

## 1. Определение физических структурно-энергетических параметров прочности материала по реологическим диаграммам механических испытаний. Решение обратной задачи.

В физической структурно-энергетической теории прочности [1] деформированное твердое тело (далее ДТТ) рассматривается как физическая среда, которая характеризуется макроскопическими механическими, термодинамическими и статистическими корпускулярно-волновыми свойствами и параметрами: молярная энергия, молярный термодинамический потенциал и т.д. В теории получены зависимости, которые связывают физические и обычные механические характеристики ДТТ. Элементарным энергетическим физическим состоянием ДТТ, подобно атомам, являются характеристические флуктуации (CFL - characteristic fluctuation), которые возникают с характерной частотой, в каждом элементарном молярном объеме среды, в результате взаимодействия микроскопических волн-квазичастиц энергии де Бройля. ДТТ рассматривается как энергетическая трехмерная матрица из CFL, одновременно использованы классические представления теории упругости. По аналогии с атомной моделью кристалла, CFL можно называть элементарным энергетическим корпускулярно-волновым состоянием или «физическим атомом» механически прочной среды или твердого тела. С позиций волновой теории и статистической физики, CFL это элементарные неравновесные системы – диполи энергии. Диполи с характерной частотой одновременно поглощают и излучают ассоциированные волны-квазичастицы энергии де Бройля в структурированном пространстве, состоящем из разных материальных частиц ДТТ. Волны-квазичастицы энергии - обобщенные ассоциированные связи между элементарными структурными единицами тела (атомы, ионы, кластеры, молекулы и др.). Использовано корпускулярно-волновое трехмерное представление процесса движения потоков микроскопической кинетической энергии в *квазиравновесном* макроскопическом состоянии материальной среды. Совокупность одного моля CFL, как множество элементарных неравновесных систем, образует молярный объем квазиравновесной макросистемы ДТТ [2]. Необратимое разрушение CFL означает прекращение движения энергии волн в элементарном молярном объеме. Волновой диполь в этом случае не восстанавливается. Этот процесс характеризуется по трем степеням свободы (координатам). Одновременно, при разрушении по каждой оси ортогонального тензора элементарного объема CFL, образуется волна-квазичастица свободной кинетической энергии. Количество CFL в объеме одного моля ДТТ уменьшается на единицу, но растет объем моля. Одновременно в результате необратимой CFL генерируется элементарная свободная поверхность физической среды – дефект. С течением времени происходит накопление элементарных формоизменений и дефектов, происходит макро формоизменение объема. В кристаллах, например, разрушенные CFL образуют дислокации, вакансии. Свойства и параметры CFL зависят от микроскопической структуры и макро физических параметров ДТТ. Таким образом, необратимое формоизменение представлено как суммарный квазиравновесный процесс непрерывного волнового обмена энергией между элементарными молярными объемами тела. Обмен квазичастицами энергии рассматриваем в трехмерном тензоре главных напряжений. Физическая элементарная «прочная» связь в твердом теле *это пакет волн энергии, ассоциированная волна – квазичастица*, которыми в квазиравновесном состоянии элементарные молярные объемы ДТТ обмениваются с частотой порядка  $1 \times 10^{11 \div 13}$  Гц в каждом из трех ортогональных направлений тензора главных деформаций [1,7].

CFL характеризуется физическими параметрами: плотность энергии, частота, импульс, скорость, вектор и др. Эти параметры формируют физико-механические свойства и кинетику разрушительных процессов ДТТ во времени и пространстве. В современной механике ДТТ рассматривается малая часть энергии суммарного волнового процесса - акустическая эмиссия. Деформирование, образование свободной поверхности и разрушение в физической теории показано через макроскопические статистические молярные энергетические величины и их производные, свойства которых изменяются с течением времени. В теории обоснованно предполагается, что CFL результат одновременного ближнего и дальнего объемного ассоциированного взаимодействия совокупности волн-квазичастиц де Бройля в теле любой природы. В ДТТ присутствуют микроскопические волны де Бройля с разной частотой,

длинной волны, энергией, вектором и др. Вместе они формируют поля температуры и напряжений. Количество CFL измеряется в молях на единицу объема. Моль, в волновой структурно-энергетической кинетической теории, является объективной физической корпускулярно-волновой *энергетической характеристикой* материальной среды газа и ДТТ. Данный подход расширил классическое определение моля [3] и не противоречит его начальной «механической» трактовке. В этом коротко отличие физической теории прочности от феноменологических методов механики деформированного твердого тела.

Модель ДТТ как физической среды состоящей из квазичастиц молярной энергии CFL, позволила одновременно сформировать понятие внутренней и внешней физической поверхности, физической внешней и внутренней границы тела, они позволяют аналитически описать процессы необратимого формоизменения (пластического деформирования), образования свободной поверхности (дефект, трещина, разрыв), теплообразования, вплоть до хрупкого разрушения тела [5,6]. Зависимости теории подтверждены известными эмпирическими формулами механики ДТТ и кинетической концепции прочности. Физические свойства молярной структурно-энергетической модели деформирования и разрушения тела, в определенном смысле универсальны, применимы для описания разрушения тел разной физической природы (аморфное, кристаллическое и др.). Для описания процессов в ДТТ используется физическое уравнение равновесия молярной энергии. В теории установлена связь физических параметров, с параметрами механики ДТТ. Рассматриваются следующие характеристики: молярная энергия (молярный термодинамический потенциал), молярный объем, формоизменение молярного объема, их производные мощность, скорость процесса и др. физические параметры ДТТ. Из волнового уравнения равновесия молярной энергии вытекают известные экспериментальные физические кинетические уравнения и зависимости (и наоборот), характеризующие состояние идеального газа и идеального твердого тела. Теория рассматривает реологические (во времени) характеристики процессов. Установлена связь макро параметров напряжение, давление, температура, объем, площадь свободной поверхности, с микроскопическими статистическими энергетическими физическими параметрами атомарного уровня.

Рассмотрим зависимости и параметры теории, которые будут использованы в наших расчетах для оценки начальных физических параметров конструкционного материала, по его экспериментальным диаграммам одноосного растяжения. Такой подход позволит, используя данные эксперимента одновременно оценить теоретический метод, на примере прикладной задачи механики ДТТ.

$W_L(\sigma, t)$ , J/mol - молярная энергия, функция состояния ДТТ, молярный термодинамический потенциал, значение определяется по каждой из трех компонент тензора главных напряжений, векторная величина. Это функция состояния.

Энергия упругих деформаций и молярная энергии связаны зависимостью:

$$W_L(\sigma, t) = W_\sigma(\sigma, t) \cdot Sh(\sigma, t). \quad \text{J/mol} \quad (1)$$

Где,  $W_\sigma(\sigma, t)$ , J/m<sup>3</sup> - плотность энергии упругих деформаций по одной компоненте тензора главных напряжений,  $W_\sigma = \sigma^2 / 2E$ . E – модуль упругости. В теории рассматриваются только истинные напряжения  $S$ , для простоты далее примем:  $\sigma = S, \text{Pa}$

$Sh(\sigma, t)$ , m<sup>3</sup>/mol - молярный объем ДТТ, физическая величина. Объем одного моля волн - квазичастиц микроскопической энергии де Бройля, определен по одной степени свободы. Используем и равнозначный термин объем моля квазичастица прочности. Объем моля квазичастиц прочности ДТТ определяется за характерный малый период времени  $\tau_0$  ассоциированных тепловых колебаний атомов. Для краткости волны-квазичастицы де Бройля обозначены **dBv** (de Broglie waves). Параметры **dBv**:

энергия, амплитуда, период, скорость и др. определяется по каждой компоненте (степени свободы) трехмерного тензора главных напряжений.

$\gamma$ ,  $\text{m}^3/\text{mol}$  - корневой молярный объем  $d\mathbf{Bv}$ , структурно-энергетическая функция корневого молярного объема твердого ДТТ, определяется теоретически, для условия  $\sigma = E$ .

Для одноосного напряженного состояния молярная энергия определяется зависимостью:

$$W_L(t) = \gamma(t) \sigma(t), \text{J/mol} \quad (1a)$$

В кинетической концепции прочности экспериментально получена зависимость молярной энергии ДТТ от истинных постоянных напряжений одноосного растяжения и структурно чувствительного коэффициент материала, формула Журкова [9,10],:

$$W_{L0} = \gamma_0 \sigma, \text{J/mol}, \quad \sigma = \text{const} \quad (1b)$$

Где,  $\gamma_0$  - структурный параметр материала, начальное значение определяется экспериментально, по методу Журкова [9],  $W_{L0}(\sigma, 0)$  - молярная энергия в начальный момент.

На основании теоретического анализа экспериментальных зависимостей кинетической концепции прочности и физической модели процесса разрушения ДТТ, получено дифференциальное уравнение (2) для определения структурной функции  $\gamma_r(t)$  для одноосного напряженного состояния [6,7]:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{RT}{\sigma(t)\tau_0} \exp \frac{\gamma(t)\sigma(t) - U_0}{RT} \quad (2)$$

Где,  $U_0$ ,  $\text{J/mol}$  - предельная энергия активации разрушения взаимодействия структурных единиц твердого тела (молекул, атомов и др.), определяется экспериментально [9,11].  $T^\circ\text{K}$  - абсолютная температура; функции напряжений  $|\sigma(t)| > 0$ ,  $R = k \cdot N_A$ ,  $N_A$  - число Авогадро,  $k$  - постоянная Больцмана,  $\text{J/K}$ .  $\tau_0 = 1 \times 10^{-13} \text{s}$  - период ассоциированных тепловых колебаний атомов тела.

Уравнение (2) было получено в предположении постоянной величины энергии активации разрушения материала  $U_0$ . Так же предполагалось, что ДТТ можно рассматривать как однокомпонентную среду, которая упрощенно моделирует кинетический механизм многоуровневого структурного разрушения материала. В этом случае необратимый процесс разрушения ДТТ можно характеризовать через структурную функцию  $\gamma(t, \sigma, \dots)$  [5,6]. Из уравнения (2) преобразованиями получим исходные формулу долговечности Журкова, экспериментальную зависимость Санфировой-Журкова, кинетическое уравнение стационарной ползучести и др. [9,10]. Формулы экспериментально подтверждены на различных материалах в широком диапазоне температур и напряжений [9].

Для решения (2) задаем функцию истинных напряжений  $\sigma(t)$ , физические начальные параметры  $U_0, \gamma_0$ , температуру тела  $T$ . Общего интеграла (2), для произвольной функции  $\sigma(t)$ , относительно  $\gamma(t)$  нет, получено решение для  $\sigma = \text{const}$ ,  $T = \text{const}$ . [5]. В общем случае используем численные методы решения. В теории предполагается, что время хрупкого разрушения  $\tau_*$ , наступает при физическом условии неустойчивости состояния ДТТ[6]:

$$W_L(t \rightarrow t_*) = U_0 \quad (3)$$

Где,  $t_*$  - время возникновения в ДТТ физического состояния неустойчивости или хрупкого разрушения, методика Журкова [9,10]. Таким образом, из (3) и (2) можно определить время до

состояния хрупкого разрушения  $t_*$  и критическое значение функции корневого молярного объема  $\gamma_*(t_*)$  для нагрузки  $\sigma_* = \sigma(t_*)$  [1].

Численные решения уравнения состояния (2) позволяет находить текущее значение функции  $\gamma(t, \sigma)$ , располагая функцией нагрузки  $\sigma(t), |\dot{\sigma}| > 0$ . Граничные условия  $\gamma_0 = \gamma(0)$ ,  $\gamma_0$  - структурный коэффициент материала в формуле Журкова [1,5,12]. В физической теории показано,  $\gamma_0 = \gamma(0)$  начальное значение молярного объема **квaziчастиц прочности** ДТТ, или граничные условия. В теории установлено, что относительное изменение молярного корневого объема это необратимый процесс разрушения квазичастиц прочности, он является объективной характеристикой необратимого процесса разрушения или накопления повреждения в ДТТ [5,6,7]. Величина  $\gamma(t, \sigma)$  однозначно связана с относительными *необратимыми* пластическими линейными деформациями:

$$\varepsilon_r \approx \varepsilon_p, \quad \varepsilon_r \approx \Delta\gamma / \gamma_0, \quad \Delta\gamma = \int_0^t \gamma' dt, \quad \varepsilon_p = \Delta L / L_0 \quad (4)$$

Где,  $\varepsilon_r$  - относительное условное необратимое формоизменение корневого молярного объема, в направлении компоненты тензора главных деформаций,  $\Delta\gamma$  - приращение объема в направлении одной компоненты за период  $\Delta t$ ,  $t$  - время,  $\Delta L = L(t + \Delta t) - L_0$  - необратимое изменение длины элемента,  $L(t)$  - текущее значение длины элемента при пластическом деформировании.

$$\varepsilon_r(t) = \int_0^t I_r dt, \quad I_r = \gamma' / \gamma, \quad \gamma' = d\gamma / dt \quad (4a)$$

Где,  $I_r$  1/с - функция инре (на деле лат.), обозначена относительная условная скорость изменения корневого молярного объема ДТТ [8]. Интеграл (4a) - суммарные условные необратимые деформации  $\varepsilon_r(t)$  ДТТ. Функция  $\gamma'$  - уравнение(2),  $\gamma(t)$  - решение уравнения (2). Далее, для простоты, сохраним только нижний индекс  $r$  необратимых деформаций. Из (2), (4) получим скорость условных необратимых деформаций для переменных напряжений:

$$\dot{\varepsilon}_r(t) = \frac{d\gamma(t)}{\gamma_0 dt} = \dot{\varepsilon}_{or} \exp \frac{\gamma(t)\sigma(t) - U_0}{RT}, \quad \dot{\varepsilon}_{or} = \frac{RT}{\gamma_0 \sigma(t) \tau_0} \quad (5)$$

В кинетической концепции получена эмпирическая формула для стационарной ползучести (6), которая определяет скорость условной деформации  $\dot{\varepsilon}_r$  [9]:

$$\dot{\varepsilon}_r = \dot{\varepsilon}_o \exp \frac{\gamma_0 \cdot \sigma - U_0}{RT}, \quad \dot{\varepsilon}_o = \text{const}, \quad \sigma = \text{const} \quad (6)$$

Формулу (6) можно получить из теоретической зависимости (5). Значение множителя  $\dot{\varepsilon}_o$ , для  $\sigma = \text{const}$ , найдем из (5):  $\dot{\varepsilon}_o = \dot{\varepsilon}_{ro} = RT / \gamma_0 \sigma \tau_0$ . Проверка (5) была выполнена на свойствах стационарной ползучести чистого алюминия и др. [7].

Интегрируя (5) по времени  $t$ , можем определить величину накопленных истинных относительных пластических деформаций  $\varepsilon_r(t)$  для переменной скорости  $\dot{\varepsilon}_r(t)$ :

$$\varepsilon_r(t) = \int_0^t \dot{\varepsilon}_r(t) dt . \quad (7)$$

Выполняя в (4) замену  $\gamma(t) \rightarrow \gamma_0$  можем перейти к условным относительным пластическим деформациям  $\dot{\varepsilon}_{ru}$ . Таким образом, зависимости (5), (6), (7) связали молярные физические параметры с напряжениями, температурой, необратимыми деформациями и их скоростью. Используя (6) стационарной ползучести (6), полагая  $\dot{\varepsilon}_0 = \text{const}$ , преобразованиями получим формулу для расчета  $\gamma_0$ .

$$\gamma_0 = \frac{RT\Delta Lg(\dot{\varepsilon}_r(\sigma))}{0,434 \cdot \Delta\sigma} , \quad \dot{\varepsilon}_0 = \text{const} \quad (8)$$

Где,  $\Delta\sigma(t) = \sigma(t + \Delta t) - \sigma(t)$ ,  $\Delta Lg(\dot{\varepsilon}) = Lg[\dot{\varepsilon}(\sigma + \Delta\sigma)] - Lg[\dot{\varepsilon}(\sigma)]$ .

Для напряжений  $\sigma_{02} \leq \sigma < \sigma_*$ , учитывая  $\dot{\varepsilon}_0 \neq \text{const}$ , используя (5), получим:

$$\gamma_0 = \frac{RT\Delta Lg(\sigma_i \cdot \dot{\varepsilon}_{ri}(\sigma))}{0,434 \cdot \Delta\sigma} , \quad (8a)$$

Где,  $\Delta Lg(\sigma_i \dot{\varepsilon}_i) = Lg[(\sigma + \Delta\sigma)\dot{\varepsilon}(\sigma + \Delta\sigma)] - Lg[\sigma\dot{\varepsilon}(\sigma)]$ .

Справедливость формулы (8) проверена в работах [9,11]. Располагая экспериментальной функцией пластических деформаций  $\dot{\varepsilon}_r(\sigma(t))$  из (8) можем найти  $\gamma_0 = \gamma(0)$ . Для этого подставим в (8) значения параметров напряжений  $\sigma_i$ , и скорости  $\dot{\varepsilon}_r(\sigma_i)$ , где  $i = 1, 2$ :  $\Delta\sigma$  - малое приращение.

Следующий шаг. Предположим, что справедлива модель однокомпонентной моно молярной системы ДТТ - энергия активации разрушения материала постоянная величина. Пусть задана монотонная функция  $\varepsilon_r(t)$ , растущая с малой скоростью. При этом диаграмму  $\varepsilon_r(t)$  можно представить как последовательность малых горизонтальных участков на разном уровне (ступени). Это ступенчатый рост скорости стационарной ползучести. Применим этот метод к экспериментальной диаграмме Рис.2. Из математического анализа свойства (8), функции  $\dot{\varepsilon}_r(t)$ , теоремы Лагранжа [13], легко показать, что в этом случае значение структурного параметра, для заданной функции  $\dot{\varepsilon}_r(\sigma(t))$ , можно определить через её частную производную. При  $\Delta\sigma \rightarrow 0$ , из (8) получим:

$$\gamma(t) = D \frac{\partial(Lg\alpha\dot{\varepsilon}_r)}{\partial\sigma} = \frac{RT\partial(Ln\alpha\dot{\varepsilon}_r)}{\partial\sigma} , D = \frac{RT}{0,434} \quad (9)$$

Используя (5) получим зависимость для структурного параметра:

$$\gamma(\sigma, t) = D \frac{\partial(Lg\alpha\dot{\varepsilon}_r\sigma)}{\partial\sigma} = D \frac{0,434\partial(Ln\alpha\dot{\varepsilon}_r\sigma)}{\partial\sigma} = \frac{RT\partial(Ln\alpha\dot{\varepsilon}_r\sigma)}{\partial\sigma} , \quad (9a)$$

Где,  $\alpha$  - нормировочный множитель.

Из (9), очевидно, что структурный параметр  $\gamma(\sigma, t)$ , зависит от частной производной по напряжению скорости необратимых деформаций ДТТ. Физический смысл  $\gamma$  - функция произведения постоянной D и частной производной от скорости необратимых деформаций, где D – физический

параметр. Это означает, что структурный параметр материала  $\gamma(\sigma, t)$ , структурный коэффициент Журкова или начальное значение  $\gamma_0$ , физическая величина пропорциональная локальному обобщенному ускорению необратимых деформаций материала или частной производной по напряжению от скорости деформаций -  $\dot{\epsilon}_r(\sigma)$ . В терминах теоретической механики  $\gamma(t)$  пропорционально обобщенному ускорению необратимых деформаций. Из (4) следует, что одновременно это и ускорение формоизменения молярного объема ДТТ, которое зависит от напряжений и структурного состояния материала. Зависимости (9а), позволяет раскрыть энергетический смысл структурной функции  $\gamma(t)$ . Произведение  $\dot{\epsilon}_r \sigma$  - характеризует скорость необратимого изменения плотности упругой энергии (мощность объемной диссипации) в ДТТ [7,8]. Таким образом, зависимости (4), (5), (9) показали связь результатов экспериментальных исследований механики и физических структурно-энергетических теоретических свойств ДТТ. В частности, скорость **необратимых формоизменений молярного объема**  $\dot{\epsilon}_r(\sigma)$  объективно связана с пластическими деформациями и напряжениями  $\sigma$ . Произведение  $\dot{\epsilon}_r(t)\sigma(t)$ ,  $J/m^3 \cdot s$  - мощность разрушения, характеристика необратимых микроскопических структурно энергетических процессов в единице объема ДТТ.

Используя зависимости теории и экспериментальные данные, выполним оценку начальных физических параметров прочности  $U_0, \gamma_0$  стали. Институт Проблем Прочности НАН Украины им. Г.С. Писаренко, предоставил автору экспериментальные реологические диаграммы растяжения образца стали до разрушения Рис.1,2:  $\sigma(t)$ - условные напряжения,  $s(t)$  - истинные напряжения,  $\epsilon(t)$  - условные относительные деформации. Контролировалось сечение  $F(t)$  в рабочей части,  $t$  - время, измерялось с шагом 0.5 с. Параметры разрушения образца:  $\sigma_{1*} = 710$  МПа – условные напряжения,  $\sigma_* = 980$  МПа - истинные,  $t_* = 890$  с.,  $\epsilon_* = 0,22$  - условные деформации,  $T=293, K (20, C)$ . По договоренности автору не был указан тип испытанной стали, до завершения теоретического расчета её стандартных параметров  $\sigma_{02}$  - предел пропорциональности,  $\sigma_B$  - прочности. Условно материал был обозначен как сталь Н1. Данные эксперимента получены в формате Excel. Скорость захвата 3.2-5.0 мкм/с. База испытаний 12,5 мм. Номинальная начальная площадь сечения плоского образца 30,527 мм<sup>2</sup>. Конечная площадь 21,437 мм<sup>2</sup>. Температура 293 (20) °K (C).

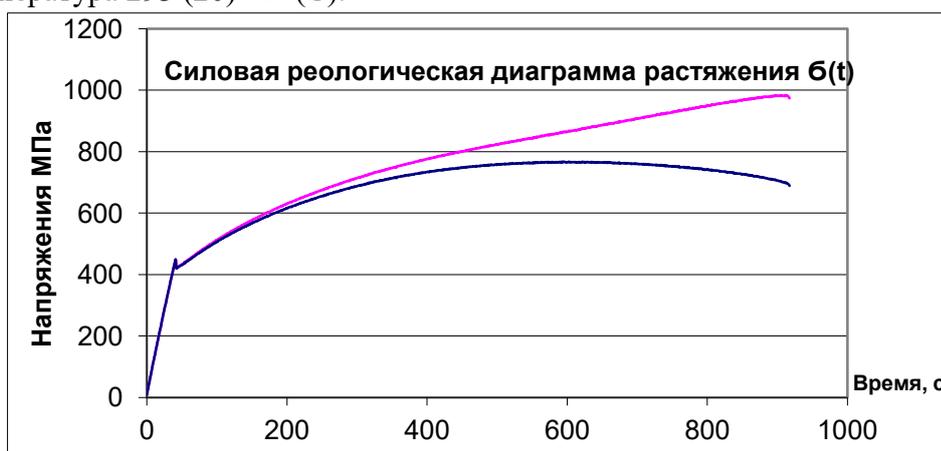


Рис.1. Диаграмма напряжений при растяжении образца стали Н1. Верхняя кривая истинные напряжения  $S(t)$ , ниже условные напряжения  $\sigma(t) = P/F_0$ .

Исследуем диаграмму условных упругопластических деформаций Рис.2.  $\varepsilon(t) = \Delta L(t)/L_0$ . На основной части диаграммы, после значения  $\sigma_{02} (\varepsilon_r = 0.002)$ , влиянием упругой составляющей  $\varepsilon_e$  можно пренебречь:

$$\varepsilon_r(t) \approx \varepsilon(t) = \varepsilon_e + \varepsilon_r.$$

Деформации  $\varepsilon_r(t)$  определены по экспериментальным данным поперечного сечения образца в рабочей части, используя формулу  $\varepsilon_r(t) = \ln(F_0/F)$ , где  $F_0$  – начальное сечение.  $F(t)$  - текущее значение площади. В расчетах  $\varepsilon_e = S/E$  упругая составляющая учитывалась, если её вклад более 2-3% от величины  $\varepsilon_r(t)$ .

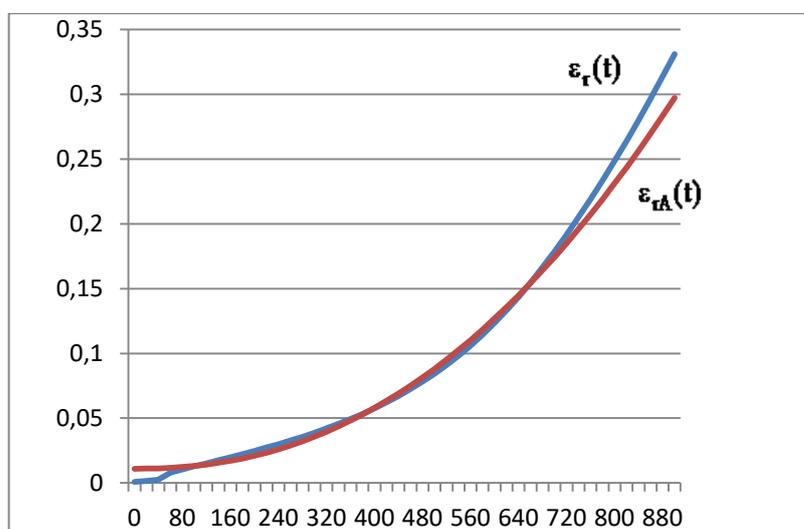


Рис.2. Диаграмма условных относительных деформаций до разрушения образца сталь Н1:  $\varepsilon(t) \approx \varepsilon_r(t)$  - экспериментальная функция,  $\varepsilon_{гА}(t)$  - аппроксимация участка с точки  $\sigma_{02}$

Для анализа экспериментальной функции Рис.1, выполним аппроксимацию  $\sigma(t)$ :

Линейный участок до  $t_{02} = 42.0c$ ,  $\sigma(t_{02}) = 440$  МПа

$$\sigma(t) = K_{\sigma} t, \text{ МПа. Где, } K_{\sigma} = 11, \text{ МПа/с} \quad (10)$$

Нелинейный участок  $t_{02} - t_* = 890$  с,  $\sigma(t) = 90 \cdot t^{0,35}$ . МПа (10a)

Выполним уточнение в формулах (4), (5), определим относительные *условные* деформации формоизменения  $\varepsilon_{гн}$ . Предположим, что линейные *условные*  $\varepsilon_p$  деформации и объемное

относительное необратимое *условное* формоизменение молярного объема  $\varepsilon_{гн} = \frac{\Delta\gamma}{\gamma_0}$  равны:

$$\varepsilon_{гн} = \frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} \approx \frac{\Delta L}{L_0} = \varepsilon_p, \gamma_0 = \gamma(0)$$

Индекс и условных деформаций далее опускаем. Аппроксимация  $\varepsilon_r(t) \rightarrow \varepsilon_{rA}(t)$ , Рис.2:

$$\varepsilon_{rA}(t) = 0,01 \cdot (0,65 + (0,0054 \cdot t)^{2,059}). \quad (11)$$

Из (11) определим скорость деформаций  $\dot{\varepsilon}_r(t)$ , возьмем производную по времени:

$$\dot{\varepsilon}_r(t) = 57,19 \cdot 10^{-6} \cdot t^{1,059}, 1/s. \quad (11a)$$

Используя таблицу экспериментальных данных Excel, преобразуем функцию от времени  $\dot{\varepsilon}_r(t)$ , в функцию от напряжений  $\dot{\varepsilon}_r(\sigma)$ . Далее найдем функцию  $\text{Ln}(\dot{\varepsilon}_r(\sigma))$ . Значения  $\dot{\varepsilon}_r(\sigma)$  получаем пошагово в таблицах Excel. В результате получим функции и графики  $\dot{\varepsilon}_r(t)$ ,  $\text{Ln}(\dot{\varepsilon}_r(\sigma))$ .

Теперь возьмем экспериментальные зависимости деформирования до разрушения образца стали  $\sigma(t)$ ,  $\varepsilon_r(t)$ , формулу (10), уравнение (2) и определим  $\gamma_0$  - начальный структурный параметр (граничные условия) исследованного материала. Используя экспериментальные функции  $s(t)$  - (10a),  $\varepsilon_r(t)$  - (11),  $\dot{\varepsilon}_r(\sigma)$  - (11a), формулу (10), определим начальное значение физического структурного параметра  $\gamma_0$ , на начальном участке нагрузки. Значение  $\gamma_0$  находим вблизи точки  $t_{02}$  достижения пластических деформаций 0.2%. Вблизи этой точки имеем удовлетворительное совпадение значений  $\varepsilon_{rA}$  и  $\varepsilon_r$ , это точка достижения условного предела пропорциональности.

Берем в расчет интервал  $t_1 = 40c$ ,  $t_2 = 60c$   $\Delta t = 20c$ . Соответственно:

$$\sigma_1 = 4,40E+08Pa, \dot{\varepsilon}_{r1}(\sigma_1) = 1,54E-05; \quad \sigma_2 = 4,50E+08Pa, \dot{\varepsilon}_{r2}(\sigma_2) = 2,54E-05.$$

Из (8) получим значение структурного параметра на начальный период необратимого разрушительного процесса до предела текучести. Учитывая отклонения значений величин  $\dot{\varepsilon}_r(\sigma)$  на экспериментальной диаграмме, вызванные осцилляциями показаний измерительных приборов, принят некоторый интервал значения структурного параметра:

$$\gamma_0 = \gamma(t_{02}) = 1,23 \div 1,28 \cdot 10^{-4} m^3/mol. \quad (12)$$

Примем  $\gamma_0$  как начальные граничные условия для неповрежденной стали Н1.

Функции  $\sigma(t)$ ,  $\varepsilon_r(t)$ ,  $\gamma(t)$  в рассмотренном случае монотонны и непрерывны. Исходя из свойств уравнения (2) и свойств указанных функций существует одна пара искомых значений параметров  $U_0$ ,  $\gamma_0$ , которая позволит теоретически получить из (7) исходную кривую деформаций  $\varepsilon_r(t)$  по заданной функции  $\sigma(t)$ . Выберем область вблизи точки начала активного пластического деформирования  $t_{02} = 42c$ ,  $\varepsilon_r(t_{02}) = 0,002$ . Используя (2), последовательно меняя параметр  $U_0$ , выполняем расчеты функции параметра  $\gamma(t)$  и деформаций по формуле (7), для заданного параметра  $\gamma_0$  и экспериментальной функции  $\sigma(t)$ . Цель расчета, найти такое значение  $U_0$ , при котором получим теоретически функцию  $\varepsilon_r(t)$ , которая на участке времени до 60c максимально повторяет экспериментальную функцию  $\varepsilon(t)$ . Условие проверки полученного решения. Если верно определены начальные физические параметры материала  $U_0$ ,  $\gamma_0$ , то используя (5), (7) теоретически получим в момент времени  $t_{02} = 42.0c$  значение

накопленной условной пластической деформации, равное экспериментальной величине  $\varepsilon_r(t) = 0,002$  (0.2%). Так же должны находить расчетом и экспериментальный параметр скорости деформаций порядка  $\dot{\varepsilon}_r = 2 \cdot 10^{-5} \text{ 1/с}$ . Методом последовательного приближения была решена задача определения  $U_{o1}$ . Для решения дифференциального уравнения (2) использован численный многошаговый метод решения Рунге-Кутты, переменный 1-го и 5-го порядка. В уравнение (2) задавали граничные условия (12)  $\gamma_o, U_o$ , аппроксимацию (10) функции  $\sigma(t)$ . Расчет производился для начального участка экспериментальной кривой истинных напряжений,  $T = 293\text{K}$  (20C). Сопоставлялись расчетные и экспериментальные значения величин  $\sigma(t), \varepsilon_r(t), \dot{\varepsilon}_r(t)$ , в Excel сравнивался характер поведения графиков этих функций полученных расчетом и экспериментально. Методом последовательных приближений определено начальное значение энергии активации разрушения стали Н1:

$$U_{o1} = 1,38 \cdot 10^5 \text{ j/mol.}$$

Далее, методом последовательных приближений используя уравнение (2) и формулу (7) было получено верхнее значение энергии активации разрушения  $U_{o2}$ , которое позволяет при расчетах удовлетворить одновременно трем предельным экспериментальным параметрам деформирования  $t_*, \sigma_*, \varepsilon_*$ . Решение получено при подстановке в уравнение (2) функции аппроксимации (10а). Она моделирует нелинейный участок экспериментальной функции  $\sigma(t)$ . В расчет были заложены данные эксперимента, разрушающие напряжения  $\sigma_* = 980, \text{ МПа}$ , время разрушения  $t_* = 890 \text{ с}$ . Относительные необратимые деформации при разрушении образца  $\varepsilon_* = 0,22$ . При расчетах значения параметров в момент разрушения удовлетворены с отклонениями близко 5%, относительно экспериментальных данных. Для параметра  $\gamma_o = 1,23 \div 1,28 \cdot 10^{-4}$  расчетом получено уточненное верхнее значение энергии активации разрушения стали Н1:

$$U_{o2} = 2,05 \cdot 10^5 \text{ j/mol}$$

**Обратная задача.** Зависимости теории и значения начальных физических параметров стали  $U_{o2}$  и  $\gamma_o$  позволяют решить обратную задачу. Подставляя аппроксимацию функции нагрузки (10а) -  $\sigma(t)$  и полученные физические параметры в основное уравнение (2) теоретически, численным методом, определяем реологические функции  $\gamma(t), \varepsilon_r(t)$ , до момента хрупкого разрушения. Используя (5) и (7) определяем механические параметры  $\sigma(t_{o2}), \varepsilon_r(t_{o2}) = 0,002, \sigma_*, \varepsilon_*$  в каждый соответствующий момент времени процесса деформирования до разрушения  $t_*$ . Выполненные расчеты согласуются с полученными исходными экспериментальными данными. В расчетах использованы постоянные начальные параметры  $\gamma_o$  и  $U_{o1}, U_{o2}$ , поэтому график  $\varepsilon_r(t)$  в средней части плохо совпадает с экспериментом, это метод первого приближения. Удовлетворительные результаты в начальной части, до предела текучести и в точке хрупкого разрушения (неустойчивость процесса). Для повышения точности функции  $\varepsilon_r(t)$ , вдоль всей кривой, следует применить более сложный теоретический метод расчета, **который учитывает влияние процесса накопления пластических деформаций и необратимых изменений структурного параметра, рост энергии активации вдоль всей диаграммы.** В данном случае использован приближенный метод. Предполагались изотермические условия, справедливые для малых скоростей деформирования.

## Выводы.

Описан теоретический метод приближенной оценки начальных физических молярных структурно-энергетических параметров прочности стали при одноосном растяжении до разрушения. Показана связь физического структурного параметра состояния материала и скорости пластических деформаций в условиях одноосного растяжения. Для этого использованы зависимости физической теории, экспериментальные реологические функции напряжений и необратимых деформаций конструкционной стали. Получены простые алгоритмы и разработана программа для персонального компьютера, которые позволяют выполнять оценку физических параметров прочности материала по экспериментальным реологическим диаграммам растяжения до разрушения. Рассмотрен физический метод решения обратной задачи, теоретического определения стандартных механических параметров прочности материала, используя молярные физические параметры и экспериментальную функцию истинных напряжений  $\sigma(t)$ . Используя начальные физические параметры  $\gamma_0$ ,  $U_{01}$  стали и зависимости теории, теоретически получена реологическая функция необратимых деформаций  $\varepsilon_r(t)$  приближенно повторяющая экспериментальную кривую. Получена зависимость структурного параметра прочности  $\gamma(\sigma, t)$  материала от времени, скорости необратимых деформаций  $\dot{\varepsilon}_r(t)$ , истинных напряжений, температуры. Определена связь относительного необратимого формоизменения **физического** молярного объема  $\varepsilon_r(t)$  и **механических** необратимых относительных деформаций  $\varepsilon_p(t)$ . Зависимости теории (2, 5, 8, 9), позволяют, при заданной функции напряжений одноосного растяжения  $\sigma(t)$ , определять скорость роста и значение накопленных необратимых деформаций. Аналитически установлена связь структурного физического параметра материала и частной производной скорости деформаций по напряжению (ускорение процесса деформирования) и температурой тела.

Выполненные расчеты показывают качественную физическую картину связи механических параметров пластического деформирования материала и физических параметров деформированного твердого тела. Показана принципиальная возможность применения новых физических методов, вместо феноменологических подходов, при решении задач механики ДТТ. Возможен более точный и детальный расчет механических параметров и физических характеристик ДТТ. Для этого необходимо производить расчеты физических параметров по всей диаграмме деформирования, использовать другие более сложные методы численного решения. Так же следует применить метод экспериментальных измерений с большей точностью измерений деформационных параметров на начальной стадии (до предела текучести). В следующей статье, полученные физические параметры материала будут использованы для определения стандартных характеристик  $\sigma_{02}$ ,  $\sigma_b$ , методами физической теории. Рассмотренный метод оценки начальных физических параметров прочности стали, физические уравнения, зависимости теории, подтверждают возможность применения данного подхода для теоретического расчета деформационных параметров и условий разрушения материала при нестационарных нагрузках.

## Литература

1. Штырёв Н. А. Деформирование и разрушение твердых тел с позиций кинетической структурно-энергетической теории прочности. // Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій. Збірник наукових праць 5-ї Міжнародної конференції. 2014, Львів. ФМІ, Україна, с 63-70.
2. Ландау Л.Д., Е.М.Лифшиц Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1976. - 584 с. (т. V)
3. Яворский Б.М. Детлаф А.А. Справочник по физике Наука. Москва. 1979. 942с.
4. Писаренко Г.С. Справочник по сопротивлению материалов. «Наукова думка», Киев, 1975г, 704с.

5. *Штырёв Н. А.* Деформирование и разрушение твердых тел при нестационарных нагрузках с позиций кинетической структурно-энергетической теории прочности. «Вибрации в технике и технологиях» ИПП им. Г.С. Писаренко НАН Украины, Киев, №1(77) 2015г, с.55-61.
6. Штырёв Н.А. Определение физических условий разрушения поликристаллических тел при нестационарном циклическом растяжении. Сборник научных трудов. Строительная механика корабля. г. Николаев, НКИ. 1987г., с. 74-84.
7. *Штырёв Н.А.* Атомарно-структурная кинетическая модель, молярная энергия и мощность разрушения конгломерата деформируемого твердого тела. // «Энергия долговечности». №3. 2013г <http://energydurability.com>
8. *Штырёв Н.А.* Уравнение состояния и структурно-энергетический кинетический закон деформированного твердого тела. // «Энергия долговечности». №4. 2013. <http://energydurability.com>
9. Регель В.Р. Кинетическая природа прочности твердых тел / В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.Г. Томашевский. Наука. Москва , 1974г. 560с.
10. *Журков С.Н.* Кинетическая концепция прочности твердых тел. Вестник АН СССР №3 1968г.с.46-52..
11. Петров М.Г. О деформировании и разрушении алюминиевых сплавов с позиций кинетической концепции прочности / М.Г. Петров, А.И. Равикович // ПМТФ. 2004г. Т.45. №1. 151-161 с.
12. Штырёв М. ТЕОРЕТИЧНА ОЦІНКА ПАРАМЕТРІВ МІЦНОСТІ І УТОМИ КОНСТРУКЦІЙНОЇ СТАЛІ ПІД ВПЛИВОМ ВІБРАЦІЇ МЕТОДАМИ ФІЗИЧНОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДОГО ТІЛА. // XVII Міжнародна науково-технічна конференція “Вібрації в техніці та технологіях” Львів , 2018. НУЛП, Україна, с 13-15.
13. *Бермант А.Ф., Араманович И.Г.* Краткий курс математического анализа, «Наука», Москва 1971г., с.736