

Тепловые процессы в технике. 2023. Т. 15. № 3. С. 125–132
Thermal processes in engineering, 2023, vol. 15, no. 3, pp. 125–132

Научная статья
УДК 539.4
DOI: 10.34759/tpt-2023-15-3-125-132

Развитие трещин в цилиндрических деталях при их восстановлении наплавкой

В.А. Киричек¹✉

Таганрогский институт имени А.П. Чехова (филиал) Ростовского государственного экономического университета (РИНХ), Таганрог, Россия
✉Zhornik_Victoria@mail.ru

Аннотация. Рассматривается задача термоупругости для сплошного цилиндра постоянной начальной температуры, на изношенную поверхность которого наносится восстанавливающий тонкий слой из того же материала, что и материал цилиндра при температуре плавления. На поверхности слоя появляется кольцевая трещина, которая при охлаждении восстановленной детали под действием возникающих растягивающих временных и остаточных осевых напряжений может вырасти до размеров, опасных при эксплуатации. В работе определяется развитие кольцевой трещины в зависимости от интенсивности теплового воздействия.

Ключевые слова: цилиндр, наплавляемый слой, температурное поле, хрупкое разрушение, нестационарная термоупругость, кольцевая трещина, коэффициент интенсивности напряжений

Для цитирования. Киричек В.А. Развитие трещин в цилиндрических деталях при их восстановлении наплавкой // Тепловые процессы в технике. 2023. Т. 15. № 3. С. 125–132. DOI: 10.34759/tpt-2023-15-3-125-132

Original article

Cracks development in cylindrical parts while their restoration by surfacing

V.A. Kirichek¹✉

¹Taganrog Institute Named after A.P. Chekhov (Branch) of Rostov State University of Economics (RSUE), Taganrog, Russia
✉Zhornik_Victoria@mail.ru

Abstract. The article considers the problem of thermo-elasticity for the solid cylinder of constant initial temperature, on which worn surface the thin restoring layer of the same material as the cylinder one, at the melting temperature is being applied. A ring-shaped crack forms on the surface of the layer while the restored part cooling under the impact of the emerging temporal and residual axial tensions, which may grow to the size dangerous at the operation. The article defines the ring-shaped crack development depending on the intensity of the thermal impact.

Keywords: cylinder, build-up layer, temperature field, brittle fracture, unsteady thermo-elasticity, ring-shaped crack, stress intensity factor

For citation. Kirichek V.A. Cracks development in cylindrical parts while their restoration by surfacing. *Thermal processes in engineering*, 2023, vol. 15, no. 3, pp. 125–132. (In Russ.). DOI: 10.34759/tpt-2023-15-3-125-132

© Киричек В.А., 2023

Введение

В процессе эксплуатации различных деталей наблюдается износ их рабочих поверхностей. В настоящее время существует несколько способов восстановления этих поверхностей. Один из них заключается в нанесении на рабочую поверхность детали расплавленного слоя из того же материала, что и деталь, при температуре, близкой к температуре плавления. Например, при постоянной начальной температуре на изношенную рабочую поверхность цилиндрической детали кругового поперечного сечения, длина которой значительно больше ее диаметра с ненагруженными торцами, наносится при температуре плавления слой расплава из того же материала, что и материал детали. Предполагается, что расплавленный слой имеет малую толщину, и поэтому мгновенно затвердевает, свариваясь с поверхностью детали, находясь при постоянной начальной температуре, равной температуре плавления.

Как показано в работе [1], кольцевая трещина появляется следующим образом. В момент нанесения покрытия в поперечном сечении покрытия возникает плоский микродефект полукруглой формы с диаметром, расположенным на поверхности покрытия и своим полукруглым контуром уходящим вглубь покрытия. В этой работе показано, что вначале охлаждения этот микродефект растет на поверхности покрытия вдоль диаметра, так как вблизи поверхности покрытия возникают наибольшие осевые напряжения, вызывающие этот рост. При этом по радиусу микродефект не растет, и полукруг вытягивается в полуэллипс и далее в кольцевую трещину, берега которой свободны от нагрузок. В дальнейшем кольцевая трещина начинает расти вглубь цилиндра.

При решении задачи предполагается, что цилиндр является термоупругим телом, все термоупругие постоянные не зависят от температуры, однородны и изотропны. В такой постановке задача о развитии трещины может быть решена в рамках механики хрупкого разрушения.

Пусть в начальный момент времени сплошной круговой цилиндр радиуса r_0 неограниченной длины имеет постоянную начальную температуру T_c , а твердая цилиндрическая оболочка из того же материала – температуру, очень близкую к температуре плавления T_0 . Причем внутренний радиус оболочки r_0 равен радиусу

цилиндра, а на ненагруженной внешней поверхности оболочки радиуса r_0 имеется кольцевая трещина, радиус фронта которой r_d ($r_0 < r_d < r_c$). Берега трещины свободны от внешних нагрузок. Далее сплошной цилиндр вставляется в оболочку, и контактные поверхности свариваются. Таким образом, в начальный момент времени в системе цилиндр – оболочка напряжений не возникает, несмотря на наличие перепада температур. При охлаждении системы цилиндр – оболочка путем теплообмена внешней поверхности оболочки со средой температуры T_c на поверхности оболочки возникают растягивающие напряжения, что вызывает развитие кольцевой трещины. Согласно поставленной выше задаче теплопроводности тепловые потоки в системе радиальны, и трещина не оказывает никакого влияния на них.

В связи с этим решение поставленной задачи механики хрупкого разрушения для сплошного кругового цилиндра радиуса r_c , увеличенного на толщину наплавленного слоя (система цилиндр – оболочка), разбивается на сумму двух решений σ_{ij}^T , σ_{ij}^P и u_i^T , u_i^P , где σ_{ij} – тензоры напряжений; u_i – векторы перемещений.

В первом решении для тензора напряжений σ_{ij}^T задачи нестационарной теории термоупругости предполагается, что система цилиндр – оболочка не имеет трещины. В этом случае система цилиндр – оболочка находится в обобщенном плоскодеформированном состоянии, содержит только главные напряжения, зависящие от радиуса и времени.

Решение тепловой задачи

Решение этой задачи получено в [2] для цилиндра неограниченной длины ℓ ($\ell \rightarrow \infty$) при условии, что источники теплоты $q(r, t)$ и температура охлаждающей среды $\varphi(t) = T_c$, а начальная температура цилиндра

$$f(r) = \begin{cases} T_c, & 0 < r < r_0, \\ T_0, & r_0 < r < r_c. \end{cases} \quad (1)$$

Тогда температурное поле в системе цилиндр – оболочка имеет вид

$$\theta(\rho, Fo) = \frac{T(\rho, Fo) - T_c}{T_0 - T_c} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y_n J_1(y_n) - my_n J_1(my_n)}{J_0^2(y_n)(y_n^2 + Bi^2)} e^{-y_n^2 Fo} J_0(y_n \rho), \quad (2)$$

где суммирование происходит по корням трансцендентного уравнения

$$yJ_1(y) = Bi J_0(y). \quad (3)$$

Здесь $J_{0,1}(y)$ – функции Бесселя от действительного аргумента нулевого и первого порядков первого рода; $m = r_0/r_c$; $a = \lambda_T/\rho_v c_v$ – температуропроводность материала системы; ρ_v – массовая плотность; c_v – удельная теплоемкость; λ_T – теплопроводность материала системы, $Bi = \alpha_0 r_c/\lambda_T$ – критерий Био; t – время; $Fo = at/r_c^2$ – критерий Фурье; $\rho = r/r_c$ – относительный текущий радиус.

В случае тепловой изоляции цилиндра решение (2) легко проверяется. В самом деле, поскольку в начальный момент времени температура цилиндра в пределах от нуля до r_0 равна T_c , а в пределах от r_0 до r_c равна T_0 , то количество теплоты, накопленное в цилиндре, имеющем единичную образующую, равно $\rho_v c_v \pi r_0^2 T_c + \rho_v c_v \pi (r_c^2 - r_0^2) T_0$. Во время остывания теплоизолированного цилиндра накопленная теплота в слое будет распространяться вглубь цилиндра, в область начальной температуры T_c . В результате конечная температура T_1 в цилиндре станет одинаковой по всему сечению и будет определяться из равенства

$$\rho_v c_v \pi r_0^2 T_c + \rho_v c_v \pi (r_c^2 - r_0^2) T_0 = \rho_v c_v \pi r_c^2 T_1.$$

Отсюда

$$\frac{T_1 - T_c}{T_0 - T_c} = \frac{r_c^2 - r_0^2}{r_c^2} = 1 - \frac{r_0^2}{r_c^2}. \quad (4)$$

Этот простой результат можно получить из (2), полагая $Bi = 0$ (тепловая изоляция цилиндрической поверхности) и время $t \rightarrow \infty$.

Тогда согласно (3) корни y_n определяются из уравнения

$$yJ_1(y) = 0, \quad y_0 = 0, \quad y_1 \dots \quad (5)$$

При $t \rightarrow \infty$ все члены ряда (2) обращаются в нуль, кроме нулевого члена, и поэтому

$$\theta(\rho, Fo) = \frac{2y_0 [J_1(y_0) - mJ_1(my_0)]}{J_0^2(y_0)y_0^2} J_0(y_0\rho),$$

$$y_0 \rightarrow 0, \quad Fo \rightarrow \infty.$$

Учитывая разложение в ряд функций Бесселя $J_0(y)$ и $J_1(y)$, имеем при $y_0 \rightarrow 0$

$$\theta(\rho, Fo) = \lim_{Fo \rightarrow \infty} \theta(\rho, Fo) =$$

$$= 2 \frac{\left[y_0 \left(\frac{y_0}{2} - \frac{y_0^3}{16} + \dots \right) - my_0 \left(\frac{my_0}{2} - \frac{m^2 y_0^3}{16} + \dots \right) \right] \left(1 - \frac{y_0^2 \rho^2}{2^2} + \dots \right)}{y_0^2 \left(1 - \frac{y_0^2}{2^2} + \dots \right)^2} =$$

$$= 1 - m^2 = 1 - \frac{r_0^2}{r_c^2},$$

что совпадает с (4). Поэтому в случае тепловой изоляции поверхности цилиндра к (2) необходимо добавить еще слагаемое $(1 - m^2)$, связанное с нулевым корнем.

На рис. 1, 2 изображены распределения температуры $\theta(\rho, Fo)$ по поперечному сечению системы (цилиндр-покрытие) при $m = 0.9$ для различных времен Fo в случае тепловой изоляции внешней поверхности покрытия при $r = r_c$, $Bi = 0$ (рис. 1), а в случае теплообмена между внешней поверхностью покрытия и средой нулевой температуры (рис. 2) при Био, равном $Bi = 10$.

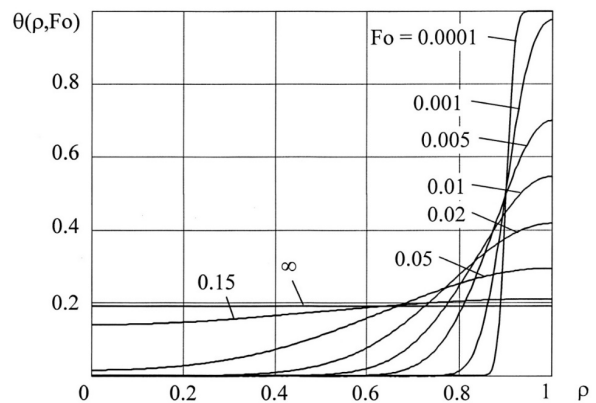


Рис. 1. Распределение относительной температуры θ по поперечному сечению цилиндра при различных временах Fo в случае тепловой изоляции цилиндрической поверхности ($Bi = 0$)

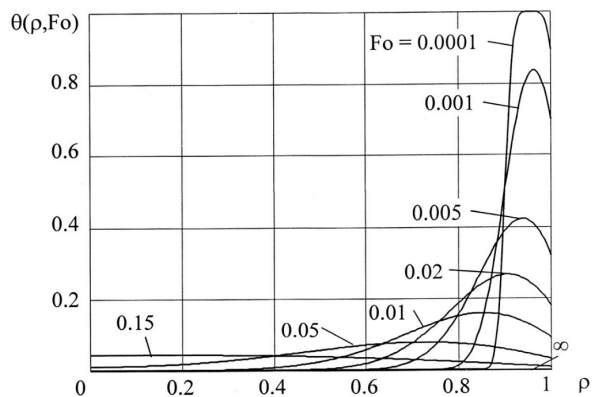


Рис. 2. Распределение относительной температуры θ по поперечному сечению цилиндра при различных временах Fo в случае теплообмена цилиндрической поверхности со средой ($Bi = 10$)

Из этих рисунков видно, что при тепловой изоляции внешней поверхности покрытия (цилиндра радиуса r_c) (рис. 1) температура цилиндра стремится к $T_1 - T_c = (1 - m^2)(T_0 - T_c) = 0,19(T_0 - T_c)$ при $t \rightarrow \infty$. На этом же рисунке хорошо просматривается тепловая изоляция внешней поверхности покрытия (касательная к температурному профилю при $\rho = 1$ имеет нулевой наклон к горизонтали для всех времен Fo). В случае с теплообменом между цилиндрической поверхностью со средой температуры T_c , во-первых, температура цилиндра стремится к T_c при $t \rightarrow \infty$ и, во-вторых, на внешней поверхности цилиндра $\rho = 1$ ($r = r_c$) температура понижается по сравнению с внутренними точками цилиндра вблизи поверхности. Кроме того, из рис. 2 видно, что касательные, проведенные к профилям температур при $\rho = 1$, отсекают отрезок на оси ρ , равный примерно 0,1. Отсюда $Bi = 1/0,1 = 10$, что совпадает с заданным значением.

2. Решение задачи термоупругости

Осевое напряжение $\sigma_{zz}^T(r, t)$, которое требуется для дальнейшего решения задачи, получено в работе [3] с учетом температурного поля (2) и имеет вид:

$$\frac{(\sigma_{zz}^T)(1 - \nu)}{E\alpha_T(T_0 - T_c)} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y_n J_1(y_n) - m y_n J_1(m y_n)}{J_0^2(y_n)(y_n^2 + Bi^2)} \times e^{-y_n^2 Fo} \left[\frac{2}{y_n} J_1(y_n) - J_0\left(y_n \frac{\rho}{r_c}\right) \right], \tag{6}$$

где α_T – коэффициент линейного температурного расширения; E – модуль упругости (Юнга); ν – коэффициент Пуассона материала цилиндра соответственно. Нужно заметить, что, исходя из симметрии задачи, осевое перемещение u_z^T поперечного сечения цилиндра в месте расположения трещины обращается в нуль.

Из (6) следует, что начальные градиенты температур, имеющие место в поставленной задаче, вызывают начальное напряженно-деформированное состояние системы цилиндр – оболочка. Однако поскольку согласно поставленной задаче система не напряжена в начальный момент времени, то из решения (6) необходимо вычесть решение, соответствующее начальному напряженно-деформированному состоянию системы цилиндр – оболочка при $Fo = at/r_c^2 = 0$. Другими словами, при расчете напряжений

температуру отсчета необходимо положить равной $f(r)$, выражаемой (1), то есть вместо $T(r, t)$ взять $T(r, t) - f(r)$.

$$\sigma_{zz}^* = \frac{\sigma_{zz}^T(1 - \nu)}{E\alpha_T(T_0 - T_c)} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y_n J_1(y_n) - m y_n J_1(m y_n)}{J_0^2(y_n)(y_n^2 + Bi^2)} \times \left[\exp(-y_n^2 Fo) - 1 \right] \left[\frac{2}{y_n} J_1(y_n) - J_0(y_n \rho) \right]. \tag{7}$$

На рис. 3, 4 изображены зависимости безразмерного осевого напряжения $\sigma_{zz}^*(\rho, Fo)$ (сплошные линии) от времени Fo в различных точках поперечного сечения цилиндра ρ для тепловой изоляции цилиндрической поверхности $Bi = 0$ (рис. 3) и с теплообменом в среду температуры T_c ($Bi = 10$) (рис. 4) при $m = 0.9$ для обоих случаев.

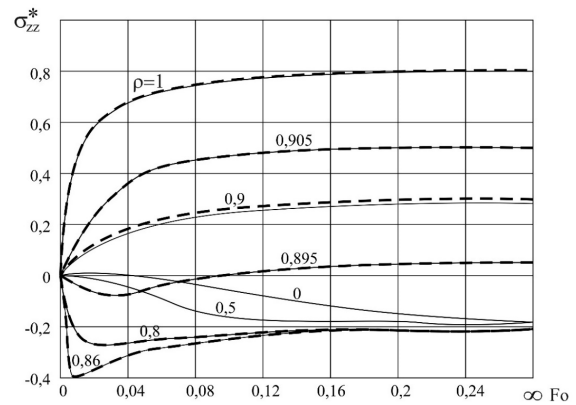


Рис. 3. Распределение осевого напряжения σ_{zz}^* по поперечному сечению цилиндра при различных временах Fo в случае тепловой изоляции цилиндрической поверхности ($Bi = 0$) (сплошные линии)

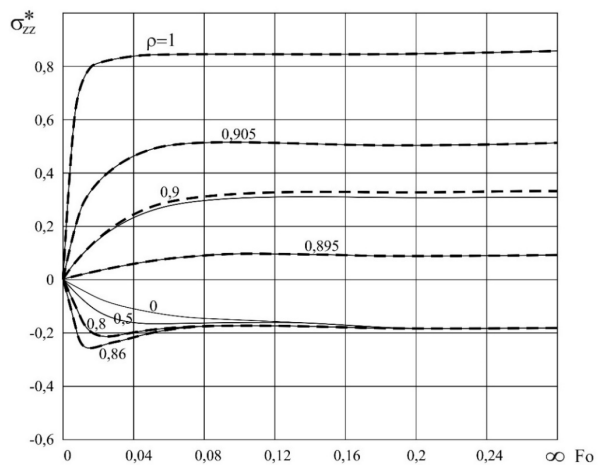


Рис. 4. Распределение осевого напряжения σ_{zz}^* по поперечному сечению цилиндра при различных временах Fo в случае теплообмена цилиндрической поверхности со средой ($Bi = 10$) (сплошные линии)

В решении (7) к берегам трещины ($r_d < r < r_c$) приложена нагрузка σ_{zz}^T , в то время как берега трещины свободны от нагрузок.

Второе решение изотермической теории упругости рассматривается для цилиндра радиуса r_c с кольцевой трещиной на его поверхности. Однако в этом случае берега трещины имеют нормальную нагрузку $-\sigma_{zz}^T$, компенсирующую осевую нагрузку первого решения.

Математическая постановка второй задачи для полубесконечного цилиндра со смешанными граничными условиями на торце, моделирующими кольцевую трещину, такова:

$$\sigma_{zz}^P = -\sigma_{zz}^T = -2\mu F(r), \quad r_d < r < r_c, \quad z = 0, \quad (8)$$

$$u_z^P = 0, \quad 0 < r < r_d, \quad z = 0, \quad (9)$$

$$\sigma_{rz}^P = 0, \quad 0 < r < r_c, \quad z = 0, \quad (10)$$

$$\sigma_{rz}^P = 0, \quad r = r_c, \quad 0 < z < \infty, \quad (11)$$

$$u_r^P = 0, \quad r = r_c, \quad 0 < z < \infty. \quad (12)$$

Здесь μ – модуль сдвига материала системы, и $F(r)$ зависит еще и от времени.

Нужно отметить, что граничные условия (11) и (12) на внешней поверхности цилиндра соответствуют скользящей жесткой заделке (соединение с натягом), тогда как согласно постановке задачи внешняя поверхность оболочки свободна от нагрузок

$$\sigma_{rz}^P = 0, \quad r = r_c, \quad 0 < z < \infty, \quad (13)$$

$$\sigma_{rr}^P = 0, \quad r = r_c, \quad 0 < z < \infty. \quad (14)$$

Как показано в [4], решение задачи с граничными условиями (13) и (14) получается из других соображений.

Указанное решение в сумме с первым удовлетворяет всем граничным условиям, в том числе и на берегах трещины. Решение задачи (8)–(12) сводится к нахождению функции $g(\tau)$, удовлетворяющей интегральному уравнению Фредгольма второго рода, которое дается выражением, полученным в [5] в случае сосредоточенной нормальной нагрузки на торцах цилиндра $P = 0$ и имеет вид

$$g(\tau) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\alpha} \int_{\alpha}^1 y F(yr_c) \arcsin \frac{\alpha}{y} dy - \frac{1}{\alpha} \int_{\alpha}^1 y F(yr_c) dy - \frac{2}{\pi} \int_{\alpha}^1 \frac{y F(yr_c) dy}{\sqrt{y^2 - \tau^2}} +$$

$$+ \frac{4}{\pi^2} \int_{\alpha}^1 y F(yr_c) dy \int_0^{\infty} \frac{K_1(\xi)}{I_1(\xi)} I_0(\xi y) \left[\frac{sh \xi \alpha}{\xi \alpha} - ch \xi \tau \right] d\xi + \frac{4}{\pi^2} \int_0^{\alpha} g(v) dv \int_0^{\infty} \frac{K_1(\xi)}{I_1(\xi)} ch \xi v \left[\frac{sh \xi \alpha}{\xi \alpha} - ch \xi \tau \right] d\xi, \quad (15)$$

где $0 < \tau < \alpha$; $\alpha = r_d/r_c$ – относительный радиус фронта трещины; $I_{0,1}(\xi)$ – функции Бесселя от мнимого аргумента нулевого и первого порядка первого рода, $K_1(\xi)$ – функция Бесселя от мнимого аргумента первого порядка второго рода (функция Макдональда).

Функция $g(x)$ связана с коэффициентом интенсивности напряжений (КИН) K_I , управляющим ростом трещины, следующей зависимостью [6].

$$K_I = -2\mu \sqrt{\frac{\pi r_c}{\alpha}} g(\alpha). \quad (16)$$

Для дальнейшего решения аппроксимируем нагрузку (7), приложенную к берегам кольцевой трещины полиномом

$$\frac{\sigma_{zz}^T(r, t)}{2\mu} = \sum_{i=0}^4 P_{2i}(t) r^{2i}. \quad (17)$$

Причем в связи с выбранной формой нагрузки на берегах трещины (17) безразмерная нагрузка σ_{zz}^* (7) в данном случае аппроксимировалась в пределах $0,86 \leq \rho \leq 1$ полиномом четной степени с коэффициентами $A_{2i}(Fo)$ ($i = 0, 1, 2, 3, 4$).

$$\sigma_{zz}^*(\rho, Fo) = \frac{\sigma_{zz}^T(r, t)(1-\nu)}{E\alpha_T(T_0 - T_c)} = \frac{(1-\nu)2\mu}{E\alpha_T(T_0 - T_c)} \times \sum_{i=0}^4 P_{2i}(t) r^{2i} \rho^{2i} = \sum_{i=0}^4 A_{2i}(Fo) \rho^{2i}. \quad (18)$$

Аппроксимированные полиномом σ_{zz}^* изображены на рис. 3 и 4 штриховыми линиями в пределах $0,86 < \rho < 1$.

Окончательный результат представлен выражением для безразмерного КИН K_I^* от безразмерного времени (критерий Фурье) $Fo = \frac{at}{r_c^2}$

для различных размеров кольцевой трещины α в виде:

$$K_I^* = \frac{2K_I(1-\nu)}{\sqrt{\pi r_c} E\alpha_T(T_0 - T_c)} = \sum_{i=0}^4 A_{2i}(Fo) / g_{2i}^*(\alpha). \quad (19)$$

В (19) функция $g_{2i}^*(\alpha)$ связана с решением пяти ($i = 0, 1, 2, 3, 4$) интегральных уравнений (15) относительно $g_{2i}(\alpha)$ выражением

$$g_{2i}(\alpha) = -\frac{P_{2i}(t)r_c^{2i}}{2} \frac{\sqrt{\alpha}}{g_{2i}^*(\alpha)}. \quad (20)$$

Численный расчет зависимостей $g_{2i}^*(\alpha)$ от α показал, что в области $0,85 < \alpha < 0,95$ решения для глубоких и мелких трещин совпадают [4].

На рис. 5 для случая теплоизолированной цилиндрической поверхности ($Bi = 0, m = 0,9$) приведены зависимости K_I^* от времени Fo для различных размеров кольцевой трещины α , а на рис. 6 – для случая теплообмена цилиндрической поверхности со средой ($Bi = 10, m = 0,9$) приведены те же самые зависимости.

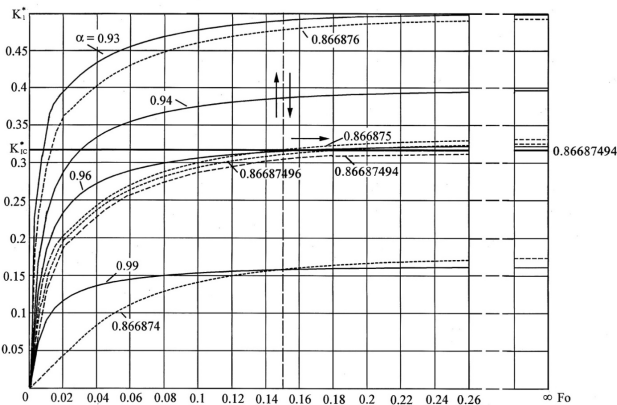


Рис. 5. Зависимости КИН K_I^* от времени Fo для различных размеров кольцевой трещины α для теплоизолированной цилиндрической поверхности

При заданной трещиностойкости (вязкости разрушения, критическом коэффициенте интенсивности напряжений) K_{IC} – постоянной материала – анализ этих зависимостей показывает, что рост кольцевой «горячей» трещины происходит довольно сложным образом.

Для анализа полученных результатов зададим для первого случая $Bi = 0$ безразмерную трещиностойкость $K_{IC}^* = 0,318$ (на рис. 5 горизонтальная жирная сплошная линия). Тогда трещина начального размера 0.96, находящаяся внутри наплавленного слоя (так как относительная толщина оболочки наплавленного покрытия $m = 0,9$), сначала будет покоиться до момента времени $Fo = 0,15$. В этот момент времени трещина растет скачком до размера

$\alpha = 0,866875$. Далее ее рост продолжается устойчиво по мере развития градиентом температур и достижения безразмерного КИН K_I^* его критического значения $K_{IC}^* = 0,318$. Максимального размера $\alpha = 0,86687494$ трещина достигает при бесконечно большом времени, проникая в наплаваемый цилиндр.

Рассмотрим второй случай теплообмена цилиндрической поверхности со средой температуры T_c . Для этого случая на рис. 6 приведены зависимости K_I^* от Fo при различных размерах кольцевой трещины α для $Bi = 10$ и $m = 0,9$.

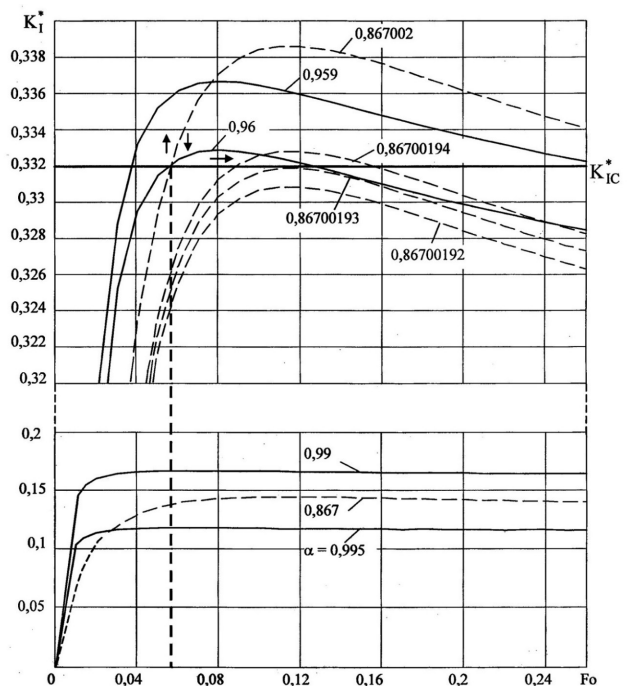


Рис. 6. Зависимости КИН K_I^* от времени Fo для различных размеров кольцевой трещины α в случае теплообмена цилиндрической поверхности со средой ($Bi = 10$)

Нужно заметить, что безразмерная вязкость разрушения материала $K_{IC}^* = \frac{2 K_{IC} (1 - \nu)}{\sqrt{\pi r_c E \alpha_T (T_0 - T_c)}}$ зависит не только от материала (K_{IC}, α_T, E, ν) и размера r_c , но еще от начальной температуры цилиндра T_0 и температуры охлаждающей среды T_c . Поскольку при теплообмене со средой температуры T_c возникают более интенсивные температурные напряжения, чем при теплоизоляции, то разрушение при теплообмене наступает при более высокой температуре T_c , так как T_0 – температура плавления – постоянная вели-

чина, а значит, при большем значении K_{IC}^* для одного и того же материала для одного и того же начального размера трещины ($\alpha = 0,96$).

Поэтому пусть безразмерная трещиностойкость $K_{IC}^* = 0,332$ (на рис. 6 горизонтальная жирная сплошная линия), тогда трещина начального размера $\alpha = 0,96$, которая находится внутри оболочки-покрытия, сначала будет покоиться до времени $Fo \sim 0,06$. В этот момент времени она растёт скачком до размера $\alpha = 0,867002$. Далее её рост продолжается устойчиво по мере развития градиентов температур и достижения КИН его критического значения 0,332. Максимального размера $\alpha = 0,86700193$ трещина достигает в момент времени $Fo \sim 0,12$ и останавливается, проникая внутрь цилиндра, так как для всех последующих размеров трещин K_I^* меньше K_{IC}^* . Подобное развитие трещины, только более значительное, будет происходить, если $K_{IC}^* = 0,318$, как в предыдущем случае. Эти развития трещин необходимо учитывать при нанесении наплавкой восстанавливающих слоев, соблюдая такие технологические режимы, при которых трещины не могли бы расти вообще или прорасти до размеров, не опасных для дальнейшей эксплуатации детали. Подобная плоская задача рассмотрена в [7, 8].

Заключение

Рассмотрена задача о развитии кольцевой трещины на поверхности наплавляемого слоя при восстановлении изношенной рабочей поверхности сплошного цилиндра. Задача решается в рамках механики хрупкого разрушения в предположении, что цилиндр имеет начальную температуру T_c , а твердый наплавленный слой из того же материала, что и цилиндр, имеет начальную температуру T_0 , близкую к температуре плавления. Возникающие при охлаждении до температуры T_c восстанавливаемого цилиндра временные и остаточные напряжения могут вызвать развитие кольцевой трещины. Расчет КИН, управляющего ростом трещины, в зависимости от времени показал, что если трещина начинает расти, то она сначала растёт скачком, а потом относительно медленно, по мере развития температурных градиентов в цилиндре, а потом останавливается, не доходя до оси цилиндра (цилиндр лопнул).

Заметим, что для исключения распространения кольцевой трещины необходимо перед наплавкой прогреть цилиндр (увеличить T_c).

Это приведет к увеличению $K_{IC}^* = \frac{2 K_{IC} (1 - \nu)}{\sqrt{\pi r_c E \alpha_T (T_0 - T_c)}}$ и, следовательно, к поднятию горизонтальных жирных прямых на рис. 5 и 6 и к выходу их из области зависимости K_I^* от Fo при заданных условиях теплового воздействия.

Список источников

1. **Жорник В.А.** Об одной термоупругой задаче для двухслойного цилиндра с трещиноподобным дефектом // *Материалы VIII Международной теплофизической школы «Теплофизические исследования и измерения в энерго- и ресурсосбережении при контроле и управлении качеством процессов, продукции и услуг»* (Душанбе, 8–13 октября 2012 г.). Душанбе, 2012. С. 379–383.
2. **Жорник В.А.** Развитие дискообразной трещины в сплошном цилиндре с источниками тепла // *Тепловые процессы в технике*. 2009. № 4. С. 152–158.
3. **Карташов Э.М., Кудинов В.А.** Аналитическая теория теплопроводности и прикладной термоупругости. Москва: URSS, 2012. 651 с.
4. **Киричек В.А.** Развитие поверхностной кольцевой трещины в сплошном цилиндре при тепловом воздействии // *Тепловые процессы в технике*. 2022. Т. 14. № 5. С. 195–208. DOI: 10.34759/tpt-2022-14-5-195-208
5. **Zhornik V.A., Prokopenko Yu.A., Rybinskaya A.A., Savochka P.A.** Ring-shaped crack propagation in a cylinder under nonsteady cooling. *Third International Conference on "High Performance Structures and Materials III"*. Boston, 2006, pp. 521–528.
6. **Sneddon I.N., Lowengrub M.** Crack problems in the classical theory of elasticity. New-York, J. Wiley, 1969, 221 p.
7. **Кулиев В.Д.** Сингулярные краевые задачи. Москва: Физматлит, 2005. 719 с.
8. **Кулиев В.Д., Черепанов Г.П.** К теории «горячих» трещин // *Журнал прикладной механики и теоретической физики*. 1972. № 1. С. 103–109.

References

1. **Zhornik V.A.** Ob odnoi termouprugoi zadache dlya dvukhsloinogo tsilindra s treshchinopodobnym defektom [On a thermoelastic problem for a two-layer cylinder with a crack-like defect]. *Materials of the 8th International School of Thermophysics "Thermophysical research and measurements in energy and resource conservation in the control and quality management of processes, products and services"* (Dushanbe, October 8–13, 2012). Dushanbe, 2012, pp. 379–383. (In Russ.)
2. **Zhornik V.A.** Development of a disc-shaped crack in a solid cylinder with heat sources. *Thermal processes in engineering*, 2009, no. 4, pp. 152–158. (In Russ.)
3. **Kartashov E.M., Kudinov V.A.** Analiticheskaya teoriya teploprovodnosti i prikladnoi termouprugosti [Analytical theory of thermal conductivity and applied thermoelasticity]. Moscow, URSS, 2012, 651 p. (In Russ.)

4. **Kirichek V.A.** Development of a surface annular crack in a solid cylinder under thermal influence. *Thermal processes in engineering*, 2022, vol. 14, no. 5, pp. 195–208. (In Russ.)
5. **Zhornik V.A., Prokopenko Yu.A., Rybinskaya A.A., Savochka P.A.** Ring-shaped crack propagation in a cylinder under nonsteady cooling. *Third International Conference on "High Performance Structures and Materials III"*. Boston, 2006, pp. 521–528.
6. **Sneddon I.N., Lowengrub M.** Crack problems in the classical theory of elasticity. New-York, J. Wiley, 1969, 221 p.
7. **Kuliyev V.D.** Singulyarnye kraevye zadachi [Singular boundary value problems]. Moscow, Fizmatlit, 2005, 719 p. (In Russ.)
8. **Kuliyev V.D., Cherepanov G.P.** К теории "goryachikh" treshchin [On the theory of "hot" cracks]. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1972, no. 1, pp. 103–109. (In Russ.)

Статья поступила в редакцию 08.02.2023; одобрена после рецензирования 20.02.2023; принята к публикации 09.03.2023.

The article was submitted on 08.02.2023; approved after reviewing on 20.02.2023; accepted for publication on 09.03.2023.