

Е.С.Платонова¹, В.Бучинскас², В.М.Юров³

¹Карагандинский государственный технический университет;

²Вильнюсский технический университет им. Гедеминаса, Литва;

³Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова
(E-mail: danilina1969@list.ru)

Некоторые вопросы теории термической стойкости металлических покрытий

В работе рассмотрено современное состояние теории разрушения металлов под действием деформаций и температур. Предложен метод расчета термоупругих напряжений по экспериментальным значениям микротвердости. Предложена статистическая модель образования кластеров — носителей хрупкого разрушения. Получена формула, которая описывает всю область деформированного состояния твердого тела, включая процесс разрушения. Предложена термодинамическая модель жаростойкости металлов и металлических покрытий и ее связь с поверхностной энергией. Сравнение с экспериментом подтвердило правильность модели. Получена связь между скоростью процесса разрушения и температурой плавления металла или металлического покрытия.

Ключевые слова: металл, покрытие, разрушение, кластер, статистическая модель, термодинамическая модель, температура плавления.

Введение

Под жаростойкостью (термической стойкостью) понимают способность материала сопротивляться химическому разрушению при высоких температурах. Уже в 80-х годах прошлого столетия стало понятно, что необходимо идти не по пути создания специальных жаростойких сплавов, а создавать различные технологии нанесения жаростойких покрытий на детали механизмов и машин, работающих в экстремальных условиях [1].

В последующие годы интерес к жаростойким материалам и покрытиям продолжал расти в связи с развитием ракетной и космической техники, энергетики и т.д. [2–6].

Разрушение материала может происходить под действием механических нагрузок, химических взаимодействий, температуры, радиации и т.д. В каждом случае рассматриваются различные механизмы этого разрушения. Однако если рассматривать эти процессы с общей точки зрения, как процессы разрыва атомных связей, обусловленные наличием в материале дефектов (источников разрушения), то можно применить общие подходы к этим процессам, например, используя методы термодинамики, которые применимы к процессам любой природы. Именно такой подход и предлагается в настоящей работе.

Механическое разрушение материалов

Началу теории разрушения твердых тел положили работы А.Гриффитса [7, 8]. Одним из важных результатов А.Гриффитса стал сформулированный им критерий разрушения тела с трещиной, согласно которому рост трещины должен быть энергетически выгодным процессом с преобразованием энергии. Условие развития трещины А.Гриффитс сформулировал в виде энергетического баланса:

$$\frac{\partial}{\partial \ell}(W - \Gamma) = 0, \quad (1)$$

где W — потенциальная энергия деформации пластины; Γ — поверхностная энергия трещины; ℓ — полудлина трещины. В этом случае условие разрушения можно записать в виде

$$\left| \frac{\partial W}{\partial \ell} \right| \geq \frac{\partial \Gamma}{\partial \ell}. \quad (2)$$

Условие (2) представляет суть подхода А.Гриффитса. Трещина в твердом теле будет развиваться во время его деформации, если скорость освобождения потенциальной энергии деформации будет больше прироста поверхностной энергии тела в результате образования новых поверхностей. Поверхностная энергия трещины для пластины единичной толщины имеет вид

$$\Gamma = 4\ell\gamma, \quad (3)$$

где γ — удельная поверхностная энергия разрушения.

Значение γ зависит от локальных сопротивлений разделению частиц, пластичности, вязкости материала и от их изменения с ростом трещины. Интенсивность выделения энергии «энергоснабжение» в связи с единичным приростом площади трещины ϕ расходуется на образование трещины. И только после образования элемента трещины избыток энергии снабжения может диссипировать или трансформироваться в кинетическую энергию [9].

Несмотря на давнюю историю исследования процесса разрушения, мы еще далеки от понимания физической картины этого явления в целом. Это обусловлено, прежде всего, чрезвычайной сложностью проблемы прочности материалов, не говоря уже о номенклатуре проявления этой сложности, — интерпретация явления разрушения требует привлечения специалистов по физике, химии, механике, инженерно-конструкторов. В реальных условиях процесс разрушения представляется весьма многоликим. Во многом это связано с многообразием элементарных актов разрушения, при интерпретации которых до последнего времени преобладали модельные представления, основанные на простых геометрических образах, представленных Гриффитсом, Стро, Орованом и другими. Сейчас, однако, становится ясным, что физика разрушения нуждается в дальнейшем развитии основополагающих идей [10].

В настоящее время предприняты попытки использования нелинейных методов для развития концепции разорванных связей, разрабатываются модели элементарных носителей разрушения, на макроскопическом уровне описания внедряются методы подобия и синергетический подход [11].

Принято различать два механизма разрушения твердого тела — хрупкое и вязкое. В первом случае основную роль играют разрывы межатомных связей, а во втором — пластическая деформация. Согласно современным представлениям процесс хрупкого разрушения складывается из трех стадий [11]:

- термофлуктуационное зарождение элементарных носителей разрушения;
- их кластеризация в укрупненные трещины (очаги разрушения);
- безактивационный рост очагов до размеров, начиная с которых концентрация напряжений у острия трещины приводит к достижению предела прочности и становится возможным атермическое распространение ее фронта со скоростью звука.

Количественное исследование двух первых стадий проведено в работе [12]. При этом элементарный носитель разрушения представлялся как дилатон, впервые введенный С.Н.Журковым [13], — устойчивая флуктуационная область повышенной дилатации решетки, реализующаяся за счет ангармонизма фононов. Обусловленная им накачка упругой энергии в объем V_d составляет $W_d \sim KV_d$, где K — модуль всестороннего сжатия. Скорость накачки $v_+ = \Delta W_d / \Delta t$ задается приращением энергии $\Delta W / W = \Delta K / K = G \Delta \varepsilon_d$, где G — постоянная Грюнайзена; ε_d — дебаевская частота. Стабилизация дилатона обеспечивается, если получающаяся в результате величина $v_+ \sim G \Delta \varepsilon_d W_d \omega_D$ превосходит скорость рассасывания флуктуации $v_- = W_d / \tau_{ph}$ за счет выноса энергии фононами, вылетающими из дилатона и сталкивающимися за его пределами ($\tau_{ph} = \lambda / a \omega_D$ — время свободного пробега, λ его длина, a — параметр решетки). Отсюда следует, что для образования дилатона флуктуация дилатации ε_d должна превосходить критическое значение

$$\varepsilon_c \approx G^{-1} \frac{a}{\lambda}. \quad (4)$$

Подставляя это значение в дебаевское уравнение состояния твердого тела: $K \varepsilon_d = \sigma_d + (G/V_d) \Delta W_d$, где σ_d — дилатационная составляющая напряжений, и сопоставляя его с выражением $Q = Q_0 - \Omega \sigma_d$ для энергии активации зарождения трещины, находим, что при отождествлении Q и ΔW_d высота потенциального рельефа Q_0 и активационный объем Ω определяются формулами:

$$Q_0 = \frac{c}{\beta} \varepsilon_c \approx G^{-1} \frac{c}{\beta} \cdot \frac{a}{\lambda}, \quad \Omega = \frac{V_d}{G} = G^{-1} a^3 \frac{V_d}{a^3}, \quad (5)$$

где β , c — коэффициент теплового расширения и теплоемкость, связанные равенством $K\beta = Gc/V$. Отсюда видно, что для образования дилатона наиболее благоприятны системы с большими значениями коэффициента теплового расширения и длины свободного пробега фононов.

Несмотря на очевидные успехи, дилатонная модель не может объяснить все особенности процесса разрушения, в частности, выпадает из рассмотрения различие в поведении хрупких и вязких тел. Поэтому в [11] предложена фрустронная модель, обобщающая дилатонную.

Проведенное в [11] рассмотрение показывает, что процесс хрупкого разрушения определяется образованием и эволюцией ансамбля элементарных носителей разрушения — фрустронов. Последние

представляют мезоскопические области локализации сдвиговых деформаций, окруженные сверхпластичной оболочкой. Хрупкий механизм разрушения обеспечивается посредством кластеризации фрустронов в закритический очаг разрушения.

В вязких материалах, где реализуется обратное условие, разрушение протекает по дилатонному механизму, присущему неоднородным материалам, где наличие концентраторов напряжения приводит к пределу прочности, значение которого гораздо ниже теоретического предела.

Термомеханическое разрушение металлов, сплавов и покрытий

Разрушение металлов при подводе тепловой энергии сопровождается накоплением термоупругих напряжений, приводящих к повышению плотности дислокаций, различных дефектов (дилатонов, фрустронов и т.д.).

Большинство существующих в природе механических систем при свободном движении рассеивают упорядоченную кинетическую энергию своего движения и превращают ее в хаотическое тепловое движение молекул. Такие системы принято называть диссипативными системами. Иногда поток подводимой к системе энергии может достигнуть такой интенсивности, что старый механизм диссипации уже не может справиться с ним. Системе грозит разрушение. Тогда она может производить внутреннюю перестройку своих элементов таким образом, чтобы процесс рассеяния энергии пошел более интенсивно. Такая внутренняя перестройка происходит при фазовых переходах в объеме металлов и сплавов [14], на границах зерен [15], на поверхности [16]. На основе теории фазовых переходов сделана попытка объединения различных механизмов процессов разрушения [17]. В монографии [18] предлагается иной механизм разрушения твердых тел, не связанный с наличием дефектов в их исходном состоянии.

Во всех случаях перехода различных систем к новому устойчивому состоянию четко выделяется какой-либо параметр. Превышение критического значения этого параметра и приводит к формированию диссипативных структур и включению нового механизма диссипации энергии системы [10]. Концентрация дислокаций является параметром, управляющим поведением металлических материалов при нагреве и под нагрузкой. Пластическая деформация начинается в тот момент, когда дислокаций становится настолько много, что расстояние между ними снижается до критического значения, ниже которого они начинают активно взаимодействовать между собой.

Задача термоупругости в квазистатической постановке, когда не учитываются инерционные члены в уравнениях движения и связывающий член в уравнении теплопроводности, имеет наибольшее практическое значение. Динамические эффекты, обусловленные нестационарным нагревом, и тепловые потоки, образующиеся вследствие деформации, настолько невелики, что соответствующие им члены в уравнениях могут быть отброшены, и система уравнений распадается на обычное уравнение нестационарной теплопроводности и уравнения, описывающие задачу о термоупругих напряжениях при заданном температурном поле.

Теория термоупругости тонких пластин, а в нашем случае покрытий, как и соответствующая изотермическая теория, основана на гипотезе о неизменяемости нормального элемента и на предположении о двумерном напряженном состоянии, аналогичном плоскому напряженному состоянию. Наиболее полно вопросы термоупругости тонких пластин изложены в работе [19].

Расчет термоупругих напряжений по экспериментальным значениям микротвердости

При формировании покрытий термические напряжения распределяются по некоторому периодическому (автоволновому) закону [20]. Экспериментально это проявляется в периодическом изменении микротвердости покрытия, измеренной вдоль и поперек образца.

Здесь мы хотим показать методику расчета термоупругих напряжений по экспериментальным значениям микротвердости. Для этого воспользуемся решениями уравнения теплопроводности для бесконечной пластины (покрытия), полученными в работе [21] для радиальной μ_r и осевой μ_z составляющих микротвердости:

$$\mu_r = A_r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{2}{z} \frac{A_r T_0}{\sqrt{\pi}} I_1 \left(\frac{2r}{R} \right), \quad (6)$$

$$\mu_z = A_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{R A_z T_0}{\sqrt{\pi z^2}} I_0 \left(\frac{2r}{R} \right). \quad (7)$$

В этих выражениях величина A является постоянной при небольших термических напряжениях. В металлических телах эффект связанности поля деформации и температурного поля обычно мало влияет на термическое возмущение и распределение тепловых напряжений. В этом случае можно воспользоваться известными решениями для круглой пластины постоянной толщины (см., напр., [19]) и для компонент напряжений записать:

$$\sigma_r = -2G \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (8)$$

$$\sigma_z = -2G \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (9)$$

Здесь модуль сдвига G определяется выражением

$$2G = \frac{E}{1 + \varepsilon}, \quad (10)$$

где E — модуль Юнга; ε — коэффициент Пуассона.

Нами в экспериментах определялась радиальная составляющая микротвердости. Сравнивая (6) и (8), получим:

$$\sigma_r = -2G \frac{1}{rA_r} \mu_r. \quad (11)$$

Формула (11) является основой для расчета термоупругих напряжений в покрытии по экспериментальным значениям микротвердости.

Статистическая модель кластеризации носителей хрупкого разрушения

Мы изложим модель образования кластеров с позиции статистической физики, как это сделано нами в работе [22]. Рассмотрим кристалл с числом фрустронов m . Пусть расстояние между фрустрономы одинаково и равно R . Опишем вокруг каждого фрустронона 0 сферу радиусом R . Пусть плотность числа фрустронов в этой сфере равна n_0 , тогда вероятность $W_0(r)$ того, что ближайший фрустрон находится на расстоянии r от фрустронона 0, нетрудно получить из классической статистической физики, и она равна:

$$W_0(r) = 4\pi n_0 r^3 \exp[-4\pi n_0 r^3 / 3]. \quad (12)$$

Вероятность нахождения N_0 фрустронов в зоне фрустронона 0 радиусом r равна, очевидно,

$$W_{N_0}(r) = \prod_{k=1}^{N_0} W_k(r) = (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi N_0 n_0 r^3 / 3]. \quad (13)$$

Вероятность (13) определим с другой стороны, как отношение числа фрустронов N_0 в зоне фрустронона к общему числу фрустронов в выделенной сфере — $Q_0 = 4/3 \pi n_0 R^3$:

$$p_0 = \frac{N_0}{Q_0} = (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi n_0 r^3 / 3]. \quad (14)$$

Проводя далее вычисления, как и в работе [22], получим:

$$N_0 = \left(\frac{1}{c} \cdot \frac{\ln n_0}{n_0} \cdot \frac{G^0}{kT} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Формула (15) отвечает равновесному значению числа фрустронов в кластере. Сделаем оценку числа фрустронов в кластере для кристалла KCl: $G^0 \approx 410$ кДж/моль; $c \approx 0,001$; $\ln n_0/n_0 \approx 0,02$; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$, $T = 300$ К. Тогда $N_0 \approx 60$ атомов щелочного металла. Полученное нами значение коррелирует с числом атомов N_0 в кластере при гомогенном образовании кластеров в расплавах различных металлов [23].

Кинетика кластеризации носителей хрупкого разрушения

Рассмотрим теперь на основе предложенной нами модели кинетику кластеризации носителей хрупкого разрушения. В качестве функции отклика [22] возьмем деформацию μ (рис. 1), тогда

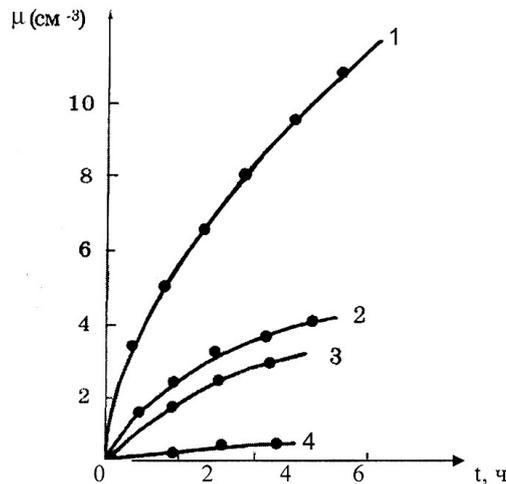
$$\mu = a \frac{kT}{G^0} \cdot N. \quad (16)$$

Из формулы (16) видно, что при малых деформациях зависимость μ действительно описывается линейной функцией от N . Представим зависимость энергии Гиббса от концентрации фрустронов по-

линомом второй степени. Это справедливо, поскольку такая же зависимость наблюдается и для температуры. Таким образом:

$$G^0 = A + BN + CN^2. \tag{17}$$

При небольших $N - A > BN + CN^2$ и из (16) мы имеем линейную зависимость деформации от концентрации N (область упругой деформации). Когда $G^0 \approx BN$, то μ не зависит от N (область пластической деформации). При больших N энергия Гиббса $G^0 \approx CN^2$ и, соответственно, $\mu \sim 1/N$, т.е. убывают гиперболически (область разрушения).



1 — NaCl; 2 — KCl; 3 — KBr; 4 — KI

Рисунок 1. Кинетика накопления дефектов в ЩГК [24]

Качественная картина зависимости μ от N показана на рисунке 2.

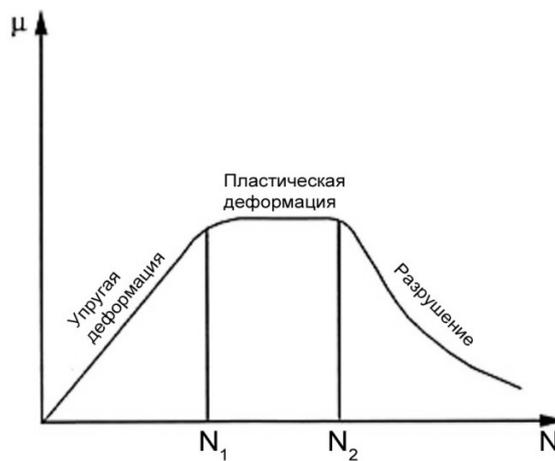


Рисунок 2. Три стадии деформации твердого тела

Таким образом, полученная формула (16) описывает всю область деформированного состояния твердого тела, включая процесс разрушения.

Термодинамическая модель жаростойкости покрытий

Если в качестве функции отклика Φ из работы [22] взять жаростойкость χ , то получим:

$$\chi = \frac{kT}{C_1} \cdot \frac{A}{G^0}, \tag{18}$$

где A — работа «внешних сил»; T — температура; G^0 — потенциал Гиббса массивного образца металла (для чистого металла — это энергия Ферми E_F); k — постоянная Больцмана; C_1 — постоянная.

Работа «внешних сил» для поверхности и тонких пленок равна энергии их разрушения, т.е. $A = \sigma \cdot S$, где σ — поверхностное натяжение; S — удельная поверхность. Таким образом, жаростойкость тем больше, чем больше их поверхностная энергия (поверхностное натяжение). В таблице 1 приведены значения поверхностного натяжения исследованных покрытий, полученные по методике [25].

Т а б л и ц а 1

Поверхностное натяжение многоэлементных покрытий

Покрытие	Поверхностное натяжение, Дж/м ²
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al	1,019
Zn–Al	0,594
Mn–Fe–Cu–Al	0,446
Fe–Al	0,314

Поскольку $G^0 = a + bT + cT^2$, то температурной зависимостью χ можно пренебречь и записать (18) для однокомпонентного покрытия в виде

$$\chi = C \cdot \sigma / E_F, \tag{19}$$

где C — некоторая постоянная.

Для многоэлементного покрытия, когда не происходит выделения отдельных фаз, будем иметь

$$\chi = C \cdot \left(\sum_i X_i \cdot \sigma_i / E_{F_i} \right), \tag{20}$$

где X_i — мольная или атомная доля соответствующего элемента в покрытии.

В случае наличия отдельных фаз в покрытии (нитридных, сульфидных и т.д.) формулой (3) пользоваться нельзя. В этом случае можно воспользоваться работой [26], где определены значения поверхностного натяжения для нитридов, сульфидов, окислов и т.д. большей части элементов периодической системы Менделеева. Определение поверхностного натяжения твердых тел — сложная задача, поэтому можно воспользоваться универсальным соотношением [26]

$$\sigma = 0,7 \cdot T_{пл}, \tag{21}$$

где $T_{пл}$ — температура плавления металла.

Сравнение с экспериментом

Испытания на жаростойкость проводились по ГОСТу 6130–71. Жаростойкость оценивалась по массе окислившегося материала. Взвешивание образцов до и после термической обработки проводилось на аналитических весах с точностью до 0,1 мг. Результаты эксперимента представлены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

Потеря массы покрытия после термической обработки при 1100 °С в течение 15 часов

Покрытие	Масса окислившегося покрытия, мг
Образец без покрытия	56,8
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al	4,2
Zn–Al	5,6
Mn–Fe–Cu–Al	6,8
Fe–Al	14,2

Из таблицы 2 следует, что наибольшей жаростойкостью из исследованных нами покрытий обладает покрытие Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al, а наименьшей — Fe–Al. Тем не менее любое из приведенных выше покрытий значительно увеличивает жаростойкость основы (металлической подложки). Корреляция между таблицами 1 и 2 существует, что подтверждает правильность нашей модели.

Аналогия процессов разрушения, пластической деформации и плавления

Учитывая (21), уравнение (19) можно переписать в виде

$$\chi = C_1 \cdot T_{nl} / E_F. \quad (22)$$

Уравнение (22) показывает связь процесса разрушения металла (покрытия) с его температурой плавления.

Большое количество работ было посвящено сопоставлению процессов плавления, пластического деформирования и разрушения еще в 60-х годах прошлого столетия [27]. К.А.Осипов [28] классифицировал работы в этой области и выделил два основных подхода при проведении аналогии между плавлением, пластическим деформированием и разрушением.

1. Одна группа исследователей считает, что пластическое деформирование металла происходит за счет его локального плавления в плоскостях скольжения в результате повышения температуры в этих областях. Однако эта точка зрения не подтвердилась экспериментально.

2. Другие исследователи исходят из равенства энергий, идущих на процессы плавления и разрушения, или подобия механизмов элементарных актов плавления и пластического деформирования.

В дальнейших работах К.А.Осиповым [29] на основе представлений о предельных и переменных значениях энергии активации q различных процессов, происходящих в металле при действии напряжения и температуры, был предложен универсальный энергетический параметр, характеризующий предельное значение энергии активации различных процессов. Более точно величина q определяется из соотношения

$$q = - \left(\int_0^{T_s} C_p dT - T_s \int_0^{T_s} \frac{C_p}{T} dT \right). \quad (23)$$

Г.Фюртом были развиты идеи [27], согласно которым нарушение межатомных связей в кристаллах при плавлении (в результате теплового движения атомов) подобно разрушению кристаллической решетки под действием приложенных механических напряжений. Фюрт сравнил энергию, необходимую для разрушения единицы объема металла под действием приложенного напряжения, с удельной энергией, расходуемой на плавление, и получил следующее соотношение между прочностью и скрытой теплотой плавления:

$$F = L_m \rho \frac{1 - 2\nu}{3 - 5\nu}, \quad (24)$$

где F — разрушающее напряжение при 0 К; L_m — скрытая теплота плавления; ρ — плотность; ν — коэффициент Пуассона.

Значения F , вычисленные для десяти металлов Au, Ag, Al, Cu, Fe, Ni, Pb, Pt, Sn, Zn, с точностью до 30 % совпадают с экспериментальными. Недостатком подхода Фюрта является физически необоснованная экстраполяция разрушающего напряжения к абсолютному нулю.

Скорость процесса термического (коррозионного и т.п.) разрушения (она обратно пропорциональна величине χ в формуле (22)) определится следующим образом:

$$v_p = C \cdot \frac{E_F}{T_{nl}}. \quad (25)$$

Используя данные по скорости коррозии чистых металлов [30], по температуре плавления [31] и значения энергии Ферми, вычисленные нами в работе [22], мы вычислили постоянную C в формуле (25) для десяти металлов Au, Ag, Al, Cu, Fe, Ni, Pb, Pt, Sn, Zn, вычисленных Фюртом.

С точностью до (20–30) % (как и у Фюрта) она оказалась постоянной и равной $(2,5–3,0) \cdot 10^{-4}$. Основная погрешность в наших расчетах связана с вычислением энергии Ферми на основе модели Зоммерфельда [22]. Не для всех металлов она дает точные результаты.

Тем не менее формула (25) пригодна для качественного анализа и прогнозирования скорости разрушения металла и покрытия с учетом сделанных выше замечаний и формулы (20).

Заключение

Несмотря на то, что процесс термомеханического разрушения металлов и покрытий представляет собой довольно сложное и многостадийное явление, предложенные в настоящей работе простые модели и формулы могут оказаться полезными как для теоретиков, так и для экспериментаторов.

Список литературы

- 1 Мовчан Б.А., Малащенко И.С. Жаростойкие покрытия, осажденные в вакууме. — Киев: Наук. думка, 1983. — 232 с.
- 2 Мубояджян С.А., Лесников В.П., Кузнецов В.П. Комплексные защитные покрытия турбинных лопаток авиационных ГТД. — Екатеринбург: Квист, 2008. — 208 с.
- 3 Davis J.R. (Ed.) Heat Resistant Materials. — ASM International, 1997. — 591 p.
- 4 Gao W., Li Zh. (Ed.) Developments in High Temperature Corrosion and Protection of Materials. — Woodhead Publishing Ltd, 2008. — 658 p.
- 5 Madhusudana Chakravarti V. Thermal Contact Conductance. — Springer International Publishing Switzerland, 2014. — XVIII. — 260 p.
- 6 Reed R.C. The Superalloys: Fundamentals and Applications. — Cambridge University Press, 2006. — 372 p.
- 7 Griffith A.A. The phenomena of rupture and flow in solids // Phil. Trans. Roy. Soc. A. — 1921. — Vol. 221, No. 2. — P. 163–198.
- 8 Griffith A.A. The theory of rupture // Proc. First Int. Congr. Appl. Mech. Delft. — 1924. — P. 55–63.
- 9 Партон В.З. Механика разрушения: от теории к практике. — М.: Наука, 1990. — 240 с.
- 10 Куликов Д.В., Мекалова Н.В., Закиричнина М.М. Физическая природа разрушения. — Уфа: УФГУ, 1999. — 240 с.
- 11 Олемской А.И., Кацнельсон А.А. Синергетика конденсированной среды. — М.: УРСС, 2003. — 336 с.
- 12 Петров В.А. Дилатонная модель термофлуктуационного зарождения трещин // Физика твердого тела. — 1983. — Т. 26, Вып. 11. — С. 3124–3127.
- 13 Журков С.Н. Дилатонный механизм прочности твердых тел // Физика твердого тела. — 1983. — Т. 25, Вып. 10. — С. 3119–3123.
- 14 Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. — М.: Мир, 1978. — 808 с.
- 15 Страумал Б.Б. Фазовые переходы на границах зерен. — М.: МИСиС, 2004. — 65 с.
- 16 Зенгуил Э. Физика поверхности. — М.: Мир, 1990. — 536 с.
- 17 Ботвина Р.Л. Разрушение: кинетика, механизмы, общие закономерности. — М.: Наука, 2008. — 334 с.
- 18 Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Макаров М.П. и др. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов. — Новосибирск: Наука, 1995. — Т. 1. — 298 с.
- 19 Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Математические модели термомеханики. — М.: Физматлит, 2002. — 168 с.
- 20 Юров В.М., Лауринас В.Ч., Гученко С.А., Завацкая О.Н. Автоволновые процессы при формировании ионно-плазменных покрытий // Вестн. КарГУ. Сер. Физика. — 2013. — № 1(69). — С. 56–66.
- 21 Юров В.М., Лауринас В.Ч., Гученко С.А., Завацкая О.Н. Стационарное тепловое поле бесконечной металлической пластины нанометровой толщины // Междунар. журнал прикладных и фундаментальных исследований. — 2013. — № 10. — С. 514.
- 22 Платонова Е.С., Бучинскас В., Юров В.М. Некоторые вопросы теории коррозии металлов // Вестн. КарГУ. Сер. Физика. — 2014. — № 4(76). — С. 22–29.
- 23 Скрипов В.П., Коверда В.П. Гомогенное зарождение кристаллов в жидкостях и аморфных слоях // Проблемы кристаллографии. — М.: Наука, 1987. — С. 232–246.
- 24 Воробьев А.А. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. — Томск: ТГУ, 1961. — Кн. 2. — 255 с.
- 25 Юров В.М., Лауринас В.Ч., Гученко С.А., Завацкая О.Н. Поверхностное натяжение упрочняющих покрытий // Упрочняющие технологии и покрытия. — 2014. — № 1. — С. 33–36.
- 26 Юров В.М., Портнов В.С., Лауринас В.Ч. и др. Размерные эффекты и физические свойства малых частиц и тонких пленок. — Караганда: Казахстанско-Российский ун-т, 2013. — 116 с.
- 27 Иванова В.С. Усталостное разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1963. — 258 с.
- 28 Осипов К.А. Вопросы теории жаропрочности металлов и сплавов. — М.: Изд-во АН СССР, 1960. — 285 с.
- 29 Осипов К.А. Некоторые активированные процессы в твердых металлах и сплавах. — М.: Изд-во АН СССР, 1962. — 131 с.
- 30 Рачев Х., Стефанова С. Справочник по коррозии. — М.: Мир, 1982. — 520 с.
- 31 Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И.К.Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. — 1008 с.

Е.С.Платонова, В.Бучинскас, В.М.Юров

Металл жабындардың термиялық тұрақтылығы теориясының кейбір мәселелері

Мақалада деформация мен температура әсерінен металдар қирауы теориясының қазіргі кездегі жай-күйі қарастырылған. Микрокаттылықтың эксперименталдық шамалары бойынша термиялық серпімді кернеулерді есептеудің әдістемесі ұсынылған. Морт қирау тасымалдағыштарының кластерлерінің қалыптасуының статистикалық моделі ұсынылған. Қирау үрдісімен қоса, қатты дененің деформацияланған күйінің барлық облысын сипаттайтын формула алынды. Металдар мен олардың жабындарының ыстыққа тұрақтылығының термодинамикалық моделі және оның беттік энергиямен

байланысы ұсынылды. Авторлар экспериментпен салыстыру үлгінің дұрыстығын айқындады. Металдың және металл жабынның балку температурасы мен қирау үрдісінің арасындағы байланыс анықталды.

E.S. Platonova, V. Buchinskas, V.M. Yurov

On the theory of thermal resistance of the metal coating

This article examines the current state of the theory of fracture of metals under the influence of strain and temperature. A method for calculating thermal stress from the experimental values of microhardness. The statistical model of cluster formation carriers brittle fracture. A formula is obtained that describes the entire area of the deformed state of the solid, including the process of destruction. A thermodynamic model of heat resistance of metals and metal coatings and its relationship to surface energy. Comparison with experiment confirmed the correctness of the model. A relation between the speed of process failure and melting point metal or metal coating.

References

- 1 Movchan B.A., Malashenko I.S. *Heat-resistant coating deposited in vacuum*, Kiev: Naukova Dumka, 1983, 232 p.
- 2 Muboyadzhyan S.A., Lesnikov V.P., Kuznetsov V.P. *Integrated protective coating of turbine blades GTE*, Ekaterinburg: Kvist, 2008, 208 p.
- 3 Davis J.R. (Ed.) *Heat Resistant Materials*, ASM International, 1997, 591 p.
- 4 Gao W., Li Zh. (Ed.) *Developments in High Temperature Corrosion and Protection of Materials*, Woodhead Publishing Ltd, 2008, 658 p.
- 5 Madhusudana Chakravarti V. *Thermal Contact Conductance*, Springer International Publishing Switzerland, 2014, 28, 260 p.
- 6 Reed R.C. *The Superalloys: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, 2006, 372 p.
- 7 Griffith A.A. *Phil. Trans. Roy. Soc. A.*, 1921, 221, 2, p. 163–198.
- 8 Griffith A.A. *Proc. First Int. Congr. Appl. Mech. Delft.*, 1924, p. 55–63.
- 9 Parton V.Z. *Fracture Mechanics: from theory to practice*, Moscow: Nauka, 1990, 240 p.
- 10 Kulikov D.V., Mekalova N.V., Zakirnichnaya M.M. *Physical nature of destruction*, Ufa: UFGU, 1999, 240 p.
- 11 Olemskoy A.I., Katznelson A.A. *Synergetics of condensed matter*, Moscow: URSS, 2003, 336 p.
- 12 Petrov V.A. *Solid State Physics*, 1983, 26, 11, p. 3124–3127.
- 13 Zhurkov S.N. *Solid State Physics*, 1983, 25, 10, p. 3119–3123.
- 14 Christian J. *The theory of transformations in metals and alloys*, Moscow: Mir, 1978, 808 p.
- 15 Straumal B.B. *Phase transitions in the grain boundaries*, Moscow: MISA, 2004, 65 p.
- 16 Zenguil E. *Surface Physics*, Moscow: Mir, 1990, 536 p.
- 17 Botvina R.L. *Destruction: kinetics, mechanisms, general patterns*, Moscow: Nauka, 2008, 334 p.
- 18 Panin V.E., Egorushkin V.E., Makarov M.P. et al. *Physical Mesomechanics computer design and materials*, Novosibirsk: Nauka, 1995, 1, 298 p.
- 19 Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N. *Mathematical models of thermal mechanics*, M.: Fizmatlit, 2002, 168 p.
- 20 Yurov V.M., Laurynas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatskaya O.N. *Bull. of KarSU. Physics Ser.*, 2013, 1(69), p. 56–66.
- 21 Yurov V.M., Laurynas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatskaya O.N. *International Journal of Applied and Basic Research*, 2013, 10, p. 514.
- 22 Platonova E.S., Buchinskas V., Yurov V.M. *Bull. of KarSU. Ser. Physics*, 2014, 4(76), p. 22–29.
- 23 Skripov V.P., Koverda V.P. *Problems of crystallography*, Moscow: Nauka, 1987, p. 232–246.
- 24 Vorobyov A.A. *The physical properties of ionic crystalline dielectrics*, Tomsk: TGU, 1961, 2, 255 p.
- 25 Yurov V.M., Laurynas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatskaya O.N. *Strengthening technology and coatings*, 2014, 1, p. 33–36.
- 26 Yurov V.M., Portnov V.S., Laurynas V.Ch. et al. *Size effects and physical properties of small particles and thin films*, Karaganda: Publishing House of the Kazakh-Russian University Press, 2013, 116 p.
- 27 Ivanova V.S. *Fatigue failure of metals*, Moscow: Metallurgiya, 1963. — 258 p.
- 28 Osipov K.A. *Problems in the theory of heat resistance of metals and alloys*, Moscow: Publishing House of the USSR Academy of Sciences, 1960, 285 p.
- 29 Osipov K.A. *Some activated processes in solid metals and alloys*, Moscow: Publishing House of the USSR Academy of Sciences, 1962, 131 p.
- 30 Rachev H., Stefanova S. *Guide to corrosion*, Moscow: Mir, 1982, 520 p.
- 31 *Tables of physical quantities. Directory*, Ed. by acad. I.K. Kikoin, Moscow: Atomizdat, 1976, 1008 p.