формуле [18]

$$F = \frac{\pi l(1 - \nu)}{4G}\,(\bar{\sigma}^2_{nn} + \bar{\sigma}^2_{\tau n}), \tag{10}$$

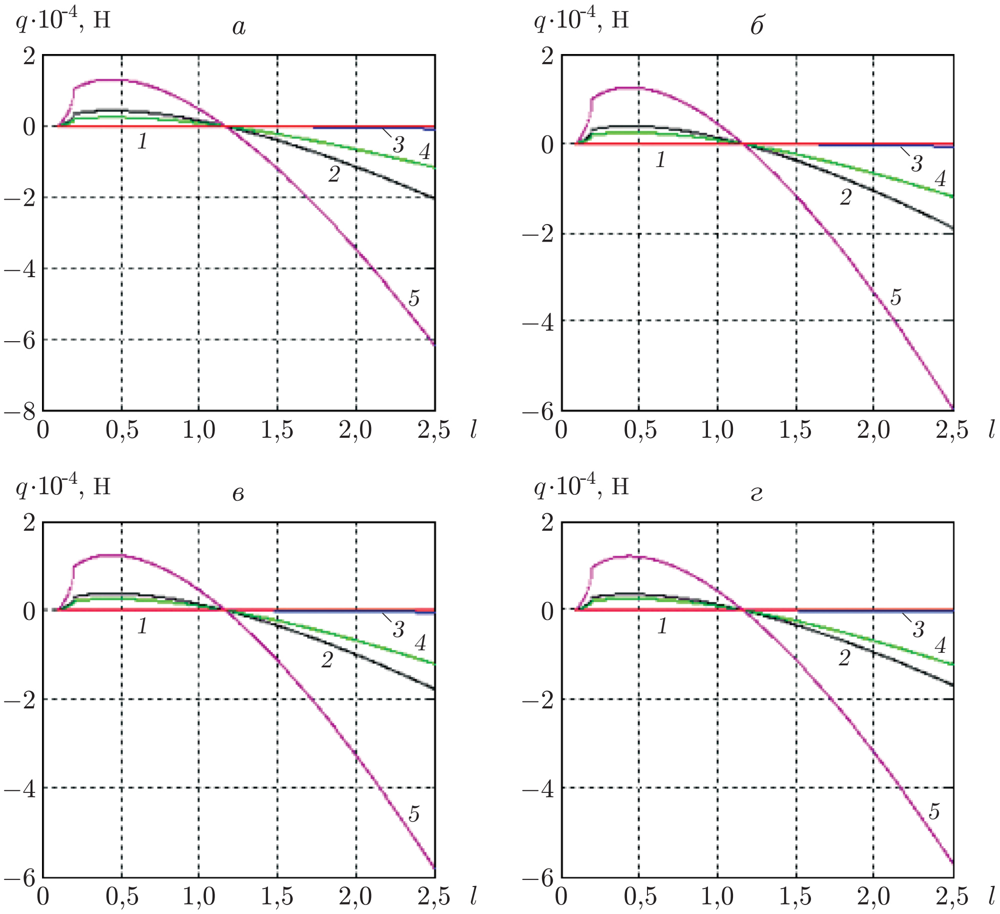

Рис. 4. Зависимость внешней силы q от длины l нанотрещины, образовавшейся в нанокомпозите:
а — $r_0 = 0{,}8$, *б* — $r_0 = 1{,}0$, *в* — $r_0 = 1{,}2$, *г* — $r_0 = 1{,}4$; *1* — $q = q_c$, *2* — $\beta = \pi/6$, *3* — $\beta = \pi/4$, *4* — $\beta = \pi/3$, *5* — $\beta = \pi/2$

где τ — вектор, направленный вдоль нанотрещины; n — вектор внешней нормали к нанотрещине (см. рис. 3); $\bar{\sigma}_{nn}$, $\bar{\sigma}_{\tau n}$ — средневзвешенные значения компонент напряжений, создаваемых дислокационным диполем твердого тела с эллиптической трещиной и внешней нагрузкой [18–20]:

$$\bar{\sigma}_{kn} = \frac{2}{\pi l} \int_0^l \sigma_{kn} \sqrt{\frac{\tau}{l-\tau}}\, d\tau, \qquad k = n, \tau. \tag{11}$$

Помимо выполнения критерия (9) роста нанотрещины потребуем, чтобы напряжение при образовании нанотрещины было положительным в плоскости нанотрещины. С учетом выражений (10), (11) запишем условие роста нанотрещины в виде

$$q > q_c, \tag{12}$$

где

$$q = (\pi l/2)(\bar{\sigma}_{nn}^2 + \bar{\sigma}_{\tau n}^2), \qquad q_c = 4\gamma_e G/(1-\nu).$$

Зависимость $q(l)$ была рассчитана по формуле (12) при следующих значениях параметров: $\sigma_p = 28{,}8$ МПа, $\gamma = 1{,}07$ Дж/м^2, $\nu = 0{,}182$, $G = 32$ МПа, $a = 2{,}0$ мкм, $\alpha = \pi/3$, $\beta = \pi/6$, $\pi/4$, $\pi/3$, $\pi/2$, $r_0 = 0{,}8$; $1{,}0$; $1{,}2$; $1{,}4$.

На рис. 4 показаны зависимости $q(l)$ для нанокристаллического материала при различных значениях r_0, β. Горизонтальными линиями показаны зависимости $q_c(l)$. Рост нанотрещины энергетически выгоден в тех областях, где кривая $q(l)$ находится выше горизонтальной линии $q = q_c$.

На рис. 4 видно, что при увеличении r_0 рост нанотрещины замедляется. Это обусловлено тем, что при увеличении r_0 напряжения, создаваемые нагрузкой, приложенной в плоскости нанотрещины, уменьшаются. Это приводит к более существенному росту нанотрещины, чем при увеличении вектора Бюргерса.

Заключение. В работе проведен анализ экспериментальных и теоретических данных, полученных для гибридных волоконно-слоистых нанокристаллических композитных материалов. В результате исследования установлено, что с увеличением радиуса кривизны вершины трещины ρ зарождение и рост нанотрещин в нанокристаллических материалах происходят при меньших внешних нагрузках.

В некоторых нанокристаллических металлах уменьшение размера зерна приводит к появлению вязко-хрупкого перехода, наблюдаемого в экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Wolf D., Yamakov V., Phillpot S. R., et al.** Deformation of nanocrystalline materials by molecular-dynamics simulation: relationship to experiments // Acta Materialia. 2005. V. 53, iss. 1. P. 1–40.
2. **Padmanabhan K. A., Gleiter H.** Optimal structural superplasticity in metals and ceramics of microcrystalline- and nanocrystalline-grain sizes // Materials Sci. Engng. A. 2004. V. 381, iss. 1. P. 28–38.
3. **Kumar K. S., Suresh S., Chisholm M. F., et al.** Deformation of electrodeposited nanocrystalline nickel // Acta Materialia. 2003. V. 51, iss. 2. P. 387–405.
4. **Hasanov I., Abbasov I., Gurbanov N.** Stress-deformed state of a packing ring with eccentric holes // Proc. Latvian Acad. Sci. Sec. B. 2020. V. 74, iss. 4. P. 287–292.
5. **Jabbarov T. G., Dyshin O. A., Babanli M. B., et al.** Mathematical modelling of the sintering process of iron-based metal-glass materials // Progr. Phys. Metals. 2019. V. 20, iss. 4. 584.
6. **Gurbanov N. A., Babanli M. B.** Investigation of effects of graphene nanoplatelets addition on mechanical properties of 7075-T6 aluminium matrix hybrid fibre metal laminates // Metallophys. Advan. Technol. 2021. V. 43, iss. 12. P. 1589–1599.
7. **Farkas D., Petegem S., Derlet P. M., Van Swygenhoven H.** Dislocation activity and nano-void formation near crack tips in nanocrystalline Ni // Acta Materialia. 2005. V. 53, iss. 11. P. 3115–3123.
8. **Demkowicz M. J., Argon A. S., Farkas D., Frary M.** Simulation of plasticity in nanocrystalline silicon // Philos. Mag. 2007. V. 87. P. 4253–4271.
9. **Afrouzian A., Aleni H. M., Liaghat G., Ahmadi H.** Effect of nano-particles on the tensile, flexural and perforation properties of the glass/epoxy composites // J. Reinforc. Plastics Composites. 2017. V. 36, iss. 12. P. 900–916.
10. **Hulbert D. M., Jiang D., Kuntz J. D., et al.** A low-temperature high-strainrate formable nanocrystalline superplastic ceramic // Scripta Materialia. 2007. V. 56, iss. 12. P. 1103–1106.
11. **Ovid'ko I. A., Sheinerman A. G.** Nanocrack generation at dislocation-disclination configurations in nanocrystalline metals and ceramics // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. 054109.
12. **Mura T.** Micromechanics of defects in solids. Dordrecht: Martinus Nijhoff Publ., 1987.
13. **Bobylev S. V., Mukherjee A. K., Ovid'ko I. A., et al.** Effects of intergrain sliding on crack growth in nanocrystalline materials // Intern. J. Plasticity. 2010. V. 26, iss. 11. P. 1629–1644.

14. **Fischer L. L., Beltz G. E.** The effect of crack blunting on the competition between dislocation nucleation and cleavage // J. Mech. Phys. Solids. 2001. V. 49. P. 635–654.
15. **Beltz G. E., Lipkin D. M., Fischer L. L.** Role of crack blunting in ductile versus brittle response of crystalline materials // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 44–68.
16. **Ovid'ko I. A., Sheinerman A. G.** Ductile vs. brittle behavior of pre-cracked nanocrystalline and ultrafine-grained materials // Acta Materialia. 2010. V. 58, iss. 16. P. 5286–5294.
17. **Farkas D., Curtin W. A.** Plastic deformation mechanisms in nanocrystalline columnar grain structures // Materials Sci. Engng. A. 2005. V. 412, iss. 1. P. 316–322.
18. **Ovid'ko I. A., Sheinerman A. G.** Grain boundary sliding and nanocrack generation near crack tips in nanocrystalline metals and ceramics // Materials Phys. Mech. 2010. V. 10. P. 37–46.
19. **Мирсалимов В. М.** Оптимальное проектирование композита, армированного однонаправленными волокнами // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 3. С. 153–170.
20. **Мирсалимов В. М.** Контактная задача о периодической системе щелей переменной ширины с частично взаимодействующими берегами при наличии концевых зон пластических деформаций // ПМТФ. 2019. Т. 60, № 1. С. 114–123.

Поступила в редакцию 22/XII 2021 г.,
после доработки — 3/II 2022 г.
Принята к публикации 26/V 2022 г.