

УДК 539.37:691.32

*О.В. МАТВИЕНКО^{1,2}, О.И. ДАНЕЙКО¹, Т.А. КОВАЛЕВСКАЯ¹***ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ УПРОЧНЯЮЩИХ НАНОЧАСТИЦ НА ОСТАТОЧНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ТРУБЕ ИЗ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЁННОГО СПЛАВА**

С использованием подхода, основанного на сочетании методов физической теории пластичности и механики деформируемого твердого тела, проведено исследование разгрузки из упругопластического состояния трубы, изготовленной из дисперсно-упрочнённого сплава на основе меди. Определено влияние размеров упрочняющих частиц на остаточные напряжения стенок трубы. Показано, что остаточные радиальные напряжения в бывшей пластической области трубы, а также примыкающей к ней части бывшей упругой области возрастают с ростом размеров упрочняющих частиц. Однако вблизи внешней стенки остаточные радиальные напряжения уменьшаются с ростом размера частиц. Увеличение размеров упрочняющих частиц приводит к уменьшению абсолютных значений остаточных окружных и осевых напряжений. Абсолютные значения остаточных окружных и осевых напряжений более чем на порядок превосходят величины остаточных радиальных напряжений.

Ключевые слова: дисперсно-упрочнённые материалы, наноразмерные частицы, пластическая деформация, математическая модель, деформационное упрочнение, разгрузка, остаточные напряжения.

Введение

Одним из приоритетных направлений современного материаловедения является получение материалов, обладающих повышенными прочностными и эксплуатационными характеристиками. В связи с этим применение дисперсно-упрочнённых сплавов открывает новые возможности для создания высокоэффективного оборудования в различных отраслях промышленности [1].

Платиновые сплавы, упрочненные дисперсными частицами, широко применяются в оборудовании силикатных производств. Дисперсно-упрочненные алюминиевые сплавы применяют в авиационной технике и ракетостроении, где они в ряде случаев могут заменить титановые сплавы. Дисперсно-упрочненные вольфрамовые сплавы используются в электровакуумной технике [2]. Известно, что дисперсно-упрочненные сплавы обладают повышенной жаропрочностью [3], поэтому из них изготавливают трубопроводы, предназначенные для работы с горячими газами. В работе [4] отмечается, что сплавы на основе дисперсно-упрочненной меди могут с успехом применяться для изготовления сопловых вставок авиационных и ракетных двигателей, обеспечивая надежную эксплуатацию изделия при давлении до 650 МПа и температуре до 1000 К.

Дисперсно-упрочненные сплавы представляют собой материал, в матрице которого равномерно распределены мелкодисперсные субмикронные и наноразмерные частицы другого вещества. В таких материалах большую часть нагрузки принимает на себя матрица, в которой благодаря большому количеству практически не растворяющихся в ней частиц второй фазы создается структура, сопротивляющаяся пластической деформации [5]. Дисперсные частицы упрочняющей фазы оказывают сопротивление движению дислокаций при нагружении материала. Чем сильнее это сопротивление, тем выше прочность. Из этого следует, что прочность зависит также от дислокационной структуры, которая формируется в процессе пластической деформации.

От объемного содержания упрочняющего наполнителя, равномерности его распределения, степени дисперсности и расстояния между частицами зависит уровень прочности. Согласно формуле Орована, сопротивление сдвигу растет с уменьшением расстояния между частицами:

$$\tau_{0r} = \frac{Gb}{\Lambda_p - \delta},$$

где G – модуль сдвига; b – величина вектор Бюргерса; Λ_p – расстояние между центрами частиц; δ – диаметр частиц.

Изучение физических основ пластичности и деформационного упрочнения гетерофазных сплавов берёт своё начало с работ Орована [6], Эшби [7–9], Хирша [10–12], Хамфриса [13–15]. В исследовании [16] рассматриваются аспекты деформационного поведения дисперсно-

упрочненных алюминиевых материалов при одноосной ползучести в широком температурном диапазоне. Результаты исследования показывают, что предельное напряжение сдвига значительно уменьшается при повышении температуры. Авторы исследования [17] сосредоточились на изучении материалов, упрочнённых наноразмерными частицами. Полученные в рамках этой работы результаты показывают возможность значительного улучшения свойств микрокомпозитов. В [18] описана обработка и микроструктурная характеристика двух дисперсно-упрочненных сплавов на основе меди. Было показано, что введение в сплав упрочняющих частиц позволяет повысить прочностные характеристики материала при высоких температурах. В работе [19] рассмотрены некоторые вопросы создания дисперсно-упрочненных материалов на основе кобальта. Показано, что полученный сплав обладает высокими показателями механических свойств. Результаты исследований влияния добавок наноалмазов на физико-механические свойства металлической матрицы бурового инструмента обсуждались в [20]. Определена оптимальная концентрация наноалмазных порошковых присадок. Показано, что добавление 1–2 % нанодисперсных алмазов увеличивает твердость инструмента на 24.3 %.

В работах [21–25] проведено исследование влияния масштабных характеристик некогерентных упрочняющих частиц на деформационное упрочнение ГЦК-кристаллических материалов и формирование их дислокационной структуры: призматических петель, диполей, матричных сдвигообразующих дислокаций. В рамках математической модели пластической деформации монокристаллов дисперсно-упрочненных ГЦК-материалов с наноразмерными частицами в [22] проведено исследование влияния температуры и скорости деформации на поведение материала и эволюцию его дислокационной подсистемы. Установлено, что для материалов с разной матрицей (алюминий, медь, никель) существенно не различается вид кривых температурной зависимости деформационного упрочнения и плотности различных составляющих дислокационной подсистемы. В [21, 22] выявлено, что в материалах с наноразмерной и нанодисперсной упрочняющей фазой независимо от её сопряжения с матрицей наблюдается более интенсивное деформационное упрочнение, чем в материалах с более крупными частицами при одинаковой объёмной доле упрочняющей фазы.

В процессе эксплуатации в результате различных физических процессов, связанных с изготовлением и обработкой изделий, в элементах конструкций могут возникать остаточные напряжения, которые влияют на прочностные характеристики при повторных нагружениях [26]. Поэтому проблемам исследования остаточных напряжений уделяется значительное внимание [27–30].

Целью настоящей работы является исследование влияния размеров упрочняющих частиц и расстояния между ними на формирование поля остаточных напряжений в трубе, изготовленной из дисперсно-упрочненного сплава на основе меди, находящейся в состоянии разгрузки после упруго-пластического нагружения. Исследования проведены на основе подхода, сочетающего методы физической теории пластичности и механики деформируемого твердого тела [31–34].

Математическая модель процесса пластической деформации

При моделировании пластической деформации и деформационного упрочнения предполагается, что в процессе пластического сдвига дисперсно-упрочненных материалов с ГЦК-матрицей, содержащих некогерентную дисперсную фазу, формируется зона сдвига и образуются следующие типы деформационных дефектов: линейные – сдвигообразующие дислокации (их плотность обозначена ρ_m), призматические петли вакансионного и межузельного типа, дислокационные диполи вакансионного и межузельного типа, точечные деформационные дефекты – межузельные атомы (концентрация c_i), моновакансии (концентрация c_v), бивакансии (концентрация c_{2v}).

Уравнения баланса элементов деформационной дефектной среды записаны в виде [22, 24, 25]

$$\frac{d\rho_m}{da} = (1 - \omega_s P_{as}) \frac{F}{Db} - \frac{2}{\dot{a}} (1 - \omega_s) \rho_m^2 b \min(r_a, \rho_m^{-1/2}) (c_{2v} Q_{2v} + c_{1v} Q_{1v} + c_i Q_i) + \\ + \frac{2\alpha}{\dot{a}} b \sqrt{\rho} (\rho_p^v (c_{1v} Q_{1v} + c_{2v} Q_{2v}) + \rho_p^i c_i Q_i) + \frac{2b}{\dot{a} r_a} (\rho_d^i c_i Q_i + \rho_d^v (c_{1v} Q_{1v} + c_{2v} Q_{2v})),$$

$$\frac{d\rho_p^i}{da} = \frac{\langle \chi \rangle \delta}{2\Lambda^2 b} - \frac{2\alpha}{\dot{a}} \sqrt{\rho} \rho_p^i b (2c_{2v} Q_{2v} + c_i Q_i + 2c_{1v} Q_{1v}),$$

$$\begin{aligned}\frac{d\rho_p^v}{da} &= \frac{\langle \chi \rangle \delta}{2\Lambda_p^2 b} - \frac{2\alpha}{\dot{a}} \sqrt{\rho} \rho_p^v b (c_{2v} Q_{2v} + 2c_i Q_i + c_{1v} Q_{1v}), \\ \frac{d\rho_d^v}{da} &= \frac{1}{\Lambda_p b} - \frac{2b}{\dot{a} r_a} \rho_d^v (c_{2v} Q_{2v} + c_i Q_i + c_{1v} Q_{1v}), \\ \frac{d\rho_d^i}{da} &= \frac{1}{\Lambda_p b} - \frac{2b}{\dot{a} r_a} \rho_d^i (c_{2v} Q_{2v} + c_i Q_i + c_{1v} Q_{1v}),\end{aligned}\quad (1)$$

$$\begin{aligned}\frac{dc_i}{da} &= q \frac{\tau_{\text{dyn}}}{G} - \frac{c_i}{\dot{a}} [(1-\omega_s)\rho_m + \rho_p + \rho_d] b^2 Q_i + Q_{1v} c_{1v} + Q_{2v} c_{2v} + Q_i (c_{1v} + c_{2v}), \\ \frac{dc_{1v}}{da} &= \frac{q\tau_{\text{dyn}}}{6G} - \frac{1}{\dot{a}} [(((1-\omega_s)\rho_m + \rho_p + \rho_d) b^2 + c_i + c_{1v}) Q_{1v} c_{1v} + Q_i c_i c_{1v} - (Q_{2v} + Q_i) c_i c_{2v}], \\ \frac{dc_{2v}}{da} &= \frac{5q\tau_{\text{dyn}}}{6G} - \frac{1}{\dot{a}} [(((1-\omega_s)\rho_m + \rho_p + \rho_d) b^2 + c_i) Q_{2v} c_{2v} + Q_i c_i c_{2v} - Q_{1v} c_{1v}^2].\end{aligned}$$

Скорость деформации определяется величиной приложенного напряжения и зависит от характеристик дефектной среды:

$$\dot{a} = \frac{8}{\pi} \frac{v_D B \beta_r^{1/2}}{\xi^{1/6} F (1 - \beta_r)} \frac{\tau^3 (((1 - \beta_r)\rho_m + \rho_p + \rho_d)(\tau - \tau_a))^{1/3}}{G^{4/3} b^{1/3} (\tau^2 - G^2 b^2 \xi \beta_r \rho_m)^{1/2}} \exp\left[-\frac{0,2Gb^3 - (\tau - \tau_a)\Lambda b^2}{kT}\right]. \quad (2)$$

Заметим, что уравнение (2) позволяет определить величину напряжения сдвига, если известна скорость деформации, а также плотности сдвигообразующих дислокаций, дислокаций в дипольных конфигурациях и призматических петлях. В уравнениях (1), (2) a – деформация сдвига; D – диаметр зоны сдвига; F – параметр, определяемый формой дислокационных петель и их распределением в зоне сдвига; τ_{dyn} – напряжение, избыточное над статическим сопротивлением движению дислокаций; $Q_j = Z_j v_D \exp(-U_j^{(m)}/kT)$ – кинетический коэффициент; $U_j^{(m)}$ – энергия активации миграции точечных дефектов j -го типа; Z_j – число мест, возможных для прыжка дефекта j -го типа ($j = i, v$); v_D – частота Дебая; k – постоянная Больцмана; T – температура деформирования; ω_s – доля винтовых дислокаций; $\langle \chi \rangle$ – средняя величина параметра, характеризующего «геометрию» дислокаций на частицах; q – параметр, определяющий интенсивность генерации точечных дефектов; B – параметр, определяемый вероятностью образования дислокационных барьеров, ограничивающих зону сдвига; ρ – плотность дислокаций, $\rho_p = \rho_p^i + \rho_p^v$ – плотность призматических дислокационных петель, $\rho_d = \rho_d^i + \rho_d^v$ – плотность дислокаций в дипольных конфигурациях; Λ – длина свободного дислокационного сегмента; α – параметр междислокационных взаимодействий; τ_f – напряжение трения; ν – коэффициент Пуассона; P_{as} – вероятность аннигиляции винтовых дислокаций; r_a – критический радиус захвата.

Атермическая составляющая сопротивления движению дислокаций τ_a в дисперсно-упрочнённом сплаве с некогерентными частицами обусловлена напряжением трения τ_f , взаимодействием с реагирующими дислокациями леса τ_d и напряжением обхода частиц τ_{Or} : $\tau_a = \tau_f + \tau_d + \tau_{Or}$.

Начальная концентрация точечных дефектов соответствует концентрации термодинамически равновесных точечных дефектов при данной температуре. Начальная плотность сдвигообразующих дислокаций соответствует состоянию недеформированного кристалла, предполагается отсутствие дислокационных призматических петель и дислокаций в дипольных конфигурациях. Таким образом, начальные условия для решения системы уравнений (1) имеют вид

$$a = 0: \quad \rho_m^{(0)} = 10^{12} \text{ м}^{-2}, \quad \rho_p^{(0)} = \rho_d^{(0)} = 0, \quad c_i^{(0)} = c_{2v}^{(0)} = c_v^{(0)} = \exp(-U_j/kT).$$

Основные расчеты проведены при следующих значениях параметров для монокристаллов дисперсно-упрочнённых сплавов с медной матрицей: $b = 2.5 \cdot 10^{-10}$ м; $F = 4$; $v_D = 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\alpha = 0.5$; $\beta_r = 0.14$; $\xi = 0.5$; $\tau_f = 10$ МПа; $G = 51.9$ ГПа; $\alpha_{\text{dyn}} \approx 0.33$; $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; $\omega_s = 0.3$; $U_v^f = 1.26$ эВ;

$U_{2v}^f = 2.16$ эВ; $U_i^f = 3.28$ эВ; $U_v^m = 0.88$ эВ; $U_{2v}^m = 0.69$ эВ; $U_i^m = 0.117$ эВ. Условия деформации: температура – 493 К, скорость деформации – 10^{-2} с $^{-1}$.

Влияние характеристик упрочняющей фазы на деформационное упрочнение

Результаты проведенных исследований показывают [21, 22], что в материале с наноразмерными частицами упрочняющей фазы дислокационные диполи не образуются на протяжении всего процесса пластической деформации в широком спектре температур. Дислокационная подсистема в этом случае включает только сдвигообразующие дислокации и призматические петли.

На рис. 1 показана зависимость плотности сдвигообразующих дислокаций от степени деформации для дисперсно-упрочненного сплава на основе меди. Из рисунка видно, что плотность сдвигообразующих дислокаций уменьшается при увеличении расстояний между частицами, а также при уменьшении размеров частиц.

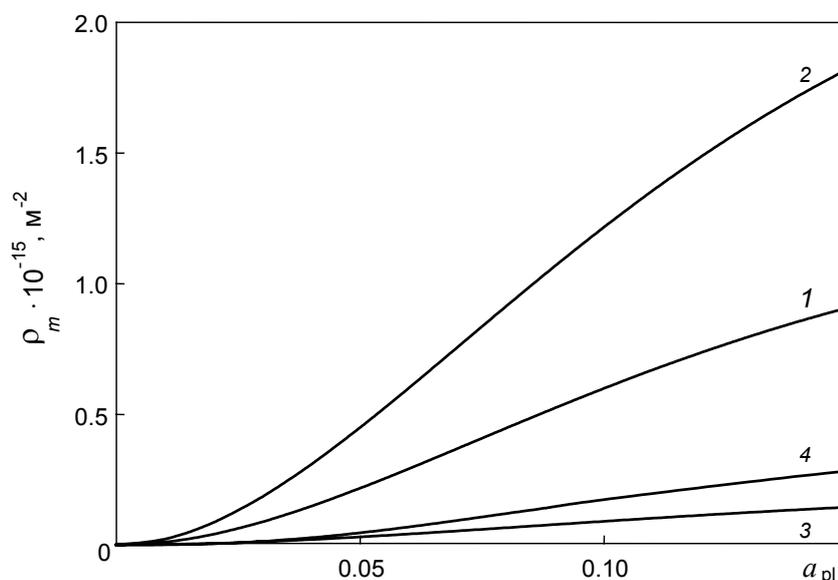


Рис. 1. Зависимость плотности сдвигообразующих дислокаций от степени деформации. Расстояние между частицами: кр. 1, 2 – 40 нм, кр. 3, 4 – 100 нм; размер частиц: кр. 1, 3 – 5 нм, кр. 2, 4 – 10 нм

Увеличение расстояния между частицами и уменьшение размера частиц существенно снижают плотность дислокаций в призматических петлях (рис. 2), так как уменьшение объёмной доли упрочняющих частиц заметно снижает интенсивность генерации дислокационных призматических петель.

На рис. 3 представлены зависимости интенсивности сдвиговых напряжений τ от степени пластической деформации $a_{pl} = a - \frac{\tau_0}{G}$ материалов на основе меди с некогерентной упрочняющей фазой. Эти зависимости рассчитаны для различных значений масштабных характеристик упрочняющей фазы. Как видно из рис. 3, в рассматриваемом диапазоне параметров кривые упрочнения характеризуются монотонной зависимостью предельного напряжения сдвига от степени деформации. При малых значениях степени пластической деформации a_{pl} наблюдается заметное увеличение τ . При больших a_{pl} кривая упрочнения выходит на горизонтальную асимптоту, соответствующую площадке текучести при $\tau = \tau_{\infty}$.

Результаты исследований показали, что при увеличении размера частиц или уменьшении расстояния между ними предельное напряжение сдвига возрастает. Это обусловлено увеличением плотности дислокаций при увеличении объёмной доли упрочняющей фазы вследствие более интенсивного накопления дислокационных призматических петель на упрочняющих частицах.

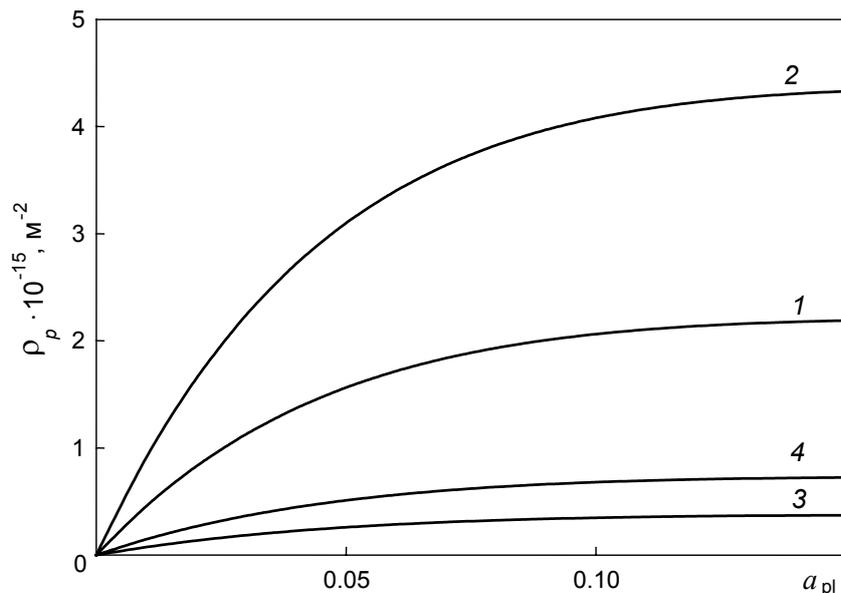


Рис. 2. Зависимость плотности дислокаций в призматических петлях от степени деформации. Расстояние между частицами: кр. 1, 2 – 40 нм, кр. 3, 4 – 100 нм; размер частиц: кр. 1, 3 – 5 нм, кр. 2, 4 – 10 нм.

Аппроксимация полученных в результате численных расчетов баланса элементов деформационной дефектной среды зависимостей предельного напряжения сдвига от степени деформации позволяет с погрешностью, не превышающей 0.1 %, предложить следующие функциональные зависимости $\tau(a_{pl})$:

$$\tau = \tau_0 + \tau_1 \frac{a_{pl}}{a_1 + a_{pl}}, \quad (3)$$

где τ_0 , τ_1 , a_1 – параметры, значения которых для различных размеров упрочняющих частиц, а также расстояний между частицами представлены в таблице.

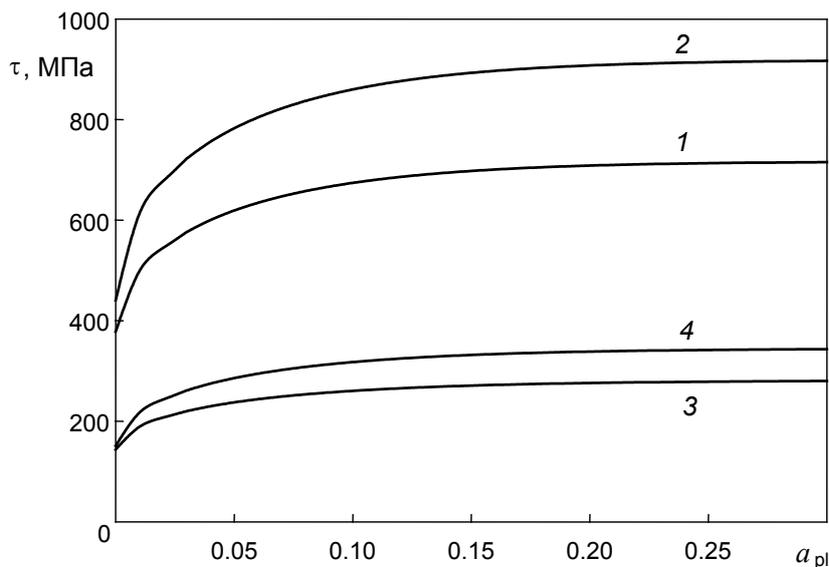


Рис. 3. Кривые упрочнения для сплава на основе меди. Расстояние между частицами: кр. 1, 2 – 40 нм; кр. 3, 4 – 100 нм. Диаметр частиц δ , нм: кр. 1, 3 – 5; кр. 2, 4 – 10

Уравнение (3) определяет кривую упрочнения материала.

Параметры кривой упрочнения

Характеристики упрочняющей фазы	τ_0 , МПа	τ_1 , МПа	a_1
$\Lambda_p = 40$ нм, $\delta = 5$ нм	380.93	362.12	0.024
$\Lambda_p = 40$ нм $\delta = 10$ нм	443.88	511.39	0.023
$\Lambda_p = 100$ нм $\delta = 5$ нм	145.20	147.26	0.028
$\Lambda_p = 100$ нм $\delta = 10$ нм	153.13	206.91	0.026

Математическая модель процесса разгрузки

Определив кривую упрочнения материала, рассмотрим напряженно-деформированное состояние трубы после снятия внутреннего давления p . Известно, что процесс разгрузки определяется условиями нагружения трубы [35].

Деформация стенок трубы является упругой, если величина приложенного давления меньше предела упругого сопротивления:

$$p < p_1 = \frac{R_{\text{ex}}^2 - R_{\text{in}}^2}{R_{\text{ex}}^2} \frac{\tau_0}{2}. \quad (4)$$

Если величина приложенного давления становится равной пределу упругого сопротивления, то на внутренней стенке трубы возникает пластическое состояние. При ещё большем давлении пластическое состояние охватывает кольцевой слой радиусом R_{pl} , примыкающий к внутренней поверхности трубы. К внешней границе этого слоя будет примыкать область, в которой ещё сохранится упругое состояние материала.

Граница упругой и пластической областей R_{pl} может быть найдена из условия непрерывности напряжений в результате решения трансцендентного уравнения [32]:

$$p = (\tau_0 + 2\tau_1) \ln\left(\frac{R_{\text{pl}}}{R_{\text{in}}}\right) + \tau_0 \frac{R_{\text{ex}}^2 - R_{\text{pl}}^2}{2R_{\text{ex}}^2} + \tau_1 \left(1 + \frac{\tau_0}{2Ga_2}\right) \ln\left(\frac{\tau_0 R_{\text{pl}}^2 + a_2 GR_{\text{in}}^2}{\tau_0 R_{\text{pl}}^2 + a_2 GR_{\text{pl}}^2}\right). \quad (5)$$

Эта граница при увеличении внутреннего давления смещается к внешней стенке трубы. Когда величина приложенного давления достигает предела пластического сопротивления трубы, весь материал по толщине трубы перейдет в пластическое состояние. Таким образом, предел пластического сопротивления равен

$$p_* = (\tau_0 + 2\tau_1) \ln\left(\frac{R_{\text{ex}}}{R_{\text{in}}}\right) + \left(\tau_1 + \frac{\tau_0 \tau_1}{2Ga_2}\right) \ln\left(\frac{\tau_0 R_{\text{ex}}^2 + a_2 GR_{\text{in}}^2}{\tau_0 R_{\text{ex}}^2 + a_2 GR_{\text{ex}}^2}\right). \quad (6)$$

Разгрузка после упругой деформации приводит к восстановлению первоначального состояния. Однако если в процессе деформации материал стенок трубы перешел в пластическое состояние, то материал в зоне пластической деформации будет характеризоваться остаточными напряжениями и деформациями.

В бывшей пластической области ($r \leq R_{\text{pl}}$) после снятия нагрузки будут действовать напряжения:

$$\sigma_{rr} = (\tau_0 + 2\tau_1) \ln\left(\frac{r}{R_{\text{in}}}\right) + \tau_1 \left(1 + \frac{\tau_0}{2Ga_2}\right) \ln\left(\frac{R_{\text{pl}}^2 \tau_0 + a_2 GR_{\text{in}}^2}{R_{\text{pl}}^2 \tau_0 + a_2 Gr^2}\right) - p \left(1 + \frac{R_{\text{in}}^2}{R_{\text{ex}}^2 - R_{\text{in}}^2} \left(1 - \frac{R_{\text{ex}}^2}{r^2}\right)\right), \quad (7)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = (\tau_0 + 2\tau_1) \ln\left(\frac{r}{R_{\text{in}}}\right) + \tau_1 \left(1 + \frac{\tau_0}{2Ga_2}\right) \ln\left(\frac{R_{\text{pl}}^2 \tau_0 + a_2 GR_{\text{in}}^2}{R_{\text{pl}}^2 \tau_0 + a_2 Gr^2}\right) +$$

$$+ \tau_0 \left(1 + \tau_1 \frac{R_{pl}^2 - r^2}{\tau_0 R_{pl}^2 + a_2 Gr^2} \right) - p \left(1 + \frac{R_{in}^2}{R_{ex}^2 - R_{in}^2} \left(1 + \frac{R_{ex}^2}{r^2} \right) \right); \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} = 2\nu \left((\tau_0 + 2\tau_1) \ln \left(\frac{r}{R_{in}} \right) + \tau_1 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\tau_0}{Ga_2} \right) \ln \left(\frac{R_{pl}^2 \tau_0 + a_2 GR_{in}^2}{R_{pl}^2 \tau_0 + a_2 Gr^2} \right) - p \left(1 + \frac{R_{in}^2}{R_{ex}^2 - R_{in}^2} \right) \right) + \\ + \nu \tau_0 \left(1 + \tau_1 \frac{R_{pl}^2 - r^2}{\tau_0 R_{pl}^2 + a_2 Gr^2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

В бывшей упругой области ($R_{pl} \leq r \leq R_{ex}$) напряжения будут равны

$$\sigma_{rr} = -\frac{\sigma_{rr}^* R_{pl}^2}{R_{ex}^2 - R_{pl}^2} \left(1 - \frac{R_{ex}^2}{r^2} \right); \quad (10)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = -\frac{\sigma_{rr}^* R_{pl}^2}{R_{ex}^2 - R_{pl}^2} \left(1 + \frac{R_{ex}^2}{r^2} \right); \quad (11)$$

$$\sigma_{zz} = \nu \sigma_{rr}^* \frac{R_{pl}^2}{2R_{ex}^2}, \quad (12)$$

где σ_{rr}^* – нормальное напряжение на границе бывших упругой и пластической областей:

$$\sigma_{rr}^* = p \frac{R_{ex}^2 - R_{pl}^2}{R_{ex}^2 - R_{in}^2} \frac{R_{in}^2}{R_{pl}^2} - \tau_0 \frac{R_{ex}^2 - R_{pl}^2}{2R_{ex}^2}. \quad (13)$$

Остаточные напряжения в стенке трубы

Рассмотрим основные результаты исследования напряженного состояния трубы из сплава на основе меди, упрочненного некогерентными наночастицами, после снятия внутреннего давления. Для выбранного дисперсно-упрочнённого материала параметры, характеризующие механические свойства, следующие [31]: $G = 51.9$ ГПа; $\nu = 0.33$. При математическом моделировании предполагалось, что внутренний радиус $R_{in} = 0.1$ м, а внешний $R_{ex} = 0.105$ м.

На рис. 4 приведена зависимость положения зоны пластической деформации, формирующейся при нагружении, от величины внутреннего давления p для различных значений Λ_p и δ . Из ри-

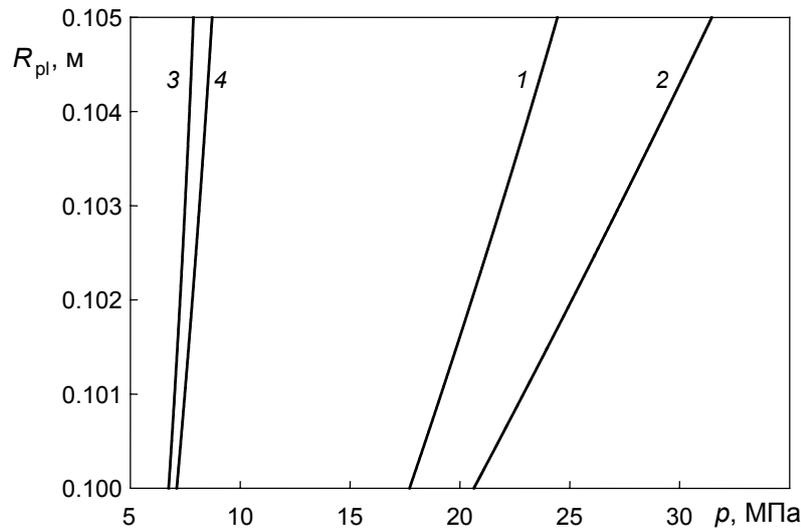


Рис. 4. Зависимость положения зоны пластической деформации от давления: кр. 1, 2 – $\Lambda_p = 40$ нм, кр. 3, 4 – $\Lambda_p = 100$ нм; диаметр частиц δ , нм: кр. 1, 3 – 5, кр. 2, 4 – 10

сунка видно, что положение зоны пластической деформации монотонно смещается с ростом внутреннего давления от внутренней стенки трубы к внешней и упрочнение материала наночастицами существенно изменяет прочностные характеристики материала. С увеличением размеров упрочняющих частиц δ , а также уменьшением расстояний между ними Λ_p повышается сопротивляемость материала пластическим деформациям. Следовательно, для того чтобы стенки трубы подверглись пластическим деформациям, необходимо воздействовать на трубу значительно большим внутренним давлением. Так, при $\Lambda_p = 40$ нм для сплава, упрочненного частицами диаметром $\delta = 1$ нм, предел упругого сопротивления (величина приложенного давления, при котором пластические деформации формируются только на внутренней поверхности трубы) равен 15.88 МПа, а для частиц диаметром $\delta = 10$ нм – 20.63 МПа. Аналогичным образом увеличивается предел пластического сопротивления, соответствующий давлению, при котором зона пластической деформации достигает внешней стенки трубы, от 18.78 МПа для частиц диаметром $\delta = 1$ нм до 31.47 МПа для частиц диаметром $\delta = 10$ нм при расстоянии между частицами $\Lambda_p = 40$ нм. При больших расстояниях между упрочняющими частицами различие значений предела упругого и пластического сопротивления мало: $C_p = (p_* - p_1)/p_*$. Это означает, что при незначительном превышении давления p_1 большая часть стенки трубы перейдет в пластическое состояние. При уменьшении расстояния между частицами Λ_p происходит увеличение значений C_p . Таким образом, достижение предела пластического сопротивления происходит при значительно большем давлении.

Перейдем теперь к рассмотрению напряженного состояния после прекращения действия внутреннего давления p .

Зависимость остаточного радиального напряжения от радиальной координаты в сплавах, упрочненных частицами различного размера, при разных значениях p показана на рис. 5.

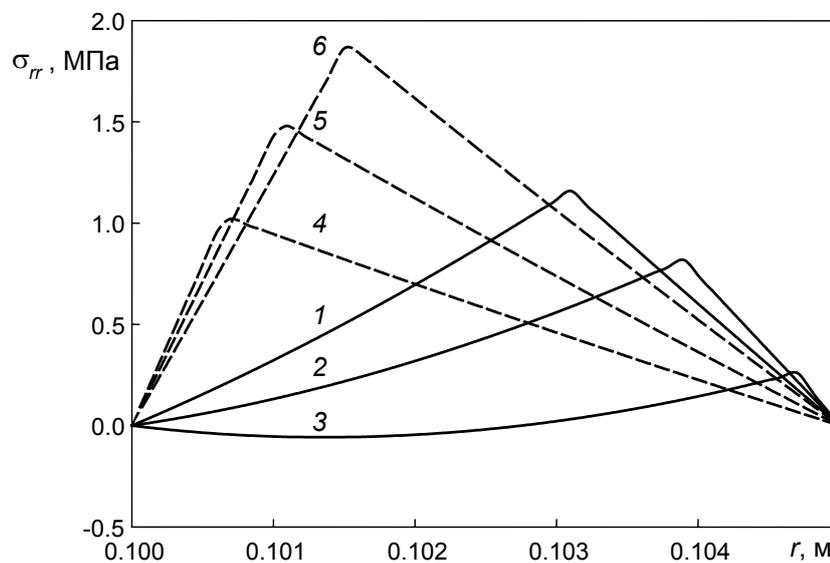


Рис. 5. Зависимость остаточного напряжения σ_{rr} от радиальной координаты $\Lambda_p = 40$ нм: кр. 1, 4 – $p = 22$ МПа; кр. 2, 5 – $p = 23$ МПа; кр. 3, 6 – $p = 24$ МПа; кр. 1–3 – $\delta = 5$ нм, кр. 4–6 – $\delta = 10$ нм

Если в процессе нагружения величина приложенного давления не превышает

$$p_2 = \frac{R_{\text{ex}}^2 - R_{\text{in}}^2}{2R_{\text{ex}}^2} \left(\tau_0 \left(1 + \tau_1 \frac{2R_{\text{pl}}^2 - R_{\text{in}}^2}{\tau_0 R_{\text{pl}}^2 + G a_2 R_{\text{in}}^2} \right) \right),$$

то в бывшей пластической области величина остаточного радиального напряжения монотонно возрастает по мере удаления от внутренней стенки, а в бывшей упругой – убывает. Макси-

мальное значение остаточного радиального напряжения локализуется при $r = R_{pl}$. Отметим, что в этом случае напряжения σ_{rr} принимают положительные значения по всей толщине трубы. Это означает, что остаточные напряжения вызывают растяжение. Если в результате нагружения величина приложенного давления $p > p_2$, то разгрузка вблизи внутренней стенки трубы приводит к сжатию: остаточные напряжения принимают отрицательные значения (рис. 5, кривая 3). Область сжатия увеличивается с ростом давления и при $p = p_*$ достигает внешней стенки трубы.

При одном и том же значении давления для сплавов, упрочненных более крупными частицами, толщина области, подвергнувшейся пластической деформации, оказывается меньше, чем для сплава, упрочненного мелкими частицами. Вблизи внутренней стенки трубы остаточные радиальные напряжения возрастают с ростом размеров упрочняющих частиц. Вблизи внешней стенки наблюдается противоположная зависимость.

Величина остаточных окружных (рис. 6) и осевых (рис. 7) напряжений более чем на порядок превосходит величину остаточных радиальных напряжений. Поэтому в первом приближении остаточные радиальные напряжения σ_{rr} можно не учитывать.

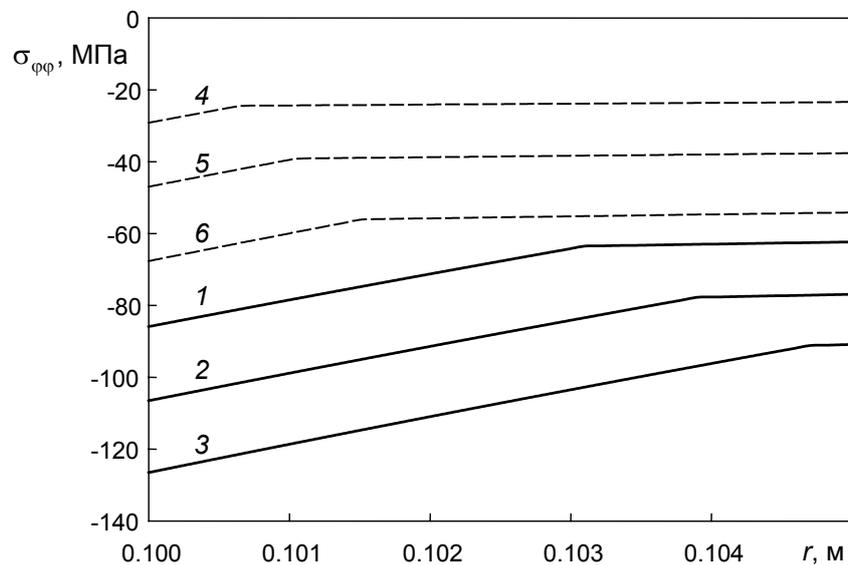


Рис. 6. Зависимость остаточного напряжения $\sigma_{\phi\phi}$ от радиальной координаты: $\Lambda_p = 40$ нм; кр. 1, 4 – $p = 22$ МПа; кр. 2, 5 – $p = 23$ МПа; кр. 3, 6 – $p = 24$ МПа; кр. 1–3 – $\delta = 5$ нм, кр. 4–6 – $\delta = 10$ нм

Окружные остаточные напряжения $\sigma_{\phi\phi}$ при разгрузке становятся сжимающими (рис. 6). С увеличением радиальной координаты r абсолютная величина остаточных окружных напряжений уменьшается. При этом наибольшие по абсолютной величине значения $\sigma_{\phi\phi}$ наблюдаются на внутренней стенке. Изменение абсолютных значений $\sigma_{\phi\phi}$ наиболее заметно при $r < R_{pl}$, то есть в границах бывшей пластической зоны; при $r > R_{pl}$ изменение $\sigma_{\phi\phi}$ становится несущественным.

Абсолютная величина остаточного напряжения $\sigma_{\phi\phi}$ определяется как условиями нагружения трубы внутренним давлением, так и размером упрочняющих частиц. С ростом давления происходит увеличение абсолютных значений остаточного напряжения $\sigma_{\phi\phi}$ по всей толщине стенки трубы.

В результате упрочнения сплава более крупными частицами возрастает сопротивляемость материала пластическим деформациям. После снятия нагрузки абсолютная величина остаточных окружных напряжений тем больше, чем меньше размер упрочняющих частиц.

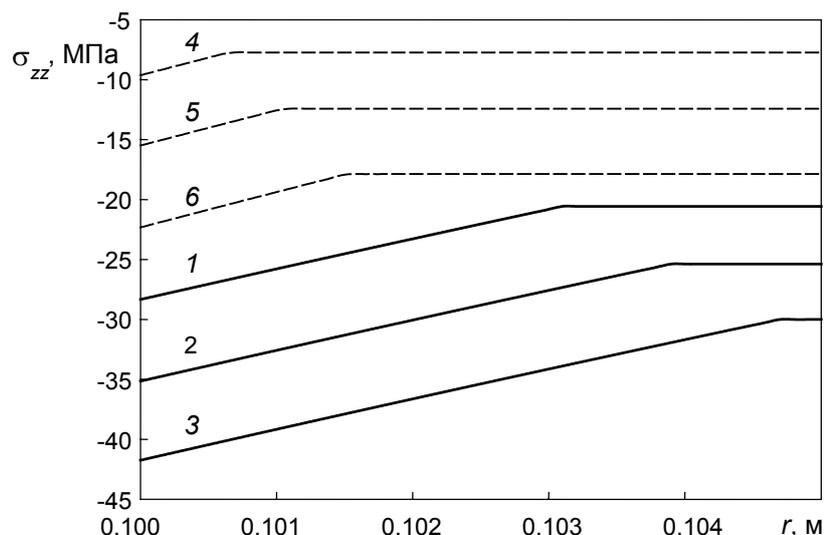


Рис. 7. Зависимость остаточного напряжения σ_{zz} от радиальной координаты $\Lambda_p = 40$ нм: кр. 1, 4 – $p = 22$ МПа; кр. 2, 5 – $p = 23$ МПа; кр. 3, 6 – $p = 24$ МПа; кр. 1–3 – $\delta = 5$ нм, кр. 4–6 – $\delta = 10$ нм

Радиальное распределение остаточного напряжения σ_{zz} (рис. 7) качественно повторяет распределение остаточного напряжения $\sigma_{\varphi\varphi}$: наблюдается заметное изменение при $r < R_{pl}$ и практически постоянные значения при $r > R_{pl}$. Остаточные напряжения σ_{zz} также меняют знак и становятся сжимающими.

С ростом давления нагружения p происходит рост абсолютных значений σ_{zz} . Увеличение размеров упрочняющих частиц, как видно из рис. 7, приводит к уменьшению абсолютных значений остаточных осевых напряжений.

Таким образом, в ходе проведенных исследований определено влияние размеров упрочняющих частиц на остаточные напряжения стенок трубы, изготовленной из дисперсно-упрочнённого сплава на основе меди. Показано, что остаточные радиальные напряжения вблизи внутренней стенки трубы возрастают с ростом размеров упрочняющих частиц. Однако вблизи внешней стенки остаточные радиальные напряжения уменьшаются с ростом размера частиц. Абсолютные значения остаточных окружных и осевых напряжений более чем на порядок превосходят величины остаточных радиальных напряжений. Увеличение размеров упрочняющих частиц приводит к уменьшению абсолютных значений остаточных окружных и осевых напряжений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Селиванов Н. В., Неупокоева И. В. // Вестник Астраханского государственного технического университета. – 2004. – № 1(20). – С. 31–34.
2. Портной К. И., Бабич Б. Н. Дисперсно-упрочненные материалы. – М.: Металлургия, 1974. – 200 с.
3. Суперсплавы II: Жаропрочные материалы для аэрокосмических и промышленных энергоустановок / под ред. Ч.Т. Симса; пер. с англ.: в 2-х кн. / под ред. Р. Е. Шалина. – М.: Металлургия, 1995. – 384 с.
4. Бондарь М. П., Ободовский Е. С., Рычков В. Н., Топчийн М. Е. // ФГВ. – 2000. – Т. 36. – № 4. – С. 140–143.
5. Новые материалы / под ред. Ю. С. Карабасова. – М.: МИССИС, 2002. – 736 с.
6. Orowan E. // Proceedings of Symposium on Internal stresses in metals and alloys / Institute of Metals. – 1948. – P. 451–454.
7. Ashby M. F. // Philos. Mag. – 1966. – V. 14. – Iss. 132. – P. 1157–1178.
8. Ashby M. F. and Johnson K. Materials and Design, the Art and Science of Materials Selection in Product Design. – Oxford: Butterworth Heinemann, 2002. – P. 602.
9. Ebeling R. and Ashby M. F. // Philos. Mag. – 1966. – V. 13. – No. 124. – P. 805–810.
10. Hirsch P. B. and Humphreys F. J. // Physics of Strength and Plasticity / ed. by A.S. Argon. – Cambridge: MIT Press, 1969. – P. 189.
11. Hazzledine P. M. and Hirsch P. B. // Philos. Mag. – 1974. – V. 30. – No. 6. – P. 1353–1377.
12. Humphreys F. J. and Hirsch P. B. // Philos. Mag. – 1976. – V. 34. – No. 4. – P. 373–399.
13. Humphreys F. J. and Stewart A. T. // Surf. Sci. – 1972. – V. 31. – P. 389–421.

14. Hymphreys F.J. and Martin J.W. // *Philos. Mag.* – 1967. – V. 16. – No. 143. – P. 927–957.
15. Hymphreys F.J. and Hirsch P.B. // *Pros. Roy. Soc. Lond.* – 1970. – V. A318. – No. 1532. – P. 73–92.
16. Kröpfel K., Vöhringer O., and Macherauch E. // *Mechanics of Time-Dependent Materials.* – 1999. – V. 3. – No. 1. – P. 1–13.
17. Stobrawa J.P., Rdzawski Z.M., and Głuchowski W. // *JAMME.* – 2007. – V. 20. – No. 1–2. – P. 195–198.
18. Espinoza R.A., Palma R.H., Sepúlveda A.O., et al. // *Mater. Sci. Eng. A.* – 2007. – V. 454–455. – P. 183–193.
19. Зайцев А.А., Курбаткина В.В., Левашов Е.А. // *Изв. вузов. Цветная металлургия.* – 2008. – № 2. – С. 57–59.
20. Богатырева Г.П., Богданов Р.К., Исонкин А.М. и др. // *Разведка и охрана недр.* – 2011. – № 3. – С. 56–58.
21. Кулаева Н.А., Данейко О.И., Ковалевская Т.А., Старенченко В.А. // *Вестник Тамбовского университета. Сер.: естественные и технические науки.* – 2016. – Т. 21. – № 3. – С. 1089–1092.
22. Ковалевская Т.А., Колупаева С.Н., Данейко О.И. и др. // *Материаловедение.* – 2011. – № 8. – С. 6–11.
23. Ковалевская Т.А., Данейко О.И., Колупаева С.Н., Семенов М.Е. // *Журнал функциональных материалов.* – 2007. – Т. 1. – № 3. – С. 98–103.
24. Ковалевская Т.А., Данейко О.И., Кулаева Н.А., Колупаева С.Н. // *Изв. вузов. Физика.* – 2015. – Т. 58. – № 3. – С. 52–57.
25. Ковалевская Т.А., Данейко О.И., Колупаева С.Н. // *Деформация и разрушения материалов.* – 2006. – № 1. – С. 29–35.
26. Stacey A. and Webster G.A. // *Int. J. Pressure Vessels and Piping.* – 1998. – V. 33. – P. 205–220.
27. Биргер И.А. *Остаточные напряжения.* – М.: Машгиз, 1963. – 231 с.
28. Пономарев С.Д. и др. *Расчеты на прочность в машиностроении.* Т. 2. – М.: Машгиз, 1958.
29. Perl M. and Arony R. // *Trans. of the ASME, J. Pressure Vessel Technol.* – 1994. – V. 116 (4). – P. 384–388.
30. Jahed H. and Dubey R.N. // *Trans. of the ASME, Journal of Pressure Vessel Technol.* – 1997. – V. 119. – P. 264–273.
31. Матвиенко О.В., Данейко О.И., Ковалевская Т.А. // *Изв. вузов. Физика.* – 2017. – Т. 60. – № 2. – С. 35–45.
32. Матвиенко О.В., Данейко О.И., Ковалевская Т.А. // *Изв. вузов. Физика.* – 2017. – Т. 60. – № 4. – С. 7–13.
33. Матвиенко О.В., Данейко О.И., Ковалевская Т.А. // *Изв. вузов. Физика.* – 2017. – Т. 60. – № 7. – С. 133–141.
34. Матвиенко О.В., Данейко О.И., Ковалевская Т.А. // *Изв. вузов. Физика.* – 2018. – Т. 61. – № 4. – С. 113–124.
35. Малинин Н.Н. *Прикладная теория пластичности и ползучести.* – М.: Машиностроение, 1975.

¹ Томский государственный архитектурно-строительный университет,
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 12.01.18.

² Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

Матвиенко Олег Викторович, д.ф.-м.н., профессор каф. теоретической механики ТГАСУ, профессор каф. физической и вычислительной механики НИ ТГУ, e-mail: matvolegv@mail.ru;

Данейко Ольга Ивановна, к.ф.-м.н., доцент каф. теоретической механики, e-mail: olya_dan@mail.ru;

Ковалевская Татьяна Андреевна, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. теоретической механики, e-mail: takov47@mail.ru.