

01;05

Кинетика разрушения нагруженных материалов при переменной температуре

© В.И. Бетехтин, В.М. Ройтман, А.И. Слуцкер, А.Г. Кадомцев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 5 сентября 1997 г.)

На основании кинетического подхода к проблеме разрушения нагруженных материалов показана возможность прогнозирования их долговечности при переменной (нарастающей) температуре.

Введение

Вопросы теплостойкости материалов и конструкции имеют важное значение для решения многих задач современной техники. Если на материалах или конструкциях, находящихся под механической нагрузкой, повышается температура (по сравнению с нормальной, эксплуатационной), то их прочность начинает падать и может наступить разрушение. Поэтому задача оценки работоспособности материалов, прогнозирование возможности разрушения при экстремальных ситуациях, связанных с нарастанием температуры (например, при пожаре) является важной и актуальной. Разработке этой проблемы посвящен ряд исследований с доминированием механико-инженерного подхода (к примеру, [1,2]). В силу этого предлагаемые решения имели, как правило, частный, узко специализированный характер, что, конечно, не умаляет их практического значения. Разработка же этой проблемы на основе современных физических представлений о разрушении твердых тел только начинается [3,4].

Физическую основу анализа механического разрушения тел при изменении температуры естественным образом дают представления о разрушении как о кинетическом явлении, а не как о критическом акте [5,6]. Макроскопический разрыв нагруженного тела подготавливается процессом образования и развития микроскопических трещин и пор, развивающимся в теле от момента приложения нагрузки, а сам разрыв является завершающим актом этого процесса.

Интегральной характеристикой этого процесса выступает долговечность τ — время от момента приложения нагрузки до разрыва тела. В наиболее простом случае, когда растягивающее напряжение σ и температура T на протяжении долговечности поддерживаются постоянными, для широкого круга материалов в достаточно широком диапазоне (не слишком малых и не слишком больших значений σ и T), получено общее выражение для долговечности [5]

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right), \quad (1)$$

где $\tau_0 \approx 10^{-13}$ s близко периоду колебаний атомов, U_0 совпадает с энергией диссоциации межатомных связей,

γ включает в себя активационный объем и коэффициент локальных перенапряжений (следствие структурной неоднородности материала), k — постоянная Больцмана.

Фундаментальная форма выражения (1) вида фактора Больцмана, близость τ_0 периоду колебаний атомов, идентификация начального барьера U_0 , снижаемого приложенным напряжением σ , позволили охарактеризовать кинетику разрушения как процесс, контролируемый термофлуктуационным распадом напряженных межатомных связей, ведущим к образованию и развитию в нагруженном теле микроскопических трещин (поврежденности).

Анализу кинетики разрушения в условиях, когда температура поддерживалась постоянной ($T = \text{const}$), а со временем менялось напряжение ($\sigma = \sigma(t)$, t — время), посвящен ряд работ [5,7]. В этих работах показано, что механизм разрушения не меняется (значения τ_0 , U_0 и γ сохраняются), а со временем изменяется лишь темп разрушения. Установлены формулы для расчета долговечности в условиях $\sigma = \sigma(t)$ при $T = \text{const}$.

Подобного анализа для случая $\sigma = \text{const}$ и $T = T(t)$ пока не проводилось. А именно такая ситуация характерна для случая нарастания температуры, который часто реализуется на практике.

В настоящей работе и ставилась задача рассмотреть кинетику разрушения в условиях изменения температуры нагруженного тела со временем (т.е. в условиях $\sigma = \text{const}$, $T = T(t)$).

Объекты и условия исследования

Объектом был выбран типичный конструкционный материал — арматурная сталь класса А-1 (ГОСТ 5781-75). Образцы изготавливались в виде стержней диаметром 10 mm и длиной рабочей части 400 mm. Кроме того, испытывались плоские образцы в форме двойной лопатки толщиной 0.2 mm, длиной и шириной рабочей части 22 и 3 mm соответственно. Образцы испытывались в условиях одноосного растяжения. Измерение долговечности проводилось в двух режимах: 1) в статических условиях, т.е. при разрыве отдельного образца поддерживались $\sigma = \text{const}$ и $T = \text{const}$, а от образца к образцу варьировались σ и T ; 2) в условиях изменения температуры для нагруженного тем или иным значением σ образца. Все измерения проводились в воздушной среде.

Статическая долговечность

Результаты измерения зависимостей $\tau(\sigma, T)$ в статических условиях представлены на рис. 1, *a*. Зависимости в полулогарифмических координатах представляют собой семейства прямых, наклоны которых уменьшаются с ростом температуры. При экстраполяции в сторону роста напряжения σ прямые сходятся в полюсе, лежащем около 10^{-13} с (т.е. семейство имеет веерообразный характер).

Отвечает ли представленное семейство $\tau(\sigma, T)$ общему кинетическому выражению (1)? Из (1) следует

$$U(\sigma) = U_0 - \gamma\sigma = kT(\ln \tau - \ln \tau_0). \quad (2)$$

Каждая точка на рис. 1, *a* пересчитывалась по выражению (2). Значение τ_0 в соответствии с положением полюса на рис. 1, *a* бралось 10^{-13} с. Результаты пересчета представлены на рис. 1, *b*, где обозначения точек, отвечающих разным температурам, сохранены такими же, как и на рис. 1, *a*. Можно видеть достаточно плотное

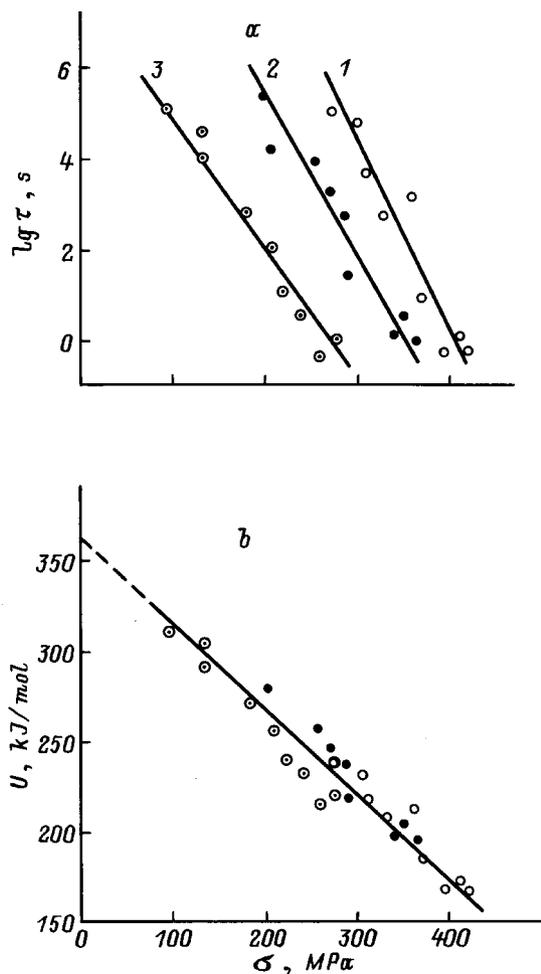


Рис. 1. *a* — зависимость долговечности от напряжения для образцов стали при температурах: 1 — 673, 2 — 773, 3 — 873 К; *b* — зависимость энергии активации разрушения стали от напряжения.

группирование всех точек вдоль одной прямой линии. Это показывает, что для данной стали выполняется зависимость (1). Таким образом, кинетика разрушения данного конструкционного материала отвечает общим физическим закономерностям разрушения твердых тел.

Из рис. 1, *b* находим U_0 (экстраполяцией к $\sigma = 0$): $U_0 = 360$ кДж/моль = 3.9 эВ. Такое значение достаточно близко энергии диссоциации (сублимации) железа [5].

Из наклона графика на рис. 1, *b* находим $\gamma = 0.8$ нм³. В соответствии с трактовкой коэффициента γ [5,6]: $\gamma = q \cdot V_a$, где V_a — активационный объем в элементарном акте распада межатомных связей, имеющий характерное значение 10^{-2} нм²; q — коэффициент перенапряжений, получаем $q = 80$. Такое значение коэффициента локальных перенапряжений лежит в типичной области перенапряжений для поликристаллических металлов [5].

Таким образом, исследованные конструкционные материалы демонстрируют полное соответствие фундаментальным положениям кинетики разрушения твердых тел. Это обстоятельство позволяет перейти к рассмотрению закономерностей разрушения в условиях изменения температуры во время пребывания образца под нагрузкой.

Долговечность в условиях изменения температуры

Изменение температуры во времени задавалось соответствующим нарастанию температуры при "нормальном" пожаре [4]. Схема типичного монотонного нарастания температуры показана на рис. 2, *a*. Имеет место замедляющаяся во времени скорость роста температуры с приближением T к более или менее выраженному асимптотическому значению T_k . Для образца, находящегося под действием некоторого постоянного растягивающего напряжения σ , разрыв наступает в момент времени t_p при значении температуры в этот момент T_p . Естественно, чем σ больше, тем t_p и T_p имеют меньшие значения.

В данной работе задавались два режима "нормального" пожара: режим 1 и режим 2, отличающиеся скоростью (или интенсивностью) прогрева. Графики нарастания температуры во времени для этих двух режимов показаны на рис. 3. Видно, что общий функциональный ход $T(t)$ отвечает форме зависимости $T(t)$, показанной схематически на рис. 2, *a*.

На кривых рис. 3 стрелками показаны разрывы образцов при разных напряжениях. Таким образом, для каждого из режимов получается набор значений t_p и T_p , отвечающих значениям приложенного σ . Значения t_p и T_p в зависимости от σ сведены в таблицу.

Подход к описанию долговечности нагруженного тела при изменении температуры во времени в настоящей работе основан на простом и естественном соображении о том, что во время подготовки нагруженного тела к разрушению происходит накопление повреждений. Это

соображение опирается на многочисленные данные о процессах в нагруженных телах [5,6].

Если температура нагруженного тела изменяется во времени $T = T(t)$, то принцип суммирования повреждений приводит к условию Бейли [8] — критерию разрушения тела

$$\int_0^{t_p} \frac{dt}{\tau[\sigma, T(t)]} = 1, \quad (3)$$

где t_p — время до разрушения.

Смысл выражения (3) в том, что суммируются "парциальные" долговечности — относительные доли долговечности при разных значениях T , что отвечает суммированию повреждений, накапливающихся при разных температурах.

Из (1) следует $\tau[\sigma, T(t)] = \tau_0 \exp U(\sigma)/kT(t)$, и выражение (3) принимает вид

$$\frac{1}{\tau_0} \int_0^{t_p} \exp \left[-\frac{U(\sigma)}{kT(t)} \right] dt = 1. \quad (4)$$

Таким образом, определяется задача по вычислению интеграла в выражении (4) при заданной зависимости $T(t)$. Для аналитического решения требуется явный вид функции $T(t)$, или, что то же самое, вид функции

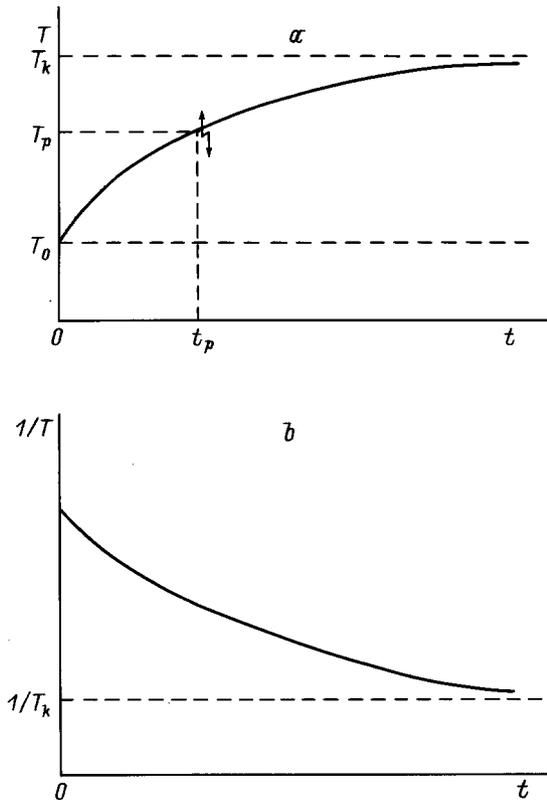


Рис. 2. *a* — схема монотонного нарастания температуры во времени, отвечающего режиму нормального пожара; *b* — зависимость обратной температуры от времени нагрева.

Расчетные и экспериментальные значения долговечности нагруженных образцов стали при нарастающих температурах

Режим	σ , МПа	T_p , К	$t_p \cdot 10^3$ s	Расчет по данным рис. 3 $t_p \cdot 10^3$ s
1	200	820	8.1	10.7
	300	770	6.5	—
	400	690	5.1	5.9
2	50	1020	4.6	—
	100	950	3.3	4.4
	150	910	2.8	—
	200	860	2.3	—
	300	790	1.85	—
	400	690	1.40	1.3
	425	660	1.20	—

$1/T(t)$, и желательна при этом интегрируемость выражения (4). Целесообразность обращения к функции $1/T(t)$ диктуется, естественно, тем, что такая функция оказывается в числителе, а не в знаменателе экспоненты подынтегрального выражения, а это, наверняка, облегчает решение.

Схематически вид функции $1/T(t)$ при переходе от функции $T(t)$ показан на рис. 2, *b*. По такому графику, кстати, легче наметить асимптотический уровень $1/T_k$. График $1/T(t)$ напоминает спадающую экспоненту, и это подталкивает к перестроению данных рис. 3 по зависимости $T(t)$ в графики зависимостей $\lg(1/T - 1/T_k)$ от t . Оценка уровня T_k показана штриховой линией на рис. 3.

На рис. 4 представлены результаты такого перестроения. Можно видеть, что для обоих режимов зависимости $\lg(1/T - 1/T_k)$ от t достаточно близки к линейным.

Следовательно, хорошей аппроксимацией зависимости $1/T(t)$ можно принять

$$\frac{1}{T}(t) = \frac{1}{T_k} + \frac{1}{T_a} \exp(-\alpha t), \quad (5)$$

причем $1/T_a = 1/T_0 - 1/T_k$ (T_0 — это T при $t = 0$; здесь $T_0 = 293$ К).

Тогда

$$\int_0^{t_p} \exp \left[-\frac{U(\sigma)}{kT(t)} \right] dt = \exp \left[-\frac{U(\sigma)}{kT_k} \right] \times \int_0^{t_p} \exp \left[-\frac{U(\sigma)}{kT_a} \exp(-\alpha t) \right] dt.$$

Введем замену переменной $U(\sigma)/kT_a \exp(-\alpha t) = z$.

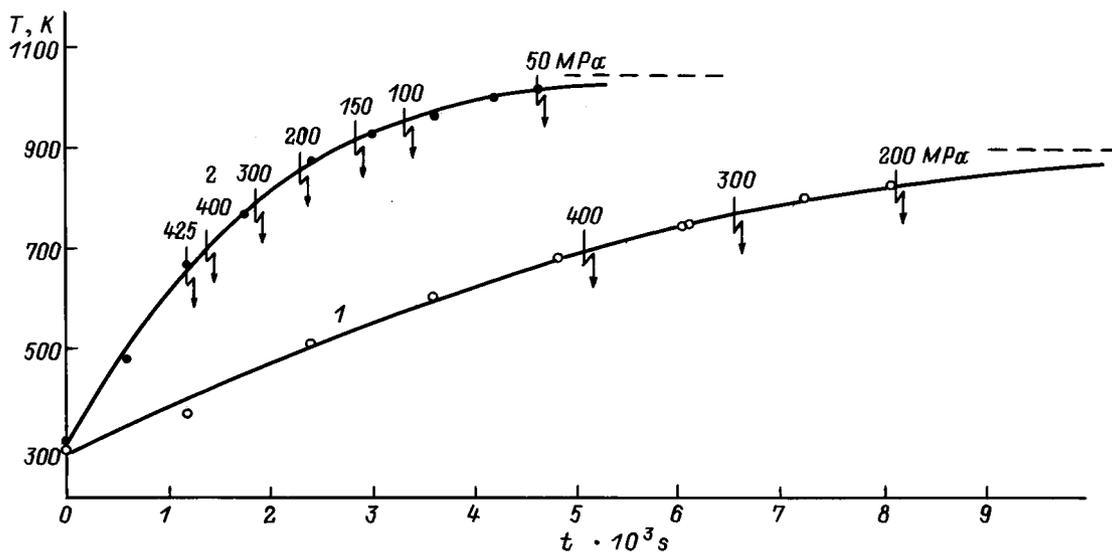


Рис. 3. Режимы монотонного нарастания температуры при разных скоростях нагрева. Стрелками указаны разрывы образцов при разных напряжениях.

Тогда

$$\int_0^{t_p} \exp \left[-\frac{U(\sigma)}{kT_a} \exp(\alpha t) \right] dt = -\frac{1}{\alpha} \int_{U(\sigma)/kT_a}^{U(\sigma)/kT_a \exp(-\alpha T_p)} \frac{\exp(-z)}{z} dz = \frac{1}{\alpha} \left[\int_{U(\sigma)/kT_a \exp(-\alpha T_p)}^{\infty} \frac{\exp(-z)}{z} dz - \int_{U(\sigma)/kT_a}^{\infty} \frac{\exp(-z)}{z} dz \right]. \quad (6)$$

Интегралы в (6) элементарно не берутся, но имеется известное приближение

$$\int_b^{\infty} \frac{\exp(-z)}{z} dz \simeq \frac{\exp(-b)}{b} \quad \text{при } b > 1. \quad (7)$$

Для возможности использования этого приближения требуется оценить нижние пределы интегралов в (6).

Из данных рис. 1, б следует, что значения $U(\sigma)$ при изменении от 400 до 100 МПа лежат в диапазоне 200–300 кДж/мол. Значение $1/T_a$, так следует из рис. 4, составляет $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Тогда нижний предел второго интеграла в (6) лежит в интервале 50–90, т.е. много больше 1.

Из наклонов графиков на рис. 4 и в соответствии с выражением (5) значения коэффициентов α составляют

для режима 1 $\alpha_1 = 0.39 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, для режима 2 $\alpha_2 = 1.07 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Тогда, взяв из рис. 3 данные о времени разрушения t_p при соответствующих напряжениях σ , получим интервалы значений нижнего предела в первом интеграле в (6) для режима 1 от 3 до 7, для режима 2 от 3 до 10. Таким образом, во всех случаях нижние пределы интегрирования в (6) имеют значения больше 1, что и позволяет использовать приближение (7) для интегралов в (6).

Поскольку же, как следует из приведенных оценок, нижние пределы второго интеграла в (6) существенно выше, чем у первого интеграла, то в соответствии с (7) второе слагаемое в (6) много (на порядок) меньше, чем

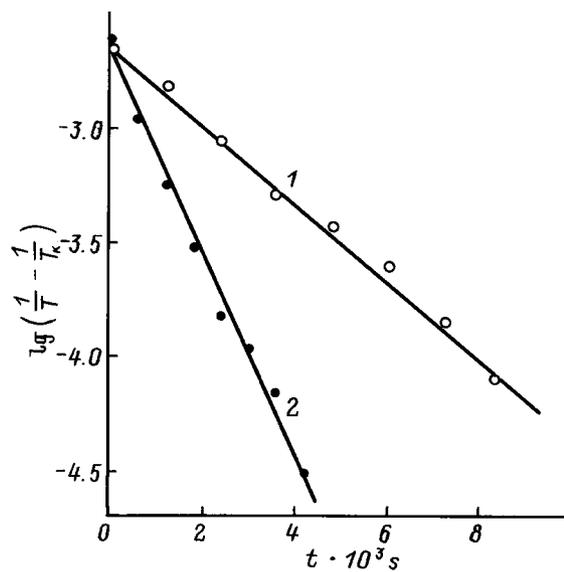


Рис. 4. Перестройка данных рис. 3 в новые координаты.

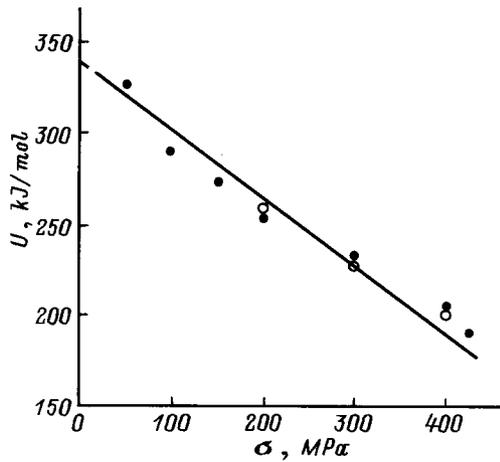


Рис. 5. Зависимость энергии активации разрушения стали от напряжения по данным рис. 3.

первое, и тогда вторым слагаемым можно пренебречь. В итоге из (4) и (6) получаем

$$\frac{1}{\alpha} \exp \left[-\frac{U(\sigma)}{kT_a} \exp(-\alpha t_p) \right] \left[\frac{U(\sigma)}{kT_a} \exp(-\alpha t_p) \right]^{-1} \approx \tau_0 \exp \left[\frac{U(\sigma)}{kT_k} \right]. \quad (8)$$

Учтем, что в соответствии с (5)

$$\frac{1}{T_p} = \frac{1}{T_k} + \frac{1}{T_a} \exp(-\alpha t_p).$$

Тогда из (8) получаем

$$U(\sigma) = kT_p \left[\alpha t_p - \ln \left(\tau_0 \alpha \frac{U(\sigma)}{kT_a} \right) \right]. \quad (9)$$

В выражении (9) зависимость второго слагаемого от входящих в него переменных α , $U(\sigma)$, T_a является логарифмической, т.е. слабой. С учетом несильной варьированности этих величин ($\alpha = (0.4-1.0) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $U(\sigma) = 200-300 \text{ kJ/mol}$, $1/T_a = 2.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ практически постоянная) и большого задающего значения $\lg \tau_0 = -13$ можно принять величину $\ln(\tau_0 \cdot \alpha \cdot U(\sigma)/kT_a)$ приближенно постоянной

$$\ln \left(\tau_0 \cdot \alpha \cdot \frac{U(\sigma)}{kT_a} \right) \approx -33. \quad (10)$$

Тогда

$$U(\sigma) \approx kT_p(\alpha \cdot t_p + 33).$$

Таким образом, получено приближенное выражение для определения энергии активации процесса разрушения по значениям времени разрушения t_p , температуры разрушения T_p при заданном режиме роста температуры, характеризуемым коэффициентом α .

Выражение (10) позволяет по данным графика на рис. 3 найти зависимость $U(\sigma)$ для стали и сравнить ее

с зависимостью $U(\sigma)$, полученной в опытах с постоянными σ и T (рис. 1, *b*). Результаты определения $U(\sigma)$ по данным рис. 3 приведены на рис. 5. Можно видеть достаточно плотное группирование точек (относящихся к обоим режимам изменения температуры) вдоль прямой линии. График на рис. 5 оказался близким зависимости $U(\sigma)$ на рис. 1, *b*. Он описывается функцией того же вида, т.е. $U(\sigma) = U_0 - \gamma\sigma$. При этом из рис. 5 получается, что $U_0 = 340 \text{ kJ/mol} = 3.7 \text{ eV}$, $\gamma = 0.7 \text{ mm}^3$, т.е. значения U_0 и γ для данных рис. 1, *b* и 5 достаточно близки.

Это означает, что при изменяющейся во времени температуре природа процесса разрушения и качественно, и количественно остается той же, какая была надежно выявлена в опытах с постоянными σ и T . Такой результат позволяет вести разработку прогнозирования долговечности материала или конструкции при изменяющейся температуре на основе общих физических закономерностей кинетики разрушения.

Для реализации такой возможности требуется 1) знание зависимости температуры от времени, т.е. $T(t)$; 2) знание кинетических характеристик разрушения данного материала, т.е. значения U_0 , γ , τ_0 . Эти характеристики могут быть получены при измерении зависимостей долговечности от напряжения (σ) и температуры (T), как это было показано выше (рис. 1).

Приведем примеры оценок времени до разрушения (t_p) для исследованной в данной работе стали при тех же режимах нагревания с использованием значений $U(\sigma)$ из рис. 1 при задаваемых значениях σ .

Такая оценка производилась по выражению (8). Сложный вид выражения не дает возможности прямого аналитического решения с нахождением t_p по задаваемым значениям σ . Поэтому вводилась замена

$$\frac{U(\sigma)}{kT_a} \exp(-\alpha t_p) = y, \quad (11)$$

Тогда из (8)

$$\exp(-y)/y = \alpha \tau_0 \exp \left[\frac{U(\sigma)}{kT_k} \right]. \quad (12)$$

Логарифмируя (11), получаем

$$y + \ln y = -\ln \left\{ \alpha \tau_0 \exp \left[\frac{U(\sigma)}{kT_k} \right] \right\}. \quad (13)$$

В первой части (13) находятся известные из рис. 1 и 2 величины (задаем σ и из рис. 1, *b* определяем $U(\sigma)$). Численно строим функцию $y + \ln y$ от y (рис. 6) и по ней, исходя из значений правой части (13), находим значения y . А по ним уже из выражения (11) находим значения t_p , т.е. значения времени до разрушения при разных значениях напряжения (σ). Оценки произведены для режима 1 при $\sigma = 200$ и 400 МПа , для режима 2 при $\sigma = 100$ и 400 МПа . Полученные рассчитанные значения t_p приведены в таблице, где они могут быть сравнены с экспериментально полученными значениями t_p для таких же напряжений.

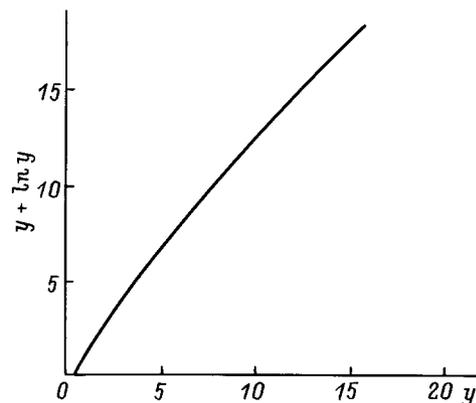


Рис. 6. Численное построение функции $(y + \ln y)$ от y .

Можно видеть, что рассчитанные значения несильно отличаются от измеренных. Таким образом, для образцов арматуры показана удовлетворительная надежность прогноза времени до разрушения. Отметим, что аналогичные оценки, подтвердившие правомерность подобного подхода для прогнозирования долговечности в условиях нарастающей температуры, были получены авторами для образцов цемента, температурно-силовые зависимости которых хорошо подчиняются выражению (1) [9].

На основе (11) можно решать и задачу оценки безопасного напряжения при задаваемом времени нарастания температуры. Естественно, могут представлять интерес и случаи иных зависимостей $T(t)$. Тогда потребуются другие способы вычисления интегралов типа (4), аналитические или численные (см., например, [5]). Но физические основы подхода к решению этих задач, очевидно, должны оставаться на базе кинетических представлений о разрушении твердых тел.

Список литературы

- [1] Стрельчук Н.А. Взрывобезопасность и огнестойкость в строительстве. М.: Стройиздат, 1970. 271 с.
- [2] Pettersson O. // Fire Safety. J. 1988. Vol. 13. N 1. P. 1–8.
- [3] Ройтман В.М., Бетехтин В.И., Парфентьева Н.А. и др. // Изв. вузов. Строительство и архитектура. 1983. № 11. С. 61–65.
- [4] Roitman V.M. // J. Appl. Fire Sci. 1993. Vol. 3. N 1. P. 3–17.
- [5] Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 573 с.
- [6] Черемской П.Г., Слезов В.В., Бетехтин В.И. Поры в твердом теле. М.: Энергоатомиздат, 1990. 376 с.
- [7] Журков С.Н., Томашевский Э.Е. // Некоторые проблемы прочности твердых тел. Л., 1959. С. 68–73.
- [8] Bailey J. // Glass Industry. 1939. Vol. 20. P. 21–30.
- [9] Бетехтин В.И., Куксенко В.С., Слуцкер А.И., Школьник И.Э. // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 9. С. 2599–2608.