

## Физическая теория полезной длительной прочности металлических кристаллов\*

В. Г. Ткаченко

Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины, Киев, Украина

icems@ipms.kiev.ua

*В рамках выдвинутой концепции полезной, т.е. исключаящей разрушение, длительной прочности металлических кристаллов проведены теоретические и экспериментальные исследования физической природы микротекучести и дислокационной релаксации напряжений. Выполнен активационный анализ механизма прерывистого (повторного) закрепления дислокаций и разделены вклады силового взаимодействия и термической активации связанных дислокаций, обеспечивающие преодоление близкодествующих барьеров в нанобъемах первичных  $\alpha$ -твердых растворов. Показано, что для исследованного механизма с увеличением времени релаксации термически активированное напряжение стремится к атермической компоненте, а энергия, подведенная к барьерам по термофлуктуационному механизму, линейно повышается до величины потенциального барьера сопротивления движению дислокаций. Сформулирован физический (дислокационный) критерий полезной длительной прочности, учитывающий влияние кристаллической и дефектной структуры на локализацию (полос) сдвига в процессе накопления микроскопической деформации ниже макроскопического предела текучести. Теоретические исследования релаксации напряжений согласуются с данными, полученными для новых экспериментальных сплавов системы Mg–Al–Ca (Ti) с улучшенными характеристиками сопротивления ползучести (с допуском на деформацию  $\epsilon \sim 0,2...0,4\%$  при  $\dot{\epsilon} \sim 10^{-9}...10^{-10} \text{ с}^{-1}$ ) и длительной прочности (70 МПа в течение 200 ч без разрушения), повышающими термическую стабильность дислокационной структуры на 423...473 К.*

**Ключевые слова:** длительная прочность, микротекучесть, дислокационный критерий.

**Введение.** В соответствии с Государственной программой Украины диагностика состояния материалов (обнаружение и устранение дефектов) считается одним из приоритетных направлений повышения их надежности и продления ресурса безопасной эксплуатации элементов конструкций и сооружений. Прогнозируя развитие физического материаловедения и современной металлургии, специалисты в Украине и за рубежом рассматривают изменение сопротивления разрушению как один из основных критериев оценки качества новых перспективных экспериментальных сплавов и промышленных материалов. Вместе с тем в последнее время отмечается теоретико-познавательная ситуация, согласно которой целесообразнее развивать новые диагностические подходы, предусматривающие возможность прогнозирования и предупреждения образования (зарождения) дефектов [1–5]. По данным [1, 6] уровень макроскопических механических свойств ( $\sigma_T$ ,  $\sigma_B$ ,  $K_{1c}$  и т.д.) в условиях непрерывного растяжения ( $\dot{\epsilon}_H = \text{const}$ ) и активной деформации – недостаточный критерий оценки работоспособности (ресурса) новых материалов и

\* Работа представлена на IV Международной конференции “Дефекты и разрушение материалов и наноматериалов”. – М.: ИМЕТ РАН, 2011.

надежности изготовленных из них конструкций, которые работают при длительном динамическом нагружении, когда высокая удельная жесткость  $E/\rho$ , незначительный момент инерции и сопротивление зависимой от времени микропластической деформации (МПД) или микротекучести (МКТ) становятся определяющими. Согласно современным представлениям длительное (зависимое от времени) воздействие нагрузки может вызвать макроскопическое (окончательное) разрушение реальных кристаллов при критических напряжениях, которые существенно ниже макроскопического предела текучести  $\sigma_T$ .

Первая попытка разделить вклады пластической деформации и разрушения по кинетическим кривым ползучести была предпринята Рид-Хиллом [7]. Введенное им понятие температуры полезной длительной прочности (ПДП)  $T_{\text{ПДП}}$  соответствует температуре, максимальной по отношению к абсолютной температуре плавления ( $T_{\text{ПДП}}^{\text{max}}/T_{\text{пл}}$ ), при которой потенциальный сплав может выдержать напряжение 70 МПа в течение 100 ч без разрушения. Из-за отсутствия количественного критерия этот подход можно использовать только для приблизительной или качественной оценки эффективности легирования потенциальных сплавов и выбора лучших из них для работы при повышенных температурах. По данным [7] магний с ГПУ структурой имеет самую высокую температуру полезной длительной прочности ( $T_{\text{ПДП}}/T_{\text{пл}} \approx 67\%$ ) среди потенциально лучших легких сплавов на основе магния, алюминия и титана.

В последнее время в соответствии с решениями международных конференций “Magnesium-2003” и “Euromat-2005” к легким конструкционным сплавам предъявляются повышенные требования, которые учитывали бы зависимые от времени (релаксированные) значения МПД и модуля упругости, термически активированные вклады прочности и структурную релаксацию упругих напряжений в области маломасштабного пластического течения ( $\sigma/G \sim 10^{-7} \dots 10^{-10}$ ;  $\varepsilon_{\text{МКТ}} \leq 0,2\%$  и  $\dot{\varepsilon} \sim 10^{-9} \dots 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ ).

Цель настоящей работы – разработать физическую теорию полезной длительной прочности металлических кристаллов, которая учитывала бы переход от однородного (маломасштабного) пластического течения к локализации (полос) сдвига, и на этой основе с энергетических позиций определить соответствующее пороговое напряжение при критической скорости сдвига, приводящей к накоплению критической внутренней энергии (критической плотности дислокаций) и ответственной за формирование полезной (без разрушения) длительной прочности металлических кристаллов.

**1. Физические предпосылки. Обоснование подхода.** За последние 30 лет дислокационная теория в сочетании с механизмом термической активации была широко использована для теоретических оценок и фундаментальных исследований, рассматривающих термически активированные вклады сопротивления кристаллической решетки (напряжения Пайерлса), сопротивления движению свободных дислокаций, сдвигу и разрушению так называемых чистых металлов. Однако из-за образования градиентных пластических эффектов в результате высокой плотности подвижных дислокаций на межфазной поверхности гетерофазных структур возникает проблема преждевременной локализации сдвига, а значит, и преждевременного разрушения конструкцион-

ных металлических материалов [2]. Преждевременная локализация сдвиговой деформации в твердых растворах приводит к появлению структурной релаксации, ускорению шейкообразования, переходу от одноосного к трехосному растяжению и, как следствие, преждевременному разрушению [8–11]. С учетом этих представлений в данной работе предложена физическая модель дислокационной микротекучести, основанная на идее расщепления энергетического уровня потенциального барьера на два подуровня, разделенных энергией связи дислокаций с растворенными атомами, что позволяет описать динамику прерывистого закрепления дислокаций [12, 13]. Кроме того, по данным [12] в твердых растворах с одинаковой температурной зависимостью нижнего предела текучести и напряжения течения разблокирование закрепленных и движение раскрепленных дислокаций контролируются одним и тем же термически активируемым механизмом. Важно подчеркнуть, что способность сплавов к деформационному упрочнению радикально усиливается при формировании структурно-фазовых состояний.

**2. Методика испытаний.** Чтобы более точно идентифицировать контролируемые дислокационные механизмы, использовали два вида испытаний: на ползучесть при одноосном растяжении (стадия дислокационной микротекучести при  $\dot{\epsilon}_n = \text{const}$ ) и на дислокационную релаксацию упругих напряжений.

В отличие от активной деформации при непрерывном (кратковременном) растяжении ( $\dot{\epsilon}_n = \text{const}$ ), включающем деформационное упрочнение, размножение дислокаций, формирование субструктуры выше макроскопического предела текучести и окончательный разрыв при  $\dot{\epsilon}_n \sim 10^{-3} \dots 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , длительные испытания сплавов на сопротивление ползучести и релаксацию напряжений (при  $\sigma_0 = \text{const}$ ) были проведены ниже макроскопического предела текучести для измерения предельной (зависимой от времени) микротекучести ( $\dot{\epsilon}_{\text{МКТ}} \sim 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ ) и пассивного сопротивления сдвигу (ползучести). Дислокационный анализ кинетических кривых изотермической ползучести  $\epsilon_\Sigma = \dot{\epsilon}_{\text{МКТ}}(t - t_0)$  [4, 5] показывает, что в этом случае движение и перераспределение существующих дислокаций (даже при их слабом размножении), а значит, и любые эффекты их торможения на барьерах различной природы и эффективности играют определяющую роль в условиях маломаштабного пластического течения кристаллов ( $\epsilon_\Sigma = > 0,1 \dots 0,2\%$ ,  $\dot{\epsilon} \sim 10^{-8} \dots 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ ,  $t \sim 100 \dots 200 = > 500 \text{ ч}$ ).

В ходе испытаний на релаксацию упругих напряжений ( $\sigma$ ) при остановке машины скорость суммарной деформации  $\dot{\epsilon}_\Sigma$ , состоящей из упругой ( $\dot{\epsilon}_y$ ) и пластической ( $\dot{\epsilon}_n$ ) компонент, приравнивается к нулю, т.е.  $\dot{\epsilon}_n = -\dot{\epsilon}_y = -\frac{1}{E^*} \frac{d\sigma}{dt}$ , где  $E^*$  – комбинированный модуль упругости образца и машины, или модуль упругости образца  $E$  для скорости сдвиговой деформации  $\dot{\gamma} = 0,7\dot{\epsilon} = -\frac{\sqrt{3}}{E} \frac{d\tau}{dt}$ . Согласно методике испытаний на релаксацию напряжений знак “–” означает, что упругая деформация (через скорость релаксации) превращается в пластическую (дислокационную) микротекучесть. При этом

допускается, что скорость падения (релаксация) напряжения  $\dot{\sigma} = d\sigma/dt$ , пропорциональную скорости пластической деформации  $\dot{\epsilon}_п$  [14], можно представить в виде

$$-\frac{d\sigma}{dt} = \dot{\epsilon}_п E^* . \quad (1)$$

**3. Дислокационная релаксация напряжений (аналитические решения).** Термически активируемый процесс релаксации анализируется, как правило, для постоянных значений плотности дислокаций и внутреннего напряжения. Стабильность структуры в ходе релаксации – основное условие для правильного определения активационного объема и, следовательно, установления микромеханизма, контролирующего подвижность дислокаций в твердых растворах. Поэтому в физической модели дислокационной микротекучности [13] рассматриваются два возможных динамических взаимодействия системы подвижных дислокаций с подвижными растворенными атомами:

а) динамическое торможение системы дислокационными атмосферами (Коттрелла) при высоких напряжениях и низких температурах;

б) прерывистое закрепление дислокаций в условиях их термически активированного закрепления и раскрепления при высоких температурах и низких напряжениях.

**3.1. Термически активированный дислокационный механизм.** При высоких напряжениях и низких температурах для всех значений  $V^* \tau^*/kT > 1$  или  $L_c b^2 \tau^*/kT > 1$  скорость дислокационной микротекучности описывается кинетическим уравнением [13]

$$\dot{\epsilon}_{\text{МКТ}} = \alpha \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{U^* + E_{\text{св}} - V^* \tau^*}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент ориентации Тейлора, связывающий деформацию растяжения с деформацией сдвига;  $\dot{\epsilon}_0$  – предэкспоненциальный множитель,  $\dot{\epsilon}_0 = 2\rho_{п.д} b \lambda v_0$ ;  $\rho_{п.д}$  – исходная плотность существующих подвижных дислокаций;  $\lambda \sim b$  – активационное расстояние, т.е. длина свободного пробега дислокации между термически активируемыми препятствиями;  $v_0$  – частота колебаний дислокации ( $\sim 10^{10}$  Гц), успешно преодолевающей близкодействующий потенциальный барьер;  $v_d$  – скорость движения дислокаций,  $v_d = \lambda v_0$ ;  $U^*$  – энергия активации движения дислокационных атмосфер Коттрелла, состоящих из растворенных примесных атомов (ПА);  $E_{\text{св}}$  – энергия связи дислокации с подвижной атмосферой Коттрелла;  $V^*$  – активационный объем элементарного сдвига МПД;  $V^* \tau^*$  – нанобъем, в котором эффективное напряжение сдвига  $\tau^*$  выполняет работу в ходе термически активируемого преодоления барьера;  $b$  – модуль вектора Бюргерса, который характеризует степень искаженности кристаллической решетки по контуру невязки;  $kT$  – термодинамическая температура.

Для твердых растворов легированных кристаллов с ограниченно подвижной наноразмерной структурой уравнение (2) принимает вид

$$\dot{\varepsilon}_{\text{МКТ}} = \alpha \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U^* + E_{\text{св}}^* - L_c b^2 \tau^*}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $L_c$  – активационная длина дислокационного наносегмента между подвижными узлами закрепления;  $E_{\text{св}}^*$  – энергия связи дислокации с атмосферой из растворенных атомов легирующих элементов;  $L_c b^2 = V^*$ .

В условиях динамического торможения дислокационных атмосфер пластическая релаксация напряжений определяется выражением [14]

$$-K_M \dot{\varepsilon} = \tau^* \quad \text{или} \quad \frac{d\tau^*}{dt} = -K_M \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad (4)$$

где  $t$  – время релаксации;  $K_M$  – жесткость машины (по динамометру), которая остается постоянной величиной при всех условиях испытаний (в пределах упругой деформации).

Используя соотношение (4) и условие  $\tau^* = \tau_{\text{max}}^*$  при  $t=0$ , а также объединяя уравнения (3) и (4) и разделяя переменные, получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\tau^*}{dt} = -K_M \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U + E_{\text{св}}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{V^* \tau^*}{kT}\right). \quad (5)$$

Путем интегрирования дифференциального уравнения (5) находим его решение. С учетом граничных условий  $\tau^*(t) = \tau_{\text{max}}^*$  при  $t=0$  и  $\tau^*(t) = \tau_G$  при  $t = t_G$ , где  $t_G$  – время окончания релаксации, получим

$$-\int_{\tau_G}^{\tau_{\text{max}}^*} \exp\left(\frac{V^*}{kT}\right) d\tau^* = \int_0^{t_G} K_M \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U^* + E_{\text{св}}}{kT}\right) dt. \quad (6)$$

Множители  $K_M$  и  $\dot{\varepsilon}_0$  под знаком интеграла в правой части уравнения (6) являются константами.

После интегрирования уравнение (6) преобразуется к виду

$$-\exp\left(\frac{V^* \Delta\tau^*}{kT}\right) = \frac{V^*}{kT} \varepsilon_0 K_M t_G \exp\left(-\frac{U^* + E_{\text{св}}}{kT}\right). \quad (7)$$

В результате логарифмирования (7) получим уравнение релаксации для эффективного (термически активированного) напряжения сдвига, зависящего от  $\dot{\varepsilon}$  и  $T$ :

$$\Delta\tau^* = \frac{kT}{V^*} \left[ \frac{U^* + E_{\text{св}}}{kT} - \ln \left( \frac{V^* \dot{\varepsilon}_0 K_M t_G}{kT} \right) \right], \quad (8)$$

где  $\beta = \frac{V^* \dot{\varepsilon}_0 K_M}{kT}$ .

Тогда запишем

$$\Delta\tau^* V^* = (U^* + E_{\text{св}}) - kT \ln(\beta t). \quad (9)$$

После потенцирования уравнения (9) время релаксации, обеспечивающее накопление МПД (до локализации сдвига), вычисляется из соотношения

$$t = \frac{1}{\beta} \exp \left( \frac{U^* + E_{\text{св}} - \Delta\tau^* V^*}{kT} \right). \quad (10)$$

При  $\tau^* = 0$  переход к атермической компоненте  $\tau_G$  определяется выражением

$$U^* + E_{\text{св}} = kT \ln(\beta t_G). \quad (11)$$

**3.2. Термически активированный механизм прерывистого закрепления дислокаций.** При высоких температурах и низких напряжениях, соответствующих условиям  $V^* \tau^* / kT \ll 1$  или  $\tau^* L_c b^2 / kT \ll 1$ , скорость микротекучности контролируется прерывистым (повторным) закреплением дислокаций:

$$\dot{\varepsilon}_{\text{МКТ}} = \alpha \dot{\varepsilon}_0 \exp \left( - \frac{U^* - V^* \tau^*}{kT} \right) \sinh \left( \frac{E_{\text{св}}}{kT} \right) \quad (12)$$

для примесных металлических кристаллов,

$$\dot{\varepsilon}_{\text{МКТ}} = \alpha \dot{\varepsilon}_0 \exp \left( - \frac{U^* - \tau^* L_c b^2}{kT} \right) \sinh \left( \frac{E_{\text{св}}}{kT} \right) \quad (13)$$

для твердых растворов легированных кристаллов.

Объединяя уравнения (4) и (12)

$$- \frac{d\tau^*}{dt} \frac{1}{K_M} = \dot{\varepsilon}_0 \exp \left( - \frac{U^* - L_c b^2 \tau^2}{kT} \right) \sinh \left( \frac{E_{\text{св}}}{kT} \right), \quad (14)$$

получаем интегральное уравнение

$$- \int_{\tau_G}^{\tau_{\text{max}}^*} \exp \left( - \frac{V^* \tau^*}{kT} \right) d\tau^* = \int_0^{t_G} (K_M \dot{\varepsilon}_0) \sinh \left( \frac{E_{\text{св}}}{kT} \right) \exp \left( - \frac{U^*}{kT} \right) dt. \quad (15)$$

После интегрирования выражение (15) сводится к равенству

$$\frac{kT}{V^*} \exp\left(-\frac{V^* \Delta\tau^*}{kT}\right) = K_M \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{U^*}{kT}\right) \sinh \frac{E_{CB}}{kT} t. \quad (16)$$

В полулогарифмических координатах  $\Delta\tau^* - \ln t$  уравнение (16) принимает вид

$$-\frac{\Delta\tau^* V^*}{kT} = -\frac{U^*}{kT} + \frac{2E_{CB}}{kT} + \ln\left(\frac{K_M \dot{\epsilon}_0 V^*}{kT} t\right) \quad (17)$$

или

$$\Delta\tau^* V^* = (U^* - 2E_{CB}) - kT \ln(\beta t), \quad (18)$$

где

$$\beta = \frac{K_M \dot{\epsilon}_0 L_c b^2}{kT} = \frac{K_M \dot{\epsilon}_0 V^*}{kT}; \quad \dot{\epsilon}_0 = \rho_{\text{пд}} b \lambda \nu; \quad V^* = L_c b^2.$$

Уравнение релаксации (18) позволяет разделить близкоедействующие вклады термической активации и силового взаимодействия дислокаций с подвижными узлами закрепления наносегментов длиной  $L_c$  в активационном нанобъеме  $V^* = L_c b^2$ .

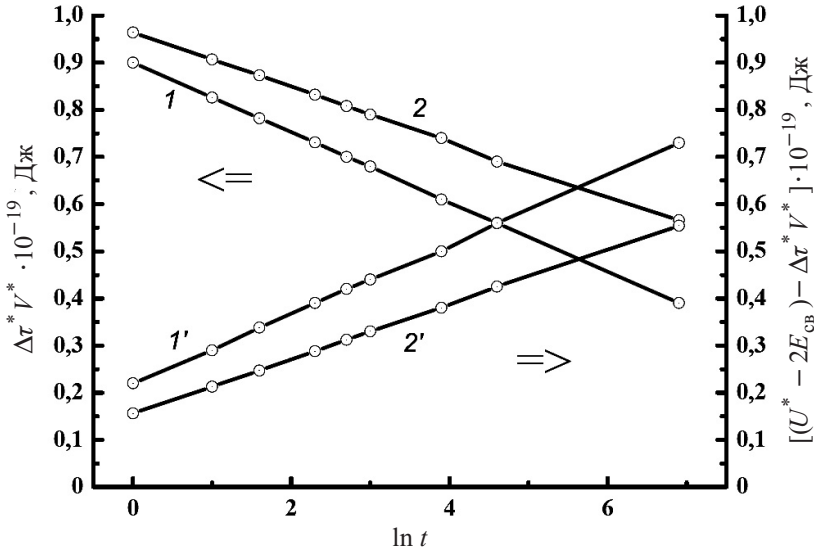
После потенцирования (18) преобразуется к виду

$$t = \frac{1}{\beta} \exp\left(\frac{U^* - 2E_{CB} - \Delta\tau^* V^*}{kT}\right). \quad (19)$$

При  $\tau^* = 0$  (переход к атермической компоненте  $\tau_G$ ) уравнение релаксации (19) сводится к

$$U^* - 2E_{CB} = kT \ln(\beta t_G). \quad (20)$$

**3.3. Достоверность модели: сравнение теоретических данных с экспериментальными.** Кривые релаксации напряжений для сплава Mg–12,5Al–1,3Ca–0,1Ti при различных температурах представлены на рисунке. Анализ полученных данных показывает, что релаксация напряжений подчиняется логарифмическому закону для механизма прерывистого закрепления дислокаций, контролирующего скорость микротекучности в нанобъемах  $15...20b^3$  при 423 К и  $35b^3$  при 523 К ( $U^* - 2E_{CB} \approx 0,7$  эВ  $\approx 1,12 \cdot 10^{19}$  Дж). При уменьшении вклада  $\Delta\tau^* V^*$  с увеличением времени релаксации  $t$  возрастает вклад термической активации (в том же нанобъеме). Важно подчеркнуть, что полученные уравнения релаксации по своей структуре мало отличаются от аналитических решений [5, 8], однако учет активационного потенциала ( $U^* + E_{CB}$  и  $U^* - 2E_{CB}$ ) позволяет разделить близкоедействующие вклады силового взаимодействия, т.е. работы внешних сил  $\Delta\tau^* V^*$  в нанобъеме  $V^*$ ,  $b^3$  (в единицах вектора Бюргера) и термической активации.



Численный анализ уравнения дислокационной релаксации (18) для сплава Mg–12,5Al–1,3Ca–0,1Ti с разделением вкладов работы приложенного (в нанобъеме) напряжения ( $\Delta\tau^*V^*$ ) – кривые 1, 2 и энергии термической активации ( $U^* - 2E_{св} - \Delta\tau^*V^*$ ) – кривые 1', 2', обеспечивающих преодоление близкодействующего препятствия по механизму прерывистого закрепления дислокаций при температурах 523 (1 и 1',  $V^* = 35b^3$ ) и 423 К (2 и 2',  $V^* = 20b^3$ ).

Если учесть относительное количество (долю)  $f$  общей работы (или энергию  $E_{пд}$ ), которая накоплена дислокациями при растяжении ( $f \sim 0,1$  [15]), характеристическое время  $t^*$  равномерного удлинения на установившейся стадии ползучести ( $\sigma_{п} = \text{const}$ ), исключающей изменение схемы напряженного состояния, определяется из соотношения

$$t^* = \frac{2\sigma_{п}}{E_{пд}\bar{\rho}_{пд}bf} \left( \frac{1}{\bar{v}_{пд}} \right). \quad (21)$$

Согласно данным табл. 1 экспериментальные значения  $t_3^*$  меньше расчетных ( $t_3^* \ll t_p^*$ ) из-за преждевременной локализации сдвига в ГПУ кристаллах с недостатком независимых активных систем скольжения, которые ограничивают равномерное удлинение и полезную длительную прочность магниевых сплавов (табл. 2). Тем не менее вычисленные значения ограниченных скоростей дислокаций  $v_{пд}$ , обусловленных торможением атмосферами Коттрелла, хорошо согласуются с экспериментальными данными [15]. Поскольку экспериментально оценить плотность дислокаций  $\rho_{пд}$  в литых (магниевых) сплавах достаточно трудно, новый подход позволяет вычислить ее с достаточной точностью.

**4. Критерий полезной длительной прочности.** Пассивная деформация при ползучести характеризуется равномерным удлинением на установившейся стадии, исключающей шейкообразование. В этом случае важны скорость движения и перераспределение подвижных дислокаций средней плотности



## Т а б л и ц а 1

Сравнение расчетных значений параметров  $\bar{v}_{\text{пд}}$  и  $t^*$  с экспериментальными для металлических кристаллов

Система сплава	$\dot{\epsilon}$ , с <sup>-1</sup>	$\bar{\rho}_{\text{пд}}$ , м <sup>-1</sup>	$b \cdot 10^{-10}$ , м	$f$	$\bar{v}_{\text{пд}}$ , с <sup>-1</sup>	$t^*$ , ч
Mg-12,5Al-1,3Ca	$10^{-9}$	$10^8$	3,2	0,10	$\frac{6,2 \cdot 10^{-7}}{1,0 \cdot 10^{-8}}$	$\frac{1100}{200}$
	$10^{-9}$	$10^9$	3,2	0,10	$\frac{6,2 \cdot 10^{-8}}{1,0 \cdot 10^{-8}}$	$\frac{277}{200}$
	$10^{-9}$	$10^9$	3,2	0,01	$\frac{1,0 \cdot 10^{-7}}{1,0 \cdot 10^{-8}}$	$\frac{0,5}{200}$
Монокристалл W [15]	$\bar{v}_{\text{пд}}/8$	$10^9$	2,5	0,10	$\frac{8\dot{\epsilon}}{8,0 \cdot 10^{-9}}$	$\frac{210}{-}$

**Примечание.** Здесь и в табл. 2 над чертой приведены расчетные данные, под чертой – экспериментальные.

## Т а б л и ц а 2

Механические свойства магниевых сплавов (растяжение при 423 К)

Система сплава	Время нагружения $t^*$ , ч	Макроскопический предел текучести, МПа	Предел ПДП, МПа	Допуск на однородную деформацию, %
Mg-9Al-1Zn AZ91D (Dow Chemical Corp., USA)	$\frac{185}{200}$	170	35	2,5
AZ91D-2Ca	$\frac{70}{50}$	220	64	0,1
Mg-12,5Al-1,3Ca	$\frac{220}{180}$	157	65	$\leq 0,2$
Mg-12,5Al-1,3Ca- 0,3Mn-0,1Ti	$\frac{277}{200}$	180	70	$\leq 0,4$

$\rho_{\text{пд}} = \text{const}$ . Согласно [15] энергетический баланс при  $\sigma_{\text{п}} = \text{const}$  описывается выражением

$$E_{\text{пд}} \rho_{\text{пд}} = f \int_0^{\epsilon_T} \sigma_T d\epsilon, \quad (22)$$

где  $E_{\text{пд}}$  – линейная энергия дислокаций.

Поэтому для заданной величины деформации ( $\epsilon_{0\text{п}} = \text{const}$ ) энергию, накопленную подвижными дислокациями, можно представить в виде равенства

$$E_{\text{пд}} \rho_{\text{пд}} = f \sigma_{\text{пдп}} \epsilon_{0\text{п}} \Rightarrow f \sigma_{\text{пдп}} = \frac{E_{\text{пд}} \rho_{\text{пд}}}{\dot{\epsilon} t^*}, \quad (23)$$

где  $f\sigma_{\text{пдп}}$  – часть напряжения (сдвига), необходимого для активации подвижных дислокаций плотностью  $\rho_{\text{пд}}$ ;  $t^*$  – характеристическое время, которое определяет длительность заданной (равномерной) деформации.

4.1. **Механизм торможения дислокационных атмосфер.** Избыточная энергия одной (краевой) дислокации определяется выражением [16]

$$E_{\text{д}} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r}{r_0}, \quad (24)$$

где  $G$  – модуль сдвига;  $r$  – радиус кривизны дислокации или кристалла, содержащего дислокацию,  $r = Gb/\sigma_f$ ;  $r_0$  – радиус экранирования, или предел интегрирования,  $r_0 \approx 1$  нм по механизму Коттрелла или  $r_0 \approx b$  в общем случае;  $\sigma_f$  – сопротивление движению дислокаций (напряжение трения).

С использованием соотношений (23), (24) для энергии дислокаций и (3) для скорости МПД получим

$$t^* f\sigma_{\text{пдп}} = \frac{Gb^2 \rho_{\text{пд}} \ln(r/r_0)}{4\pi(1-\mu)2\rho_{\text{пд}} b \bar{\lambda} v_0} \exp\left(\frac{U + E_{\text{св}} V^* \tau^*}{kT}\right). \quad (25)$$

Тогда дислокационный критерий ПДП определяется неравенствами (26) и (27):

$$t^* f\sigma_{\text{пдп}} < \frac{Gb \ln(r/b)}{8\pi(1-\mu)v_{\text{кр}}} \exp\left(\frac{U + E_{\text{св}} - V^* \tau^*}{kT_{\text{пдп}}}\right) \quad (26)$$

или

$$t^* f\bar{\sigma}_{\text{пдп}} < \frac{\alpha Gb^2 \ln(r/b) \rho_{\text{кр}}}{8\pi(1-\mu)\dot{\epsilon}_{\text{кр}}} \exp\left(\frac{U + E_{\text{св}} - V^* \tau^*}{kT_{\text{пдп}}}\right), \quad (27)$$

где  $\sigma_{\text{пдп}}$  – критическое (пороговое) напряжение ПДП в области локализованного сдвига;  $T_{\text{пдп}}$  – максимальная температура полезной длительной прочности, введенная Рид-Хиллом [7] для качественной оценки эффективности легирования сплавов;  $Gb$  – сдвиговая устойчивость (жесткость) кристаллической решетки;  $\ln(r/r_0)$  – медленно изменяющаяся функция  $r$ ;  $r \cong b$  – радиус кривизны дислокации между подвижными узлами закрепления;  $v_{\text{кр}}$  – критическая скорость движения дислокаций,  $v_{\text{кр}} = \lambda_{\text{кр}} v_0$ ;  $\mu$  – коэффициент Пуассона;  $\alpha Gb^2$  – линейное натяжение (избыточная энергия) дислокации;  $\rho_{\text{кр}}$  – критическая плотность подвижных дислокаций;  $\dot{\epsilon}_{\text{кр}}$  – критическая скорость локальной (сосредоточенной) деформации сдвига;  $\tau_{\text{пдп}}$  – приведенное критическое напряжение сдвига. При этом радиус кривизны дислокации (между подвижными узлами закрепления) можно вычислить из выражения  $r = Gb/\sigma_f$  (для металлов  $E/G \approx 2,6$ ).

При  $T_{\text{пдп}} \rightarrow T_3$  ( $\tau^* = 0$ ) выражение (27) принимает вид

$$t^* f\sigma_{\text{пдп}} < \frac{Gb \ln(r/b)}{8\pi(1-\mu)\bar{v}_d} \exp \frac{U + E_{\text{св}}}{kT_3}, \quad (28)$$

где  $\sigma_{\text{пдп}}$  – атермическая компонента приложенного напряжения (растяжения);  $T_3$  – энтропийная температура, при которой когерентные флуктуации способны преодолевать потенциальный барьер без приложения внешних сил.

4.2. *Механизм прерывистого (повторного) закрепления дислокаций.* По аналогии с уравнением (25) энергетический баланс, обеспечивающий ограниченную подвижность дислокаций в результате сочетания термически активированного закрепления и термически активированного раскрепления линейных дефектов, описывается уравнением

$$t^* f\sigma_{\text{пдп}} = \frac{\alpha Gb^2 \rho_{\text{пд}} \ln(r/b)}{(2\bar{\rho}_{\text{пд}} b\bar{\lambda}v_0) \sinh(E_{\text{св}}/kT)} \exp \left( \frac{U - V^* \tau^*}{kT_{\text{пдп}}} \right). \quad (29)$$

Поскольку  $v_0 b/L_c$  – частота колебаний краевой дислокации, которая термически раскрепляется и повторно закрепляется при повышенных температурах, особенно в области динамического деформирования старения, дислокационный критерий полезной длительной прочности может быть представлен следующими неравенствами:

$$f\sigma_{\text{пдп}} t^* < \frac{Gb \ln(r/b)}{8\pi(1-\mu)\bar{v}_{\text{кр}}} \exp \frac{U - 2E_{\text{св}} - L_c b^2 \tau^*}{kT_{\text{пдп}}} \quad (30)$$

или

$$ft_{\text{пдп}} t^* < \frac{\alpha Gb^2 \ln(r/b) \bar{\rho}_{\text{кр}}}{8\pi(1-\mu)\dot{\epsilon}_{\text{кр}}} \exp \frac{U - 2E_{\text{св}} L_c b^2 \tau^*}{kT_{\text{пдп}}}. \quad (31)$$

При  $T \rightarrow T_3^*$  ( $\tau^* \rightarrow 0$ ) уравнение (31) принимает вид

$$f\sigma_{\text{пдп}} t^* < \frac{Gb \ln(r/b)}{8\pi(1-\mu)\bar{v}_{\text{кр}}} \exp \frac{U - 2E_{\text{св}}}{kT_3}. \quad (32)$$

Аналитические выражения (26)–(28) и (30)–(32) с одинаковой структурой представляют собой физический (дислокационный) критерий полезной длительной прочности металлических кристаллов. Критерий является универсальным, так как его структура включает энергетические вклады силового взаимодействия дислокаций и термической активации. Вклад силового взаимодействия определяется свойствами (жесткостью/размягчением) кристаллической решетки и дислокаций (прежде всего, скоростью их движения  $\bar{v}_d$ ). Вклад термической активации учитывает физическую природу конкретного дислокационного механизма, контролирующего скорость МПД  $\dot{\epsilon}$  в определенном

интервале температур. Механизм МПД может быть легко установлен по активационным параметрам [17] при исследовании критерия ПДП в координатах  $\ln(t^* f \sigma_{\text{п}}) - 1/T$  и  $\dot{\epsilon} t^* - 1/T$ . При  $T \rightarrow T_0$  потенциальный барьер преодолевается по термофлуктуационному механизму ( $\tau^* = 0$ ). Как известно, модуль сдвига  $G(T)$  характеризует прочность (переключение) межатомных связей [18], а не их разрыв по термофлуктуационному механизму, как следует из [19].

Таким образом, устойчивая диссипативная (дислокационная) структура, которая сохраняется под действием нагрузки в условиях длительных испытаний, формирует в итоге полезную длительную прочность металлических систем сплавов. Возможность деградации этой структуры следует рассматривать как меру адаптивности систем к локализации сдвига. Выдвинутая концепция полезной (без разрушения) длительной прочности металлических кристаллов, основанная на физической кинетике торможения дефектов, учитывает решающую роль локализации сдвига в структурной подготовке преждевременного разрушения. Достижение критического уровня накопленной внутренней энергии (критической плотности дислокаций) в ходе зависимой от времени однородной МПД вызывает деформационную нестабильность, которая возникает из-за потери трансляционной симметрии, сдвиговой устойчивости кристаллической решетки и сопровождается локализацией сопротивления сдвигу и снижением длительной прочности кристаллов. Полученные результаты служат физической основой теории полезной длительной прочности, свободной от чисто математических трудностей и определяющей контролируемые механизмы по данным термоактивационного анализа.

## Выводы

1. Получены логарифмические уравнения дислокационной релаксации, которая контролируется, в частности, в нанобъемах твердых растворов механизмом динамического торможения дислокационных атмосфер (с подвижными узлами закрепления) при высоких напряжениях и низких температурах и механизмом прерывистого (повторного) закрепления дислокаций при низких напряжениях и повышенных температурах.

2. В рамках нового структурно-энергетического подхода впервые показана принципиальная возможность разделения энергетических вкладов силового взаимодействия и термической активации для связанных дислокаций, успешно преодолевающих близкодествующие потенциальные барьеры в ходе термически активированной релаксации напряжений, в том числе в условиях прерывистого (повторного) течения твердых растворов. Результаты активационного анализа и теоретические расчеты соответствуют экспериментальным данным для промышленных и экспериментальных магниевых сплавов.

3. Разработан энергетический (дислокационный) критерий полезной длительной прочности, который может быть использован для количественной оценки эффективности легирования новых экспериментальных сплавов, а также для улучшения их сопротивления ползучести, длительной прочности и ожидаемого ресурса эксплуатации. При напряжениях и температурах ниже критических сплав, например, Mg–12,5Al–1,3Ca–0,3Mn–0,1Ti считается ре-

лаксационно-стойким ( $\dot{\epsilon} \sim 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ ) и способным выдержать заданную длительную нагрузку (70 МПа) с допуском на деформацию  $\epsilon$  (0,2...0,4%) без разрушения в течение 200 ч.

## Резюме

У рамках висуненої концепції корисної, тобто виключаючої руйнування, тривалої міцності металевих кристалів проведено теоретичні й експериментальні дослідження фізичної природи мікроплинності і дислокаційної релаксації напружень. Виконано активаційний аналіз механізму переривчастого (повторного) закріплення дислокацій і розділено вклади силової взаємодії і термічної активації зв'язаних дислокацій, що забезпечують подолання близькодійних бар'єрів у нанооб'ємах первинних  $\alpha$ -твердих розчинів. Показано, що для дослідженого механізму зі збільшенням часу релаксації термічно активоване напруження прагне до атермічної компоненти, а енергія, що підведена до бар'єрів по термофлуктуаційному механізму, лінійно підвищується до величини потенціального бар'єра опору руху дислокацій. Сформульовано фізичний (дислокаційний) критерій корисної тривалої міцності, що враховує вплив кристалічної і дефектної структури на локалізацію (смуг) зсуву в процесі накопичення мікроскопічної деформації нижче за макроскопічну границю текучості. Теоретичні дослідження релаксації напружень узгоджуються з даними, отриманими для нових експериментальних сплавів системи Mg–Al–Ca (Ti) з поліпшеними характеристиками опору повзучості (із допуском на деформацію  $\epsilon \sim 0,2...0,4\%$  при  $\dot{\epsilon} \sim 10^{-9}...10^{-10} \text{ с}^{-1}$ ) і тривалій міцності (70 МПа протягом 200 год без руйнування), що підвищують термічну стабільність дислокаційної структури на 423...473 К.

1. *Pekguleryuz M. O. and Kaya A. A.* Creep resistant magnesium alloys for powertrain applications // Proc. 6th Int. Conf. "Magnesium Alloys and Their Applications". – Wiley (VCA); Wolfsburg (Germany), 2003. – P. 74 – 93.
2. *Calcagnotto M., Ponge D., and Raabe D.* Ultrafine grain ferrite/martensite dual phase steel fabricated by large strain warm deformation and subsequent intercritical annealing // ISIJ Int. – 2008. – **84**, No. 8. – P. 1096 – 1101.
3. *Ткаченко В. Г.* Современные тенденции развития физики легких металлов // Усп. физики металлов. – 2009. – **10**, № 1. – С. 103 – 130.
4. *Ткаченко В. Г., Ким К. Ч., Мун Б. Г. и др.* Физика микротекучести магниевых сплавов с титаном // Там же. – 2010. – **11**, № 2. – С. 95 – 118.
5. *Tkachenko V. G., Kim K. H., Moon B. G., and Vovchok A. S.* Design and microstructural analysis of magnesium alloys for dynamical applications // J. Mater. Sci. – 2011. – **46**, Issue 14. – P. 4880 – 4995.
6. *Tkachenko V. G.* Strength Physics of Less-Common Metals and Their Alloys. – London: Cambridge Int. Sci. Publish., 2002. – 359 p.
7. *Reed-Hill R. E.* Physical Metallurgy Principles / 2nd ed. – New York: D. Van Nostrand Company, 1973. – 920 p.

8. Степанов В. А., Песчанская Н. Н., Шнейзман В. В. Прочность и релаксационные явления в твердых телах. – М.: Наука, 1984. – 245 с.
9. Почивалова Г. П. Релаксация напряжений и усталость поликристаллов ГЦК сплавов в области микропластической деформации: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Томск, 1987. – 20 с.
10. Numakura Yu. and Koiwa M. Dislocations in metals and alloys with the hexagonal close-packed structure // Metall. Sci. Technol. – 1998. – **16**, No. 1-2. – P. 4 – 19.
11. Бейгельзимер Я. Б., Прокофьева О. В., Кулагин Р. Ю. Корректность характеристик пластичности для материалов, получаемых методами интенсивной пластической деформации: Тр. II Междунар. конф. “Наноструктурные материалы – 2010”. – Беларусь–Россия–Украина. – Киев, 2010. – 127 с.
12. Conrad H. On the mechanism of yielding and flow in iron // J. Iron Steel Inst. – 1961. – **198**, Pt. 4. – P. 364 – 375.
13. Ткаченко В. Г. Модель дислокационной микротекучести металлических кристаллов: Тр. IV Междунар. конф. “Дефекты и разрушение материалов и наноматериалов”. – М.: ИМЕТ РАН, 2011. – С. 90 – 92.
14. Dotsenko V. I. Stress relaxation in crystals // Phys. Stat. Sol. (b). – 1979. – **93**, Issue 1. – P. 11 – 43.
15. Shukovsky H. B., Rose R. M., and Wulff J. The low temperature electrical resistivity of lattice defects in deformed W single crystals // Acta Met. – 1966. – **14**, Issue 7. – P. 821 – 830.
16. Китель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 701 с.
17. Ткаченко В. Г., Максимчук И. Н., Трефилов В. И. Физическая теория и новая принципиальная схема хрупкого перехода в кристаллах // Докл. АН СССР. – 1991. – **320**, № 3. – С. 615 – 618.
18. Ткаченко В. Г., Максимчук И. Н., Трефилов В. И. Дислокационная теория формирования истинного разрушающего напряжения в области хрупкого перехода кристаллов // Там же. – № 4. – С. 873 – 876.
19. Журков С. Н. Кинетическая концепция прочности твердых тел // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. – 1967. – **3**, № 10. – С. 1767 – 1775.

Поступила 10. 05. 2012