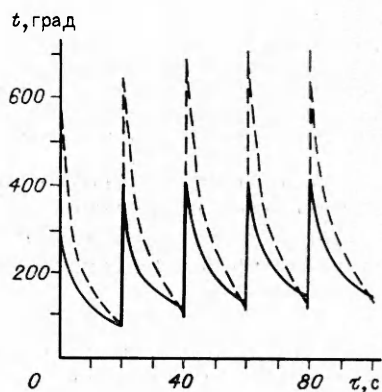


Построено поле температур стенки камеры как при первом цикле, так и при нескольких первых циклах обработки. Построение при первом цикле обработки проведено двумя стандартными методами. Выявлено, что введение тепловой защиты позволяет в несколько раз снизить температуру внутренней поверхности и увеличивает примерно на порядок время достижения максимальной температуры внутренней поверхности по сравнению с однослойной камерой.

Методом численного моделирования получено поле температур за промежуток времени, соответствующий пяти циклам обработки материалов (см. рисунок). Штриховая линия отвечает однослойной стенке камеры, сплошная — двухслойной. Видно, что пики кривых выходят на некоторый стационарный уровень. Таким образом, из результатов численного эксперимента следует, что температурное поле в стенке камеры после пяти-шести циклов обработки материалов практически выходит на установившийся периодический режим. Периодический тепловой режим камер наиболее опасен, а потому именно этот режим надо использовать при оценке термоупругих напряжений в стенках камер. Кроме того, максимальная температура внутренней стенки камеры не должна превышать температуру воспламенения газовой смеси для удаления заусенцев.



ЛИТЕРАТУРА

1. Адонин С. М., Манжалеи В. И. О теплопередаче продуктов детонации газовой смеси в камере // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1986. — Вып. 74.

г. Новосибирск

Поступила 3/XI 1988 г.,

в окончательном варианте — 25/X 1989 г.

УДК 539.3.01

П. Л. Абидуев, В. И. Манжалеи

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ТЕРМОУПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КАМЕРАХ ДЛЯ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

При детонации газовой смеси в камере вследствие вынужденной конвекции продуктов детонации, вызванной ударными волнами, тепловой поток к стенкам камеры описывается быстрозатухающей функцией времени, так что максимум температуры внутренней поверхности камер размером порядка $\sim 0,4$ м достигается за время $\sim 10^{-2}$ с. Это время по порядку величины то же, что и характерное время затухания теплового потока или затухания ударных волн [1]. За время $\tau_0 \approx 10^{-2}$ с прогревается слой металла толщиной $\delta = \sqrt{4a\tau_0} \approx 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-3}$ м (a — температуропроводность) [2], а толщина стенок камеры составляет обычно несколько сантиметров. Простейшие оценки окружных напряжений на внутренней поверхности стальной камеры по данным [2] при детонации пропано-кислородной смеси $C_3H_8 + 10O_2$ с начальным давлением $P_0 = 0,8$ МПа следующие: температурные напряжения $\sigma_t = E_1 \alpha_1 \Delta T \approx 1330$ МПа, упругие статические напряжения за счет давления газа при мгновенном сгорании $\sigma_y = (Pr_0)/H \approx 40$ МПа (P — давление на внутренней поверхности), динамические напряжения с учетом отражения детонационных волн $\sigma_d \approx 10\sigma_y = 400$ МПа. Здесь принято: $E_1 = 21 \cdot 10^4$ МПа, $\alpha_1 = 12,1 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$, $\Delta T = 524$ град, $r_0 = 0,16$ м, $H = 0,04$ м (E_1 — модуль упругости, α_1 — коэффициент линейного расширения, ΔT — превышение температуры над начальной, r_0 — внутренний радиус камеры, H — толщина). Данные оценки показывают, что в камерах для обработки материалов газовой детонацией основным разрушающим фактором являются термические напряжения σ_t в поверхностном слое. По этой причине представляет определенный интерес

точный расчет полей термических напряжений в стенках камер с использованием распределения полей температур, полученного в [3].

Цель настоящей работы — численный расчет полей термоупругих напряжений в стенках камер, а затем на основе расчета рекомендации некоторого простого приближенного подхода для оценки максимальных термических напряжений. В последнем случае учитывается периодичность теплового потока на внутренней поверхности.

1. Давление на внутренней поверхности, необходимое для расчета термоупругих напряжений. Давление продуктов детонации газовой смеси внутри камеры в зависимости от времени можно найти, исходя из уравнения состояния идеального газа

$$(1.1) \quad P(\tau) = (\rho RT(\tau))/\mu$$

(P , ρ , R , μ , T — давление, плотность газа, газовая постоянная, молекулярный вес и температура газа). Изменение во времени температуры газа в камере определим из первого закона термодинамики

$$(1.2) \quad dU = c_V(T)dT$$

(U — внутренняя энергия, c_V — теплоемкость газа при постоянном объеме). Но, с другой стороны, изменение полной внутренней энергии газа в единицу времени можно представить как

$$(1.3) \quad dU = Q(\tau)Sd\tau,$$

где S — полная внутренняя поверхность камеры; τ — текущее время; тепловой поток [2] $Q(\tau) = Q_1 \exp(-k\sqrt{\tau}) + Q_2 \exp(-\beta\tau)$; Q_1 , Q_2 , β , k — некоторые константы, зависящие от геометрических размеров камеры, состава и величины начального давления газовой смеси.

Зависимости $c_V = c_V(T)$, найденные приближенно, приводятся в [4]. Решая систему уравнений (1.2) и (1.3), можно определить зависимость $T = T(\tau)$ и затем из (1.1) — $P = P(\tau)$. Но для наших целей с достаточной степенью точности зависимость $c_V = c_V(T)$ из [4] аппроксимируем кубической параболой

$$(1.4) \quad c_V(T) = \gamma T^3 + c_{V0}$$

(γ — некоторая постоянная, c_{V0} — теплоемкость газа при «мгновенном» сгорании, которая находится для каждой газовой смеси независимо). Постоянную γ получим из дополнительного приближенного равенства, выражающего сохранение энергии: $U \approx mQ_c$ (m — масса, Q_c — удельная теплота сгорания газовой смеси). В результате аппроксимации (1.4) значительно упрощается процедура определения зависимости $c_V = c_V(T)$. На рис. 1 изображены зависимости давления $P(\tau)$ от времени. Штриховая линия соответствует аппроксимации (1.4), сплошная — зависимости $c_V = c_V(T)$ из [4]. При численных расчетах приняты значения постоянных: $Q_1 = 3,65 \cdot 10^7$ Вт/м², $Q_2 = 3,66 \cdot 10^7$ Вт/м², $k = 3,36$ с^{-0,5}, $\beta = 41,4$ с⁻¹, $\rho = 11,16$ кг/м³, $R = 8,314$ Дж/(кг·град), $\mu = 0,034$ кг/моль, $m = 0,343$ кг, $Q_c = 1,1 \cdot 10^7$ Дж/кг, $c_{V0} = 147,5$ Дж/град.

2. Численный расчет термоупругих напряжений в стенках камер.

При численном расчете камера рассматривается как конечный двухслойный цилиндр при наличии тепловой защиты (тонкий внутренний слой из материала с высокой теплопроводностью) или однослойный при ее отсутствии. Принимается, что давление на внутренней поверхности по длине камеры равномерное. Внешняя поверхность цилиндра считается свободной от нагрузок, торцы — защемленными. Расчет напряженно-деформированного состояния (НДС) конечного двухслойного цилиндра проводится в рамках линейной двумерной несвязанной осесимметричной теории термоупругости методом конечных элементов с помощью

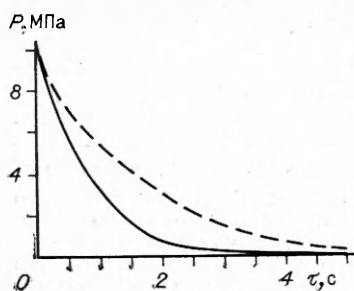


Рис. 1

вычислительной программы [5], модифицированной для вычисления термоупругих напряжений. В качестве температурного поля в задаче используется поле температур, полученное в [3] и отвечающее нагреву стенок камеры при первом инициировании газовой детонации. При расчете в качестве параметров внутреннего и внешнего слоев приняты параметры меди и стали соответственно. При этом взяты значения постоянных: $E_1 = 13,4 \cdot 10^4$ МПа, $E_2 = 21 \cdot 10^4$ МПа, $\nu_1 = 0,368$, $\nu_2 = 0,27$, $\alpha_1 = 1,66 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$, $\alpha_2 = 1,13 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$, $r_0 = 0,16$ м, $R_1 = 0,164$ м, $R_2 = 0,2$ м, $L = 0,48$ м.

Итак, численно интегрируются следующие уравнения движения:

$$\begin{aligned} \mu_i(\Delta u_i - u_i/r^2) + (\lambda_i + \mu_i)(\partial e_i/\partial r) &= \beta_i \partial t/\partial r, \\ \mu_i \Delta w_i + (\lambda_i + \mu_i)(\partial e_i/\partial r) &= \beta_i \partial t/\partial r, \quad i = 1, 2 \end{aligned}$$

при граничных условиях

$$\begin{aligned} r = r_0: (\sigma_{rz})_1 &= \mu_1(\partial u_1/\partial z + \partial w_1/\partial r) = 0, \\ (\sigma_r)_1 &= \lambda_1 e_1 + 2\mu_1 \partial w_1/\partial r - \beta_1 t(r_0, \tau) = P(\tau), \\ r = R_2: (\sigma_{rz})_2 &= \mu_2(\partial u_2/\partial z + \partial w_2/\partial r) = 0, \\ (\sigma_r)_2 &= \lambda_2 e_2 + 2\mu_2 \partial w_2/\partial r - \beta_2 T_0 = 0 \end{aligned}$$

и условиях на поверхности раздела слоев

$$\begin{aligned} r = R_1: (\sigma_r)_1 &= (\sigma_r)_2, (\sigma_{rz})_1 = (\sigma_{rz})_2, \\ u_1 &= u_2, w_1 = w_2. \end{aligned}$$

На торцах камеры выполнены условия защемления

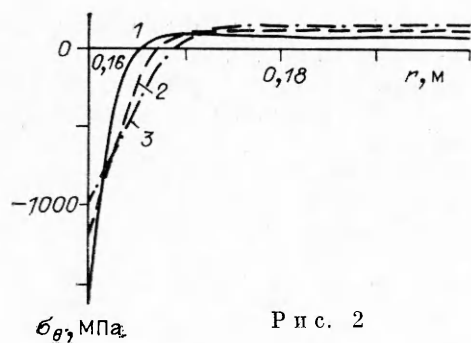
$$\begin{aligned} z = 0: u_i(r, 0) &= w_i(r, 0) = 0, \\ z = L: u_i(r, L) &= w_i(r, L) = 0. \end{aligned}$$

Здесь $(\sigma_r)_i$, $(\sigma_{rz})_i$ — радиальные и касательные напряжения; λ_i , μ_i , α_i — параметры Ламэ и температурные коэффициенты линейного расширения; $\beta_i = (3\lambda_i + 2\mu_i)\alpha_i$; $e_i = \partial u_i/\partial r + u_i/r + \partial w_i/\partial z$; u_i , w_i — радиальные и осевые смещения; T_0 — начальная температура; L — длина камеры; $\Delta = \partial^2/\partial r^2 + (1/r)(\partial/\partial r) + \partial/\partial z$; r_0 , R_2 — внутренний и внешний радиусы камеры; R_1 — радиус поверхности раздела слоев.

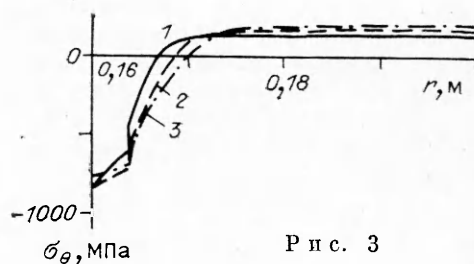
Ввиду симметрии задачи рассматривается половина цилиндра ($0 \leq z \leq L/2$, $r_0 \leq r \leq R_2$). Эта область аппроксимируется 200 восьмизловыми изопараметрическими осесимметричными конечными элементами (10 элементов по толщине, причем на внутренний слой приходится 5 элементов, 20 элементов по длине цилиндра). Выбранная сетка оказалась оптимальной в том смысле, что вычислительные эксперименты на более мелкой сетке не дают существенного изменения картины НДС.

В вычислительной программе [5] напряжения определяются в узлах интегрирования Гаусса, расположенных на определенных расстояниях от границы элемента в зависимости от принятого порядка интегрирования. В данной работе напряжения по толщине камеры выводились в четырех разных точках (в каждом слое по две точки), находящихся наиболее близко к контактному и наружным поверхностям. Поэтому в дальнейшем будем употреблять термин «вблизи поверхности», имея в виду именно эти узлы. По длине камеры напряжения были выведены в двух сечениях: вблизи торца и в середине. Расчет производился также и для случая однослойной камеры (отсутствие тепловой защиты).

Как и ожидалось, в середине камеры ($z = L/2$) поле термоупругих напряжений практически не отличается от соответствующих полей напряжений в бесконечном цилиндре. Поле термоупругих напряжений в бесконечном двухслойном цилиндре может быть получено сравнительно легко, например, с использованием метода обобщенных функций [6, 7]. На рис. 2 и 3 представлены распределения окружных напряжений σ_θ по толщине в середине одно- и двухслойной камер в разные моменты вре-



Р и с. 2

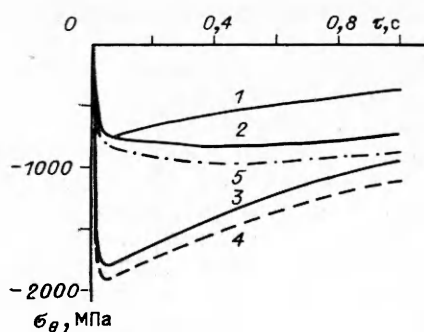


Р и с. 3

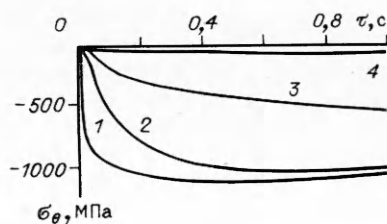
мени. Кривые 1—3 отвечают $\tau = 0,25; 0,6; 0,95$ с. В однослойной камере, выполненной из стали, в первые моменты времени во внутреннем поверхностном слое имеет место очень высокий градиент напряжений. Для двухслойной камеры эта величина уже сравнительно невелика, на контактной границе окружные напряжения испытывают скачок.

На рис. 4 изображены зависимости от времени окружных термоупругих напряжений σ_θ на внутренней поверхности камер. Рассматриваемый промежуток по времени составляет 1 с. Кривые 1 и 3 относятся к однослойной камере из меди и стали, а 2 — к двухслойной, 4 и 5 — к приближенному определению напряжений (см. ниже). Как видно из рис. 4, при наличии тепловой защиты существенно снижаются максимальные значения термоупругих напряжений. Однако отношения окружных термоупругих напряжений σ_θ на внутренней поверхности к соответствующим пределам упругости σ_* (для стали и меди $\sigma_* = 430$ и $68,5$ МПа) для стальной одно- и двухслойной камер оказываются равными $\sigma_\theta/\sigma_* = 10 \div 12$, $\sigma_\theta/\sigma_* = 4 \div 5$. Поэтому функции тепловой защиты состоят, как следует из наших расчетов и оценок, в снижении термоупругих напряжений в стальном слое на границе с медью (трещины, возникающие в меди вследствие пластического течения, при нагреве и охлаждении слоя не проникают в сталь). Указанные напряжения в стальном слое снижаются примерно в 3 раза (см. рис. 2, 3) по сравнению с термоупругими напряжениями у поверхности однослойной камеры и отношение σ_θ/σ_* оказывается равным $1 \div 1,5$; очевидно, что увеличением толщины тепловой защиты его можно снизить до значения, меньшего единицы.

Вблизи торца камеры максимальны окружные напряжения, причем по абсолютному значению они превосходят осевые напряжения в середине камеры. На рис. 5 изображены графики окружных термоупругих напряжений вблизи торца двухслойной камеры в зависимости от времени в описанных выше четырех точках по толщине. Кривая 1 отвечает окружным напряжениям вблизи внутренней поверхности, 2 — вблизи контактной поверхности со стороны внутреннего слоя, 3 — со стороны внешнего, 4 — вблизи внешней поверхности. Отметим, что для двухслойной камеры по сравнению с однослойной заметно увеличивается время, за которое напряжение достигает максимального значения. Максимальные значения



134



Р и с. 5

Р и с. 4

окружных термоупругих напряжений вблизи торца вследствие краевого эффекта превышают аналогичные значения напряжений в середине камеры примерно в 1,5 раза.

В силу линейности задачи термоупругие напряжения можно представить как суперпозицию упругих и температурных напряжений. Из проведенных численных расчетов вытекает, что определяющий вклад в НДС стенок камеры вносят температурные напряжения. Для окружных упругих напряжений в середине однослойной камеры справедливы формулы $\sigma_{\theta}(r) = P(\tau) \left((R^2 + r^2) r_0^2 / ((R^2 - r_0^2) r^2) \right)$. Максимальное значение давления на внутренней поверхности, определенное в п. 1, ~ 10 МПа (см. рис. 1). Тогда окружные упругие напряжения на внутренней поверхности $\sigma_{\theta}(r_0) = 45,5$ МПа. Из сопоставления с максимальными значениями термоупругих напряжений, составляющих ~ 1000 МПа, видно, что вклад упругих напряжений в НДС очень мал.

3. Приближенные формулы для термических напряжений. Представляется очень важным с точки зрения практики оценить максимальные значения температурных напряжений в стенке камеры. В середине камеры поле напряжений практически не отличается от соответствующих полей напряжений в бесконечном цилиндре. Это обстоятельство позволяет сделать оценки максимальных напряжений через выражения для напряжений в бесконечном цилиндре.

Для однородного цилиндра приближенные выражения для окружных температурных напряжений, применимые при относительно небольших значениях времени, можно получить, следуя [8]. Опуская выкладки, окончательные выражения для напряжений на внутренней поверхности запишем в виде

$$(3.1) \quad \sigma_{\theta}(r_0, \tau) = \frac{\alpha_1 R_1}{1 - \nu_1} \left\{ -t(r_0, \tau) + \frac{a}{\lambda_1} \frac{2r_0}{R_2^2 - r_0^2} \left[Q_1 \frac{2}{k^2} (1 - \exp(-k\sqrt{\tau})(1 + k\sqrt{\tau})) + Q_2 \frac{2}{\beta} (1 - \exp(-\beta\tau)) \right] \right\},$$

где λ_1, ν_1 — коэффициенты теплопроводности и Пуассона; $t(r_0, \tau)$ — температура на внутренней поверхности. При малых значениях времени, пренебрегая вторым членом, получаем

$$(3.2) \quad \sigma_{\theta}(r_0, \tau) = -\alpha_1 E_1 t(r_0, \tau) / (1 - \nu_1).$$

Очевидно, что для достаточно тонкостенных цилиндров вторым членом в (3.1) пренебрегать уже нельзя. Результаты расчетов по (3.1) имеют очень хорошее совпадение с точным решением для однослойного цилиндра вплоть до $\tau_0 \approx 30$ с, и на рис. 4 соответствующий график практически не отличается от кривой 3. Кривая 4 на рис. 4 отвечает окружным напряжениям на внутренней поверхности стального однослойного цилиндра, найденных при расчете по (3.2). С помощью этой же формулы можно оценить, очевидно, окружные напряжения на внутренней поверхности двухслойного цилиндра (линия 5 на рис. 4). В обоих случаях применение (3.2) дает относительную погрешность по сравнению с численным решением не более 10–15%. Оценка (3.2) для максимальных температурных напряжений является справедливой, однако лишь для первого цикла инициирования детонации. Как получено в [3], после 5–6 циклов обработки материалов газовой детонацией в стенке камеры устанавливается периодическое температурное поле. Температурные напряжения, как и поле температур в предложенной приближенной методике в [3], представляются в виде статической и динамической составляющих. Статическое слагаемое в этом случае есть статическое распределение температурных напряжений в длинном цилиндре, когда поле температур в однослойном цилиндре

$$(3.3) \quad t_0(r) = T_1 \ln(R_2/r) / \ln(R_2/r_0) + T_0,$$

в двухслойном —

$$(3.4) \quad t_0(r) = T_1(\ln(R_2 R_1) + k_\lambda \ln(R_1 r) + \\ + (1 - k_\lambda) \ln(R_1/r) S_-(r - R_1))/D + T_0.$$

Здесь $k_\lambda = \lambda_2/\lambda_1$; $D = \ln(R_2/R_1) + k_\lambda \ln(R_1/r_0)$; λ_2 — коэффициент теплопроводности внешнего слоя; T_1 — превышение температуры внутренней поверхности стенки камеры над начальной для установившегося температурного режима (значение T_1 легко определить согласно [3]); $S_-(x)$ — асимметричная единичная функция [7]. Подставив (3.3), (3.4) в соответствующие формулы для температурных напряжений, получим статическое слагаемое поля температурных напряжений в стенке камеры. Для окружных и осевых напряжений

$$\sigma_\theta^0(r) = \frac{\alpha_1 E_1 T_1}{2(1-\nu_1)} \left[1 - \ln \frac{R_2}{r} - \frac{r_0^2}{R_2^2 - r_0^2} \left(1 + \frac{R_2^2}{r^2} \right) \ln \frac{R_2}{r_0} \right], \\ \sigma_z^0(r) = \frac{\alpha_1 E_1 T_1}{2(1-\nu_1)} \left[1 - 2 \ln \frac{R_2}{r} - \frac{2r_0^2}{R_2^2 - r_0^2} \ln \frac{R_2}{r_0} \right].$$

Для двухслойного цилиндра выражения для температурных напряжений в случае, когда заданы температуры на внешних поверхностях, даны в [6]. Ввиду громоздкости они здесь не приводятся.

Оценка для динамического составляющего поля напряжений — выражение (3.2), где $t(r, \tau)$ — температурное поле при воздействии теплового потока Q_s [3]. Для двухслойной камеры $Q_s(\tau) = Q(\tau) - T_1/(h_1/\lambda_1 + h_2/\lambda_2)$ (h_2 — толщина внешнего слоя).

Таким образом, для оценки поля температурных напряжений при установившемся температурном режиме предложен простой приближенный подход. Например, для оценки окружных температурных напряжений на внутренней поверхности однослойной камеры имеем

$$\sigma_\theta(r_0, \tau) = \sigma_\theta^0(r) - \alpha_1 E_1 t(r_0, \tau)/(1 - \nu_1).$$

Итак, численно рассчитано влияние тепловой защиты на поле термоупругих напряжений в стенке камеры. При заземленных торцах максимальными являются окружные напряжения на торцах камеры, превышающие аналогичные напряжения в середине примерно в 1,5 раза. В камерах для детонации газовой смеси основной вклад в НДС вносят температурные напряжения. Для оценок максимальных температурных напряжений в стенках камеры предложены простые приближенные формулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Манжалей В. И. Затухание ударных волн после детонации газа в камере // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1986. — Вып. 78.
2. Адодин С. М., Манжалей В. И. О теплопередаче продуктов детонации газовой смеси в камере // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1986. — Вып. 74.
3. Абидуев П. Л., Корнев В. М. Приближенный анализ температурного режима камер для термоэнергетической обработки материалов. — М., 1990. — Деп. в ВИНТИ 41.06.90, № 3283—В90.
4. Николаев Ю. А., Фомин П. А. О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // ФГВ. — 1982. — № 1.
5. Коробейников С. Н. Многоцелевая вычислительная программа по решению задач линейной теории упругости // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1986. — Вып. 75.
6. Бичуя А. Л., Лозбень В. Л., Стасюк С. Т. Температурные напряжения в двухслойном полом цилиндре // Пробл. прочности. — 1977. — № 7.
7. Подстригач Я. С., Ломакин В. А., Коляно Ю. М. Термоупругость тел неоднородной структуры. — М.: Наука, 1984.
8. Белоусова Л. Е. Нестационарные температурные напряжения в полом цилиндре при действии потока тепла на внутреннюю поверхность // ИФЖ. — 1974. — Т. 27, № 2.

г. Новосибирск

Поступила 3/XI 1988 г.,
в окончательном варианте — 19/VII 1989 г.