

УДК 621.71 : 539.374

АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ ТРЕХСЛОЙНОЙ ГОФРИРОВАННОЙ КОНСТРУКЦИИ ПРИ ЛИНЕЙНОМ ЗАКОНЕ ПОДАЧИ ДАВЛЕНИЯ

© 2014 г. А.А. Круглов, Р.Ш. Мусина, Ф.У. Еникеев

Уфимский государственный авиационный технический университет (УГАТУ)

Уфимский государственный нефтяной технический университет (УГНТУ)

Статья поступила в редакцию 25.02.13 г., доработана 19.11.13 г., подписана в печать 26.11.13 г.

Рассмотрен режим деформирования трехслойной конструкции из титанового сплава, представляющей собой гофрированный наполнитель, помещенный между двумя листами обшивки, при линейном законе подачи инертного газа, поступающего в область между наполнителем и обшивками. Представлена упрощенная модель процесса, основанная на использовании безмоментной теории оболочек. Предложены алгоритмы расчета основных параметров рассматриваемого процесса. Приведен пример конкретного расчета для титанового сплава VT6 (Ti-6Al-4V). Результаты расчетов по приближенным формулам сопоставлены с численным решением краевой задачи теории ползучести, полученным в среде программного комплекса ANSYS.

Ключевые слова: сверхпластическая формовка, трехслойная конструкция, безмоментная теория оболочек.

There was considered regime of forming for sandwich construction from titanium alloy that represents corrugated filling, inserted between two shell plates, by means of linear law of neutral gas supply. This gas entered in the area between filling and shells. There was offered simple model of process, based on the use of torque-free shell theory. There was offered numerical procedure of the main parameters of examined process. There was offered example of special calculation for titanium alloy VT6 (Ti-6Al-4V). The results of calculations on approximate formulae are correspond to numerical solution of boundary problem of recovery creep theory, obtained by means of software ANSYS.

Key words: superplastic forming, sandwich construction, torque-free shell theory.

В последние годы в авиационных двигателях применяют полые лопатки вентиляторов, изготавливаемые по технологии, основанной на методах сварки давлением и сверхпластической формовки (СПФ) [1]. Лопатки вентиляторов считаются ключевым элементом конструкции авиационных двигателей пятого поколения. Создание современных конкурентоспособных турбореактивных двухконтурных двигателей предусматривает мероприятия по совершенствованию конструкции лопаток вентиляторов, направленные, прежде всего, на снижение веса лопаток.

Ведущие мировые производители авиационных двигателей сумели создать и ввести в эксплуатацию двигатели, вентиляторы которых оснащены облегченными широкохордными лопатками собственной

разработки [2]. Получение отечественными предприятиями у мировых производителей технологий изготовления полых лопаток вентилятора затруднено по причине их закрытости, продиктованной, в первую очередь, конкурентной борьбой за мировой рынок сбыта авиационных двигателей. По этим причинам сегодня существует реальная потребность в разработке собственных технологий СПФ трехслойных гофрированных конструкций.

На наш взгляд, целесообразен анализ линейного режима подачи инертного газа в полости между наполнителем и обшивками, при котором давление увеличивается во времени по линейному закону: $p(t) = p_{\max}t/t_{\max}$, где p_{\max} и t_{\max} — параметры закона нагружения, подбираемые сейчас эмпирически.

Целью настоящей работы являлся анализ пове-

Круглов А.А. — канд. техн. наук, ст. препод., кафедры оборудования и технологии сварочного производства УГАТУ (450000, г. Уфа, ул. К. Маркса, 12). Тел.: (347) 282-38-14. E-mail: alweld@go.ru.

Мусина Р.Ш. — магистрант кафедры вычислительной техники и инженерной кибернетики УГНТУ (450062, г. Уфа, ул. Космонавтов, 1). Тел.: (347) 243-17-14. E-mail: rimma26.08@mail.ru.

Еникеев Ф.У. — докт. техн. наук, проф., зав. кафедрой вычислительной техники и инженерной кибернетики УГНТУ. Тел.: (347) 243-17-14. E-mail: kobros@narod.ru.

дения трехслойной конструкции, состоящей из двух листов обшивки и образующего ребра жесткости наполнителя, при нагружении ее давлением инертного газа по линейному закону.

Расчетная схема конструкции представлена на рис. 1. Наполнитель исходной толщиной s_0 помещен между двумя обшивками толщиной δ . Будем считать, что обшивки не деформируются в ходе формовки ($s_0 \ll \delta$) и очаг деформации сосредоточен в ребре гофра, текущую длину и толщину которого обозначим через l и s соответственно. Изгибными эффектами пренебрегаем. При анализе используем основные предположения безмоментной теории оболочек. Деформированное состояние считаем плоским с отличными от нуля главными деформациями $\epsilon_1 = \ln(l/a)$ и $\epsilon_3 = \ln(s_0/s)$. Напряженное состояние также считается плоским с отличными от нуля двумя главными компонентами: δ_1 и δ_2 . Для анализа напряженно-деформированного состояния применяем вариант теории течения с изотропной поверхностью текучести. В соответствии с ассоциированным законом течения вектор приращения сверхпластической деформации направлен по градиенту к поверхности текучести; в качестве критерия пластичности используем условие текучести Губера—Мизеса.

Основной особенностью реологического поведения материалов, находящихся в состоянии сверхпластичности, принято считать аномально высокую чувствительность напряжения течения (σ) к скорости деформации (ξ), которую принято количественно характеризовать величиной параметра скоростной чувствительности (m), входящего в степенную модель вида [3]

$$\sigma = K\xi^m \text{ или } \xi = C\sigma^n, \quad (1)$$

где K — параметр материала, зависящий от среднего размера зерен и других структурных характеристик; $n = 1/m$; $C = 1/K^n$.

Выражение (1) применяется для описания зависимости напряжения установившегося течения (σ) от скорости деформации (ξ). Будем предполагать, что девиаторы напряжений и скоростей деформаций соосны, т.е. выполняются следующие условия [3]:

$$S_{ij} = (2\sigma_e/3\xi_e) \xi_{ij}, \quad (2)$$

где S_{ij} — компоненты девиатора напряжений; ξ_{ij} — компоненты девиатора скоростей деформаций.

Легко показать, что компоненты девиатора напряжений равны $S_{11} = (2\sigma_1 - \sigma_2)/3$; $S_{22} = (2\sigma_2 - \sigma_1)/3$; $S_{33} = (-\sigma_1 - \sigma_2)/3$. Отличные от нуля компоненты

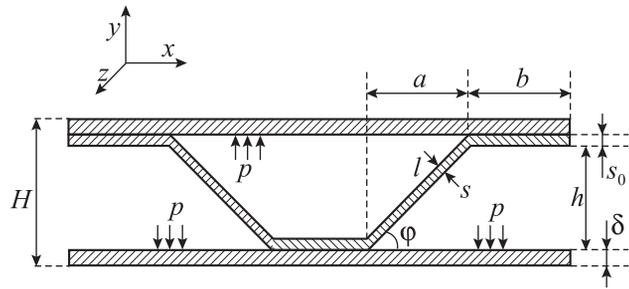


Рис. 1. Расчетная схема деформирования трехслойной гофрированной конструкции

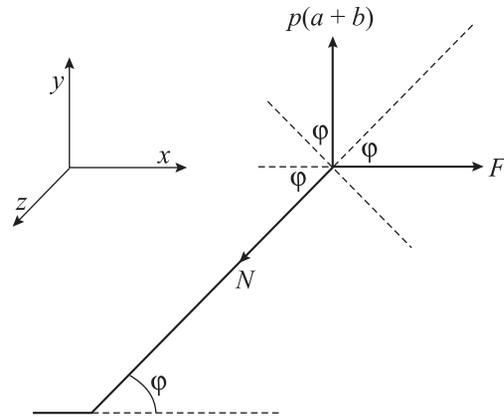


Рис. 2. Силы, действующие на правый (по рис. 1) стык стенки гофра с обшивкой

тензора скоростей деформаций (который в силу несжимаемости совпадает со своим девиатором): $\xi_1 = (1/l)dl/dt = (d\phi/dt)tg\phi$, где учтено, что $l = a/\cos\phi$. Из несжимаемости ($\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 = 0$) следует, что $\xi_3 = ds/dt = -\xi_1$. Поскольку $\xi_2 = 0$ (плоскодеформированное состояние), из (2) вытекает $S_{22} = (2\sigma_2 - \sigma_1)/3 = 0$, откуда $\sigma_1 = 2\sigma_2$. Тогда интенсивности напряжений и скоростей деформаций равны, по определению [3]:

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sigma_1, \quad (3)$$

$$\xi_e = \sqrt{\frac{2}{3} \xi_{ij} \xi_{ij}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \xi_1 = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{d\phi}{dt} tg\phi.$$

Составим уравнение равновесия. Для этого спроектируем силы, действующие на стенку гофра, на оси координат x и y (см. рис. 2). Тогда в расчете на единицу длины в направлении оси z получим:

$$\text{на ось } x: F - N\cos\phi = 0;$$

$$\text{на ось } y: p(a+b) - N\sin\phi = 0.$$

Здесь p — давление инертного газа; N — продольное

усилие в стенке гофра; F — сила, возникающая при взаимодействии с соседней ячейкой; a — размер зоны с нанесенным стоп-материалом, препятствующим сварке обшивки с наполнителем; b — размер зоны сварного соединения; s — текущая толщина стенки гофра; φ — угол наклона стенки гофра. Из несжимаемости $sl = s_0a$, откуда с учетом геометрического соотношения $a = l \cos \varphi$ следует, что $s = s_0 \cos \varphi$. Учитывая, что продольное усилие $N = \sigma_1 s$, уравнение равновесия принимает вид $p(a + b) = N \sin \varphi = \sigma_1 s \sin \varphi = \sigma_1 s_0 \sin \varphi \cos \varphi$ и

$$\sigma_1 = p(a + b) / (s_0 \sin \varphi \cos \varphi). \quad (4)$$

Подставляя (1) и (3) в (4), получаем

$$\sigma_e = K \xi_e^m = K \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{d\varphi}{dt} \operatorname{tg} \varphi \right)^m = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{p(a + b)}{s_0 \sin \varphi \cos \varphi}. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой обыкновенное дифференциальное уравнение относительно неизвестной функции $\varphi = \varphi(t)$. Его частное решение, удовлетворяющее начальному условию $\varphi(0) = 0$, может быть найдено численными методами для заданного закона изменения давления $p = p(t)$.

Для линейного закона подачи давления $p(t) = p_{\max} t / t_{\max}$ из (5) следует, что

$$\frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{p_{\max} (a + b)}{t_{\max} K s_0} \right]^{1/m} \frac{m}{m + 1} t^{1+1/m} = \int_0^\varphi \operatorname{tg} x (\sin x \cos x)^{1/m} dx = J_m(\varphi), \quad (6)$$

где $J_m(\varphi)$ — обозначение, использованное для определенного интеграла.

Выражение (6) задает зависимость $\varphi = \varphi(t)$ для закона подачи давления $p(t) = p_{\max} t / t_{\max}$ и, в частности, может быть использовано для расчета продолжительности формовки t_f из условия $\varphi(t_f) = \varphi_k$, где φ_k — конечное значение угла наклона стенки гофра, определяемое рабочим чертежом готовой детали. Как следует из (6),

$$t_f^{1+1/m} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{t_{\max} K s_0}{p_{\max} (a + b)} \right]^{1/m} \frac{m + 1}{m} J_m(\varphi_k). \quad (7)$$

Если принять, что продолжительность формовки равна $t_f = t_{\max}$, то из (7) следует

$$t_f = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{K s_0}{p_{\max} (a + b)} \right]^{1/m} \frac{m + 1}{m} J_m(\varphi_k). \quad (8)$$

Если ввести в рассмотрение относительное время формовки $t^* = t / t_f$, то

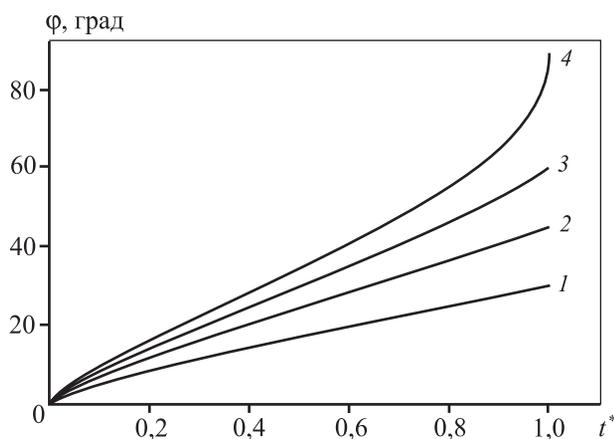


Рис. 3. Зависимости угла наклона стенки (φ) от относительного времени формовки ($t^* = t/t_f$), вычисленные при $m = 0,43$ и $\varphi_k = \pi/6$ (1), $\pi/4$ (2), $\pi/3$ (3), $\pi/2$ (4) рад

$$t^* = \frac{t}{t_f} = \left[\frac{J_m(\varphi)}{J_m(\varphi_k)} \right]^{m/(m+1)}. \quad (9)$$

Результаты расчетов по этой формуле при $m = 0,43$ приведены на рис. 3.

По известной зависимости $\varphi = \varphi(t)$ могут быть рассчитаны другие параметры процесса, представляющие интерес: высота зазора $h(t) = at \operatorname{tg} \varphi$; длина стенки $l(t) = a / \cos \varphi$; первая главная деформация $\epsilon_1(t) = \ln(l/a) = \ln(1/\cos \varphi)$; толщина стенки $s(t) = s_0 \cos \varphi$. Интенсивность напряжений может быть вычислена по формуле (5):

$$\sigma_e = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{p_{\max} t (a + b)}{t_{\max} s_0 \sin \varphi \cos \varphi}, \quad (10)$$

где $\varphi = \varphi(t)$ из (6).

Интенсивность скоростей деформаций можно рассчитать из условия $\xi_e = (\sigma_e / K)^{1/m}$, где σ_e определяется согласно (10). Наконец, из (10) можно вычислить и величину p_{\max} из условия $\sigma_e(t_{\max}) = \sigma_{\text{fin}}$, где σ_{fin} — конечное значение интенсивности напряжений в момент окончания формовки:

$$p_{\max} = \frac{2}{\sqrt{3}} \sigma_{\text{fin}} \frac{s_0}{a + b} \sin \varphi_k \cos \varphi_k. \quad (11)$$

Если величина p_{\max} определена из условия (11), то

$$t_{\max} = t_f = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{\xi_{\text{fin}}} \left[\frac{1}{\sin \varphi_k \cos \varphi_k} \right]^{1/m} \frac{m + 1}{m} J_m(\varphi_k), \quad (12)$$

где $\xi_{\text{fin}} = (\sigma_{\text{fin}} / K)^{1/m}$. Тогда, если ввести в рассмотрение безразмерный параметр продолжительности формовки $\tau = \sqrt{3} \xi_{\text{fin}} t / 2$, то можно записать следующее:

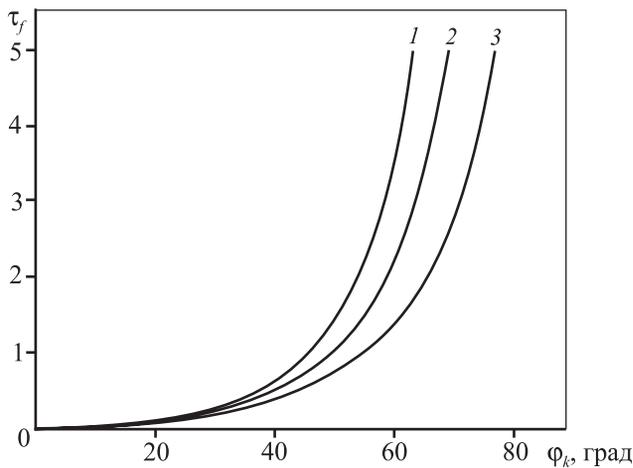


Рис. 4. Зависимость относительного значения продолжительности формовки (τ_f) от конечного значения угла наклона стенки (φ_k), вычисленная по формуле (13) при $m = 0,3$ (1), $0,5$ (2), $1,0$ (3)

$$\tau_{\max} = \tau_f = \left[\frac{1}{\sin \varphi_k \cos \varphi_k} \right]^{1/m} \frac{m+1}{m} J_m(\varphi_k). \quad (13)$$

Результат расчетов по формуле (13), приведенный на рис. 4, показывает, что при $\varphi_k > 60^\circ$ время формовки начинает возрастать.

Используя характерные значения интенсивностей напряжений (σ_{fin}) и скоростей деформаций (ξ_{fin}), можно представить полученные зависимости в безразмерном виде:

$$\bar{\sigma}_e = \frac{\sigma_e}{\sigma_{\text{fin}}} = \frac{\sin \varphi_k \cos \varphi_k}{\sin \varphi \cos \varphi} \frac{t}{t_{\max}} = \frac{\sin \varphi_k \cos \varphi_k}{\sin \varphi \cos \varphi} \frac{J_m(\varphi)}{J_m(\varphi_k)}, \quad (14)$$

$$\bar{\xi}_e = \frac{\xi_e}{\xi_{\text{fin}}} = \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_{\text{fin}}} \right)^{1/m} = \left(\frac{\sin \varphi_k \cos \varphi_k}{\sin \varphi \cos \varphi} \frac{J_m(\varphi)}{J_m(\varphi_k)} \right)^{1/m}. \quad (15)$$

Результаты расчетов по формулам (14), (15) приведены на рис. 5. Интересно отметить, что указанные выше зависимости не содержат в себе геометрических параметров a , b , s_0 и в этом смысле являются общими закономерностями для довольно широкого класса трехслойных конструкций, поведение кото-

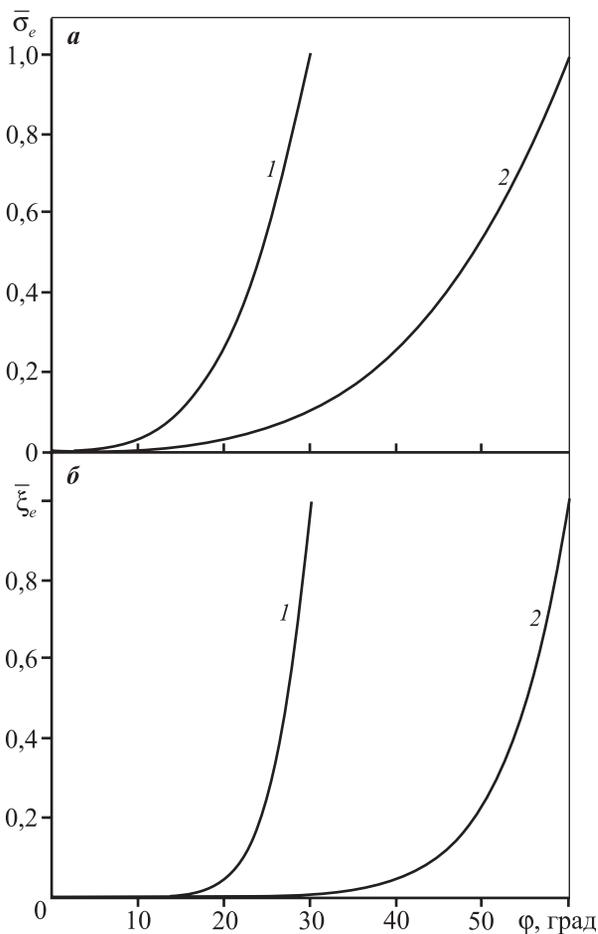


Рис. 5. Зависимости относительных значений интенсивности напряжений $\bar{\sigma}_e = \sigma_e / \sigma_{\text{fin}}$ (а) и скоростей деформаций $\bar{\xi}_e = \xi_e / \xi_{\text{fin}}$ (б) от угла наклона стенки гофра (φ), вычисленные по формулам (14), (15) при $m = 0,43$ и $\varphi_k = p/3$

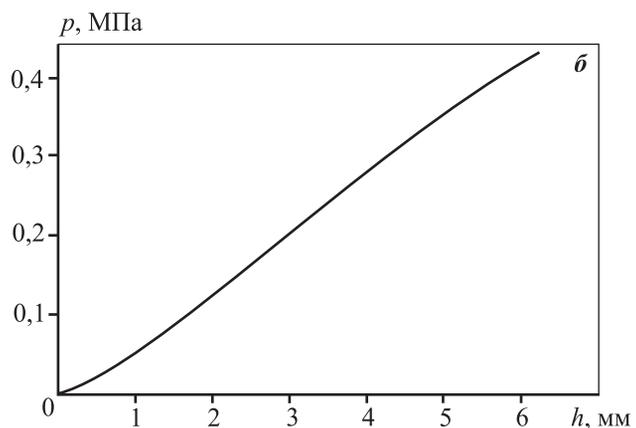
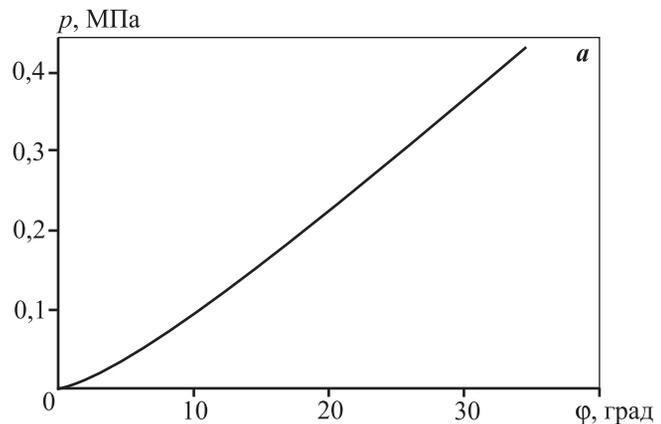


Рис. 6. Зависимости давления газа от угла наклона стенки гофра (а) и высоты зазора (б), вычисленные для титанового сплава ВТ6 (Ti-6Al-4V)

рых может быть описано в рамках безмоментной теории оболочек.

Для конкретного расчета выберем трехслойную конструкцию из титанового сплава ВТ6 (Ti–6Al–4V) со следующими параметрами: $a = 9$ мм, $b = 12$ мм, $s_0 = 0,8$ мм, $\delta = 1,5$ мм, $\varphi_k = 0,6032$ рад = $34,56^\circ$. Свойства сплава примем по данным из работы [4]: $m = 0,43$; $K = 410$ МПа·с^{*m*}. Напряжение сверхпластического течения при скорости $\dot{\xi}_{fin} = 1 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹ равно $\sigma_{fin} = K \dot{\xi}^m = 21$ МПа. Тогда расчет по формулам (11) и (13) дает $p_{max} = 0,432$ МПа и $\tau_{max} = 0,373$. Из (12) находим, что $t_{max} = 431$ с. Для конечной конфигурации имеем: $h_k = a \tan \varphi_k = 6,2$ мм; $l_k = a / \cos \varphi_k = 10,93$ мм; $s_k = s_0 \cos \varphi_k = 0,66$ мм; $\epsilon_1 = \ln(l_k/a) \cong 0,194$.

Таким образом, расчетный закон подачи давления имеет вид $p(t) = p_{max} t / t_{max}$, где $p_{max} = 0,432$ МПа и $t_{max} = 431$ с. На рис. 6 представлены зависимости давления газа от угла наклона стенки гофра (φ) и высоты зазора (h). Как видно из рис. 6, они также носят почти линейный характер.

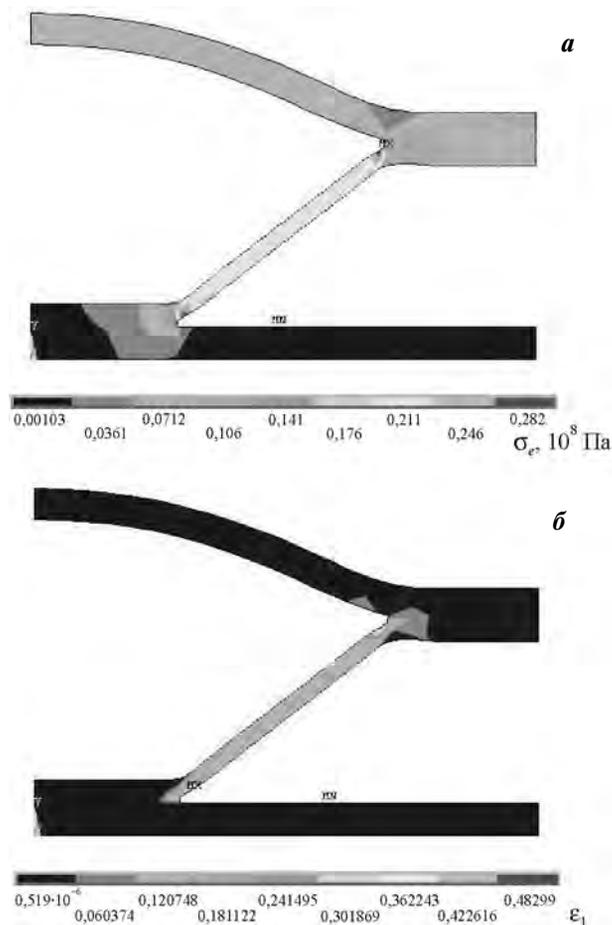


Рис. 7. Распределение в узле конструкции интенсивности напряжений σ_e (а) и первой главной деформации ползучести ϵ_1 (б), вычисленных в среде ANSYS

Для проверки полученных результатов были проведены расчеты в среде программного комплекса ANSYS. Использовался вариант постановки краевой задачи теории ползучести с применением модели материала (1), подробно описанный в работе [5]. Постоянные материала принимались равными по данным из работы [6]: $m = 0,43$, $K = 410$ МПа·с^{*m*}. Тогда $n = 1/m = 2,33$ и $C = 1/K^n = 9,34 \cdot 10^{-21}$ с⁻¹·Па^{-*n*}. В ANSYS выбрано Implicit Norton $\dot{\epsilon}_{cr} = C_1 \sigma^{C_2} e^{-C_3/T}$, где было задано $C_1 = 9,34 \cdot 10^{-21}$ с⁻¹·Па^{-*n*}, $C_2 = 2,33$ и $C_3 = 0$. Конечно-элементная модель включала в себя 378 8-узельных элементов PLANE82. В программу ANSYS был введен рассчитанный выше закон подачи давления $p(t) = p_{max} t / t_{max}$, где $p_{max} = 0,432$ МПа и $t_{max} = 431$ с. На рис. 7 показаны распределения интенсивности напряжений и первой главной деформации, вычисленные в ANSYS.

На рис. 8 и 9 проведено количественное сопоставление результатов расчетов при использовании описанного в настоящей работе упрощенного подхода с соответствующими численными решениями краевой задачи теории ползучести, полученными в среде программного комплекса ANSYS.

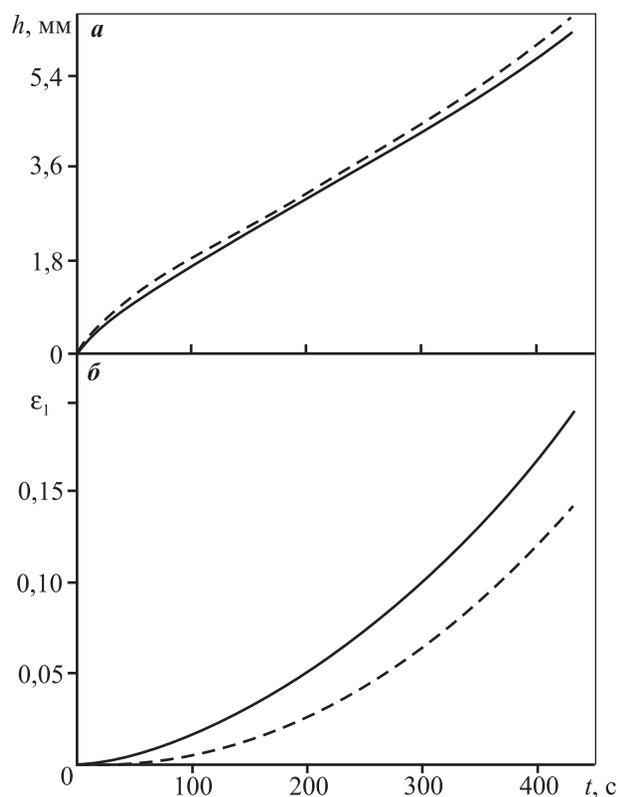


Рис. 8. Зависимости высоты зазора (а) и первой главной деформации (б) от времени, вычисленные для титанового сплава ВТ6 (Ti–6Al–4V) по приближенным формулам (сплошные линии) и в среде ANSYS (штриховые)

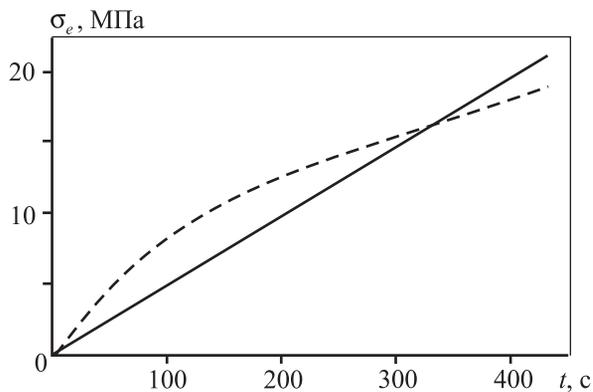


Рис. 9. Зависимости интенсивности напряжений течения от времени, вычисленные для титанового сплава VT6 (Ti–6Al–4V) по приближенным формулам (сплошная линия) и в среде ANSYS (штриховая)

Как видно из рис. 8, наблюдается согласие по зависимости высоты зазора от времени формовки (рис. 8, а). Так, в частности, при $t = t_f = 431$ с выше было получено $h_k = 6,2$ мм. Счет в ANSYS дал результат $h_k = 6,46$ мм, т.е. погрешность составила $\sim 4\%$.

Кривая зависимости первой главной деформации ползучести, вычисленная в ANSYS, лежит ниже расчетной, однако в ней не учтен вклад упругой деформации, который зависит от величины высокотемпературного модуля Юнга (E). Так, в частности, в рамках настоящего подхода $\varepsilon_1(t_k) \cong 0,194$, в то время как в ANSYS $\varepsilon_{1cr}(t_k) \cong 0,144$. Если принять $E = 1$ ГПа, то вклад упругой деформации в ANSYS $\varepsilon_{1el}(t_k) \cong 0,017$, так что полная деформация, по результатам счета в ANSYS, равна $\varepsilon_1(t_k) = \varepsilon_{1cr}(t_k) + \varepsilon_{1el}(t_k) = 0,161$. В этом случае отклонение составило $\sim 20\%$.

При сопоставлении временных зависимостей интенсивности напряжений (рис. 9) получено удов-

летворительное согласие, несмотря на то, что в рамках упрощенного подхода не учитывается влияние изгибающих моментов. Так, например, выше было получено значение $\sigma_{fin} = 21$ МПа. Счет в ANSYS привел к результату $\sigma_{fin} = 19$ МПа, т.е. погрешность составила $\sim 10\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов, полученные в рамках предлагаемого в настоящей работе подхода, удовлетворительно согласуются с результатами счета в среде ANSYS. Таким образом, предлагаемый подход позволяет вычислять технологические параметры процесса сверхпластической формовки трехслойной гофрированной конструкции и может использоваться при анализе закономерностей этого процесса при линейно возрастающем характере подачи давления инертного газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Валиахметов О.Р., Галлеев Р.М., Иванько В.А. и др. // Росс. нанотехнологии. 2009. Т. 4, № 11–12. С. 56.
2. Pat. 0568201 (EP). A method of manufacturing an article by superplastic forming and diffusion bonding / O. Fowler, B. Richardson. 1993.
3. Смирнов О.М. Обработка металлов давлением в состоянии сверхпластичности. М.: Машиностроение, 1979.
4. Васин Р.А., Еникеев Ф.У., Круглов А.А., Сафиуллин Р.В. // Изв. РАН. Механика тв. тела. 2003. № 2. С. 111.
5. Еникеев Ф.У. // Изв. вузов. Цв. металлургия. 2008. № 1. С.43.
6. Enikeev F.U., Kruglov A.A. // Int. J. Mech. Sci. 1995. Vol. 37, № 5. P. 473.