УДК.: 532.582.24:517.544.73

РАСЧЕТ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ТЕЛ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ ТЕНЗОРОМ КОШИ

Искендер Козубай
Кыргызский государственный технический университет им. И.Раззакова,
Бишкек, Кыргызская Республика, iskan-7@mail.ru

В статье приводится пример расчета прямоугольной пластины. На основе нетрадиционного решения краевой задачи теории упругости произведен анализ напряженно-деформированного состояния пластины при значительных деформациях и перемещениях.

In this article provides an example of calculating a rectangular plate. On the basis of non-traditional solutions of the boundary value problem of elasticity theory analyzed the stress-strain state of the plate with large deformations and displacements.

Зададимся областью определения уравнений статической краевой задачи в виде указанной на рис.1 прямоугольной плиты. Начало прямоугольной декартовой системы координат поместим в центре левой торцевой грани.

Итак, под V будем подразумевать следующую область

$$-b/2 \le x_1 \le b/2,\ 0 \le x_2 \le \ell,\ -h/2 \le x_3 \le h/2, \qquad (1)$$

Рассмотрим вторую краевую задачу без массовых сил

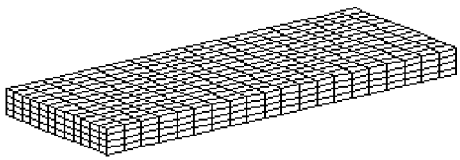


Рис.1 Прямолинейная плита с усилиями (4)
на своей поверхности находится в равновесии.

$$\sigma_{ji,j} = 0,\ \ \sigma_{ij} = \sigma_{ji},\quad x_i \in V, \qquad (2)$$

$$\sigma_{ij,kk} + \frac{1}{1+\nu}\,\sigma_{kk,ij} = 0,\quad x_i \in V, \qquad (3)$$

$$\sigma_{ji}\, n_j = \delta_{i2}\, c\, x_3,\quad x_i \in S \qquad (4)$$

где V определяется выражениями (1). Из (4) следует, что на четырех гранях плиты нет внешних сил, они приложены на левую и правую торцевые грани, создают изгибающие моменты, равные соответственно

$$m_1 = -\int_{-b/2}^{b/2}\int_{-h/2}^{h/2} c\, x_1^2 dx_1\, dx_2 = -\,cbh^3/12,\ \ m_2 = \int_{-b/2}^{b/2}\int_{-h/2}^{h/2} c\, x_1^2 dx_1\, dx_2 = cbh^3/12$$

Задача (2) - (4) математически полностью определена [1]. Она имеет простой механический смысл - прямоугольная плита с усилиями (4) на своей поверхности находится в равновесии. Требуется найти во внутренних точках этой плиты напряжения, деформации и создавшие их перемещения. Как видим, здесь нет никакого отступления от общепринятой постановки статической краевой задачи.

Туратово решение задачи

$$\sigma_{ij} = \delta_{i2}\delta_{j2} c x_3 . \ x_i \in V \qquad (5)$$

Функции перемещений можно определить,

$$u_i = \frac{1}{E}\int_{\ell} c(-\nu\delta_{ik}x_3 + (1+\nu)\delta_{i2}\delta_{k2}x_3 + (x_j - y_j)(-\nu(\delta_{ki}\delta_{3j} - \delta_{kj}\delta_{3i}) + (1+\nu)\delta_{k2}(\delta_{i2}\delta_{3j} - \delta_{j2}\delta_{3i})))dy_k , \ x_i \in V$$

Интегрируя это выражение, находим

$$u_i(x)=-c\ (\delta_{i1}\nu\ x_3\ (x_1-x_1^0)-\delta_{i2}x_3\ (x_2-x_2^0)+\delta_{i3}\ (x_2^2+\nu\ (x_3^2-x_1^2)$$
$$-x_2^0\ (2x_2-x_2^0)-\nu\ ((x_3^0)^2-x_1^0\ (2x_1-x_1^0)))\ /\ 2)/\ E\ ,\ x_i \in V \qquad (6)$$

где x_i^0 - любая фиксированная точка области V. Приведем развернутый вид функций (6):

$u_1(x)= -c\ \nu\ x_3(x_1-x_1^0)\ /E,\ x_i \in V$

$u_2(x)= c\ x_3\ (x_2-x_2^0)\ /E,\ x_i \in V$

$u_3(x)= -c\ ((x_2^2+\nu\ (x_3^2-x_1^2)\ -x_2^0(2x_2-x_2^0)-\nu\ ((x_3^0)^2-x_1^0(2x_1-x_1^0)))\ /\ (2E),\ x_i \in V$

Функции (6) удовлетворяют уравнениям равновесия в форме Навье.

Наконец, из поля перемещений (6) определим компоненты деформации и вращения

$$\varepsilon_{ij} = c\ x_3\ (-\nu\ (\ \delta_{i1}\ \delta_{j1} + \delta_{i3}\ \delta_{j3}\ )+\ \delta_{i2}\ \ \delta_{j2}\ )\ /\ E.\ x_i \in V \qquad (7)$$

$$\omega_{ij} =-c\ (\ \nu\ (x_1-x_1^0)\ (\delta_{1i}\delta_{3j}-\delta_{3i}\,\delta_{1j}\ )\ -(x_2-x_2^0)(\delta_{2i}\,\delta_{3j}\ -\delta_{3i}\,\delta_{2j}))\ /\ E\ ,\ x_i \in V \qquad (8)$$

По полученным здесь выражениям в любой точке находящегося в равновесии в области V тела можно определить компоненты напряжения, деформации и вращения. Особо отметим то, что во всех выражениях (5) – (8) координаты только области V (1). Здесь нет обычного координатного разночтения. В $u_i(x)$, $\sigma_{ij}(x)$ одни и те же координаты.

Различие между координатами, деформациями, напряжениями сравниваемого и заданного состояний, имеет вид

$$x_i\text{-}z_i =-c(\delta_{i1}\ \nu\ x_3(x_1-x_1^0)-\delta_{i2}\,x_3\ (x_2-x_2^0)+$$
$$+\delta_{i3}(x_2^2+\nu(x_3^2-x_1^2)\ -x_2^0(2x_2-x_2^0)-\nu((x_3^0)^2-x_1^0(2x_1-x_1^0)))/2)/E$$
$$\varepsilon_{ij}(x)\text{-}\varepsilon_{ij}\,(z) = c x_3\,(-\nu(\ \delta_{i1}\ \delta_{j1} + \delta_{i3}\,\delta_{j3}\ )+\ \delta_{i2}\ \ \delta_{j2}\ )/E \qquad (9)$$
$$\omega_{ij}(x)\text{-}\omega_{ij}\,(z) =\ -c(\nu(x_1-x_1^0)\ (\delta_{1i}\delta_{3j}-\delta_{3i}\,\delta_{1j}\ )\ -(x_2-x_2^0)(\delta_{2i}\,\delta_{3j}\ -\delta_{3i}\,\delta_{2j}))/E,$$
$$\sigma_{ij}(x) = \delta_{i2}\,\delta_{j2}\,c x_3,$$

В декартовой системе координат, оси которой обозначим через x_1,x_2,x_3, деформированное тело занимает область V

$2 \le x_1\ \ge 4,\ \pi/6\ \le\ x_2\ \ge \pi/3,\ 2\pi/3 \le x_3 \ge 5\pi/6$ (10)

Пусть известен только тензор Коши

$$\varepsilon_{ij} = c\begin{pmatrix} \sin x_2 \cos x_3 & \frac{1}{2}(\sin x_2 \sin x_3 + x_1 \cos x_2 \cos x_3) & \frac{1}{2}(\cos x_2 - x_1 \sin x_2 \sin x_3) \\ \frac{1}{2}(\sin x_2 \sin x_3 + x_1 \cos x_2 \cos x_3) & x_1 \cos x_2 \sin x_3 & \frac{1}{2} x_1 \sin x_2 (\cos x_3 - 1) \\ \frac{1}{2}(\cos x_2 - x_1 \sin x_2 \sin x_3) & \frac{1}{2} x_1 \sin x_2 (\cos x_3 - 1) & 0 \end{pmatrix} \qquad (11)$$

Этот тензор в полной мере характеризует деформированное состояние. Его компоненты достаточны для определения поля перемещения. Используя формулы Чезаро, находим это поле в виде

$$u_1(x_1,x_2,x_3)= u_1(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})+\omega_{12}(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})\ (x_2\text{-}x_2^{\circ})+$$
$$+\omega_{13}(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})\ (x_3\text{-}x_3^{\circ})+c\ x_1\ \sin x_2\ \cos x_3$$
$$u_2(x_1,x_2,x_3)= u_2(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})+\omega_{21}(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})\ (x_1\text{-}x_1^{\circ})+$$
$$+\omega_{23}(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})\ (x_3\text{-}x_3^{\circ})+c\ x_1\ \sin x_2\ \sin x_3 \qquad (12)$$
$$u_3(x_1,x_2,x_3)= u_3(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})+\omega_{31}(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})\ (x_1\text{-}x_1^{\circ})+$$
$$+\omega_{32}(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})\ (x_2\text{-}x_2^{\circ})+c\ x_1\cos\ x_2,$$

где x_1°, x_2°, x_3° координаты начальной точки линии интегрирования. В качестве x_1°, x_2°, x_3° можно использовать координаты любой точки области V,

$u_1(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})$, $u_2(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})$, $u_3(x_1^{\circ},\ x_2^{\circ},\ x_3^{\circ})$

постоянные интегрирования, соответствующие параллельному переносу тела,

$$\omega_{ij}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) = \begin{pmatrix} 0 & \omega_{12}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & \omega_{12}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) \\ \omega_{21}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & 0 & \omega_{23}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) \\ \omega_{31}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & \omega_{32}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & 0 \end{pmatrix}$$

постоянные интегрирования, соответствующие жесткому повороту тела.

Параллельный перенос и жесткий поворот тела не оказывают влияния на деформации. В приведенной ниже программе

$x_1^o = 2$, $x_2^o = \pi/6$, $x_3^o = 2\pi/3$,

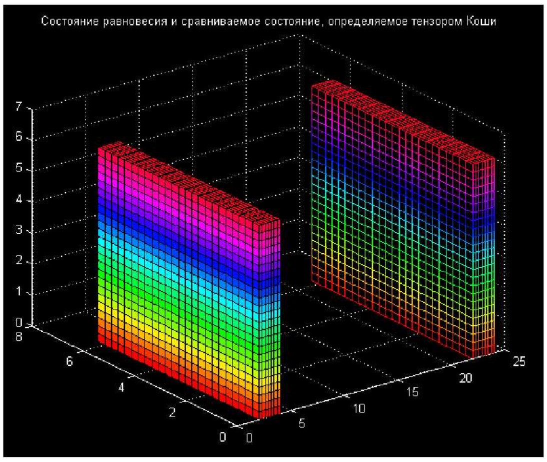
$u_1(x_1^o, x_2^o, x_3^o) = -10$,

$u_2(x_1^o, x_2^o, x_3^o) = 0$,

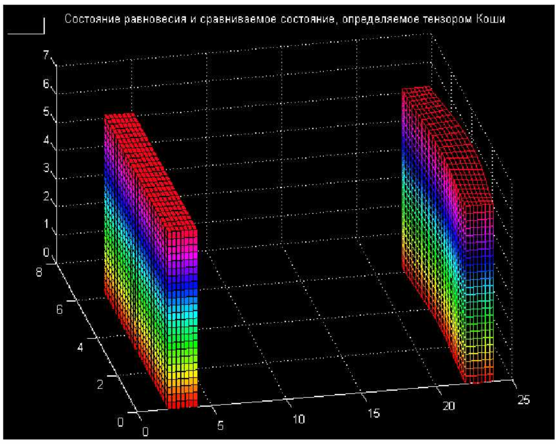
$u_3(x_1^o, x_2^o, x_3^o) = 0$,

$$\omega_{ij}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) = \begin{pmatrix} 0 & \omega_{12}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & \omega_{12}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) \\ \omega_{21}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & 0 & \omega_{23}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) \\ \omega_{31}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & \omega_{32}(x_1^o, x_2^o, x_3^o) & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

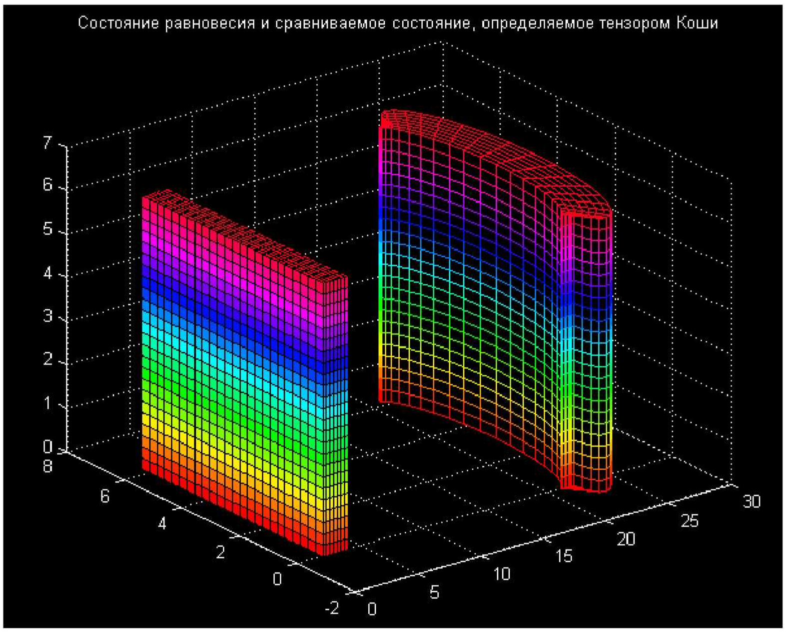
1.Изгиб пластины при c=0 (слева начальное состояние)



2.Изгиб пластины при c=0.08 (слева начальное состояние)



1.Изгиб пластины при c=0.5 (слева начальное состояние)




```
clear;
r1=2;r2=4;o1=pi/6;o2=pi/3;f1=2*pi/3;f2=5*pi/6; n1=7;n2=12;n3=8;
r=r1:(r2-r1)/n1:r2;o=o1:(o2-o1)/n2:o2;f=f1:(f2-f1)/n3:f2;
u0=[-10 0 0]; rx0=[0 0 0;0 0 0;0 0 0];r0=r1;o0=o1;f0=f1;
n1=length(r); n2=length(o);n3=length(f);
[R,O,F]=meshgrid(r,o,f);
slice(R,O,F,F,[r1 r2],[o1 o2],[f1 f2]);
hold on
c=[1.8  0];
for t=1:max(size(c));
  u1=u0(1)+rx0(1,2)*(O-o0)+rx0(1,3)*(F-f0)+c(t)*R.*sin(O).*cos(F);
  u2=u0(2)+rx0(2,1)*(R-r0)+rx0(2,3)*(F-f0)+c(t)*R.*sin(O).*sin(F);
  u3=u0(3)+rx0(3,1)*(R-r0)+rx0(3,2)*(O-o0)+c(t)*R.*cos(O);
  x1=R-u1;x2=O-u2;x3=F-u3;
  for j=1:n3-1:n3
    mesh(x1(:,:,j),x2(:,:,j),x3(:,:,j));axis image;pause(.5);
  end

  for k=1:n1-1:n1
    mesh(x1(:,k:n1:n1*n3),x2(:,k:n1:n1*n3),x3(:,k:n1:n1*n3));pause(.5);
  end

  b1=permute(x1,[2 3 1]);b2=permute(x2,[2 3 1]);b3=permute(x3,[2 3 1]);
  for k=1:n2-1:n2
    mesh(b1(:,:,k),b2(:,:,k),b3(:,:,k));pause(.5);
  end
end
title('Преобразования, определяемые тензором Коши')
```

Литература

1. Жакыпбек А.Б., Дуйшеналиев Т.Б. Новое воззрение на некоторые основы механики деформируемого тела. - Бишкек, 1999, 236 с.

2. Дьяконов В.П. MATLAB 6. Учебный курс. – СПб.: Питер, 2001. – 592 с.

УДК.: 532.582.31:517.544.73

РАСЧЕТ ДЕФОРМИОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ФОРМ ТЕНЗОРОМ КОШИ

Искендер Козубай
Кыргызский государственный технический университет им. И.Раззакова, Бишкек, Кыргызская Республика

Важной гипотезой, служащей для механического описания внутренних сил в деформируемом теле, является ***тензор Коши*** *: В каждом поперечном сечении, мысленно проведенном внутри тела, имеет место взаимодействие сил такого же характера, как и распределенных по поверхности нагрузок. В данной работе доказывается, что компоненты деформации линейно выражаются через градиенты перемещений при любых их величинах.*

Ключевые слова: тензор Коши, деформированное состояние, растяжение, сжатие.

Theory of stress-strain state of the body aims to determination of internal stresses, strains and displacements at different points of a deformable solid body of arbitrary shape and size. In this paper we show that the strain components are linear combinations of displacement gradients in all their values.

Keywords: Cauchy tensor, deformation, tensile, compression.

Пусть $U_i(x)$ поле перемещения, удовлетворяющее уравнениям статической краевой задачи в области V и заданным условиям на ее поверхности S.

Как показано выше, с помощью векторов

$$z_i = x_i - u_i(x),\ x_i \in V \tag{1}$$

можно определить область V_0, которую тело занимало в начальном состоянии (рис.1). Поверхность S_0 начального состояния определяется теми же векторами

$$z_i = x_i - u_i(x),\ x_i \in S. \tag{2}$$

Вектор относительного перемещения представим в виде

$$du_i = u_{i,j}\, dx_j = (\varepsilon_{ij} + \omega_{ij})\, dx_j, \tag{3}$$

где $\varepsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2$, $\omega_{ij} = (u_{i,j} - u_{j,i})/2$.

Проекция относительного перемещения на направление вектора dx_i

$$du_i\, n_i = \varepsilon_{ij}\, n_i\, dx_j = \varepsilon\, dx,$$

где n_i - направляющие косинусы направления вектора dx_i,

$$\varepsilon = \varepsilon_{ij}\, n_i\, n_j,$$

$$dx = (dx_i\, dx_i)^{1/2}. \tag{4}$$

Для краткости далее матрицу $(\varepsilon_{ij} - \varepsilon\, \delta_{ij})$ обозначим через

$$g = (\varepsilon_{ij} - \varepsilon\, \delta_{ij}).$$

В развернутом виде эта матрица имеет вид

$$g = (g_{ij}) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} - \varepsilon & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} - \varepsilon & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} - \varepsilon \end{bmatrix}$$

Добавим в правую часть выражения (3) равное нулю слагаемое

$$\varepsilon\, dx_i - \varepsilon\, \delta_{ij}\, dx_j$$

и напишем его в виде

$$du_i = \varepsilon\, dx_i + (\varepsilon_{ij} - \varepsilon\, \delta_{ij})\, dx_j + \omega_{ij}\, dx_j, \tag{5}$$

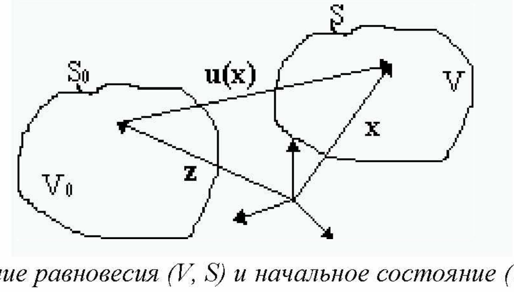


Рис. 1.Состояние равновесия (V, S) и начальное состояние (V_0, S_0)

Как показано на рис.2, выражение (5) разлагает вектор относительного перемещения на векторы:
- удлинения в направлении вектора dx_i - $\varepsilon\, dx_i$,
- сдвига - $(\varepsilon_{ij} - \varepsilon\, \delta_{ij})\, dx_j$,
- вращения - $\omega_{ij}\, dx_j$.

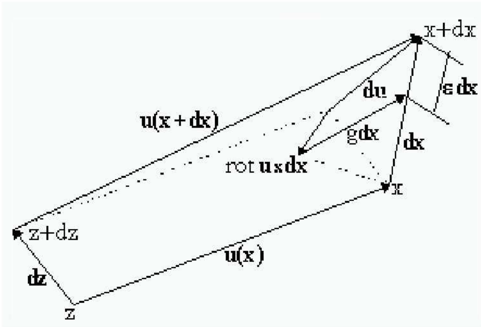


Рис.2. Разложение вектора относительного перемещения

Нетрудно проверить, что векторы сдвига и вращения перпендикулярны к вектору dx_i. Скалярное произведение этих векторов на вектор dx_i

$$(\varepsilon_{ij} - \varepsilon\,\delta_{ij})\, dx_j\, dx_i = (\varepsilon_{ij} - \varepsilon\,\delta_{ij})\, n_j\, n_i\, dx^2 =$$

$$= (\varepsilon_{ij}\, n_j\, n_i - \varepsilon\,\delta_{ij}\, n_j\, n_i)\, dx^2 = (\varepsilon - \varepsilon)\, dx^2 = 0;$$

$$\omega_{ij}\, dx_j\, dx_i = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i})\, dx_j\, dx_i =$$

$$= \frac{1}{2}(u_{i,j}\, dx_j\, dx_i - u_{j,i}\, dx_j\, dx_i) = \frac{1}{2}(u_{i,j}\, dx_i\, dx_j - u_{i,j}\, dx_i\, dx_j) = 0.$$

Квадрат длины вектора сдвига

$$(\varepsilon_{ki} - \varepsilon\,\delta_{ki})(\varepsilon_{kj} - \varepsilon\,\delta_{kj})\, dx_i\, dx_j =$$

$$= (\varepsilon_{ki} - \varepsilon\,\delta_{ki})(\varepsilon_{kj} - \varepsilon\,\delta_{kj})\, n_i\, n_j\, dx^2 =$$

$$= (\varepsilon_{ki}\,\varepsilon_{kj}\, n_i\, n_j - \varepsilon^2)\, dx^2 = \gamma^2 dx^2, \tag{6}$$

где $\gamma = (\varepsilon_{ki}\,\varepsilon_{kj}\, n_i\, n_j - \varepsilon^2)^{1/2}$ - относительная деформация сдвига.

Из (2) следует

$$dz_i = dx_i - du_i. \tag{7}$$

Возведем обе части выражения (7) в квадрат и полученное представим в виде

$$dx^2 - dz^2 = (2\varepsilon_{ij} - u_{k,i}\, u_{k,j})\, dx_i\, dx_j = 2\, a_{ij}\, dx_i\, dx_j, \tag{8}$$

где

$$a_{ij} = \varepsilon_{ij} - \frac{1}{2} u_{k,i}\, u_{k,j}. \tag{9}$$

Выражение (8) ввело следующее воззрение: если произведение $u_{k,i}\, u_{k,j}$ пренебрежимо мало по сравнению с $u_{k,i}$, то деформированное состояние можно характеризовать в ε_{ij}. В противном случае деформации должны представляться в a_{ij}. В соответствии с этим ε_{ij} стали называть тензором малых и бесконечно малых деформаций, а a_{ij} - тензором конечных деформаций. Это общепринятое, всегда и всеми оговариваемое положение. Как видим, уравнению (8) в механике деформируемого тела отведено основополагающее место.

Однако, можно показать, что деформации, при любых их величинах, описываются только тензором Коши-ε_{ij}[1].

Пусть в области V

$$2 \le x_1 \le 4,\; 0 \le x_2 \le 2\pi,\; 0 \le x_3 \le h \tag{10}$$

Где h=5;

известен только тензор Коши

$$\varepsilon_{ij} = c\begin{pmatrix} \sin x_2 \cos x_3 & \frac{1}{2}(\sin x_2 \sin x_3 + x_1 \cos x_2 \cos x_3) & \frac{1}{2}(\cos x_2 - x_1 \sin x_2 \sin x_3) \\ \frac{1}{2}(\sin x_2 \sin x_3 + x_1 \cos x_2 \cos x_3) & x_1 \cos x_2 \sin x_3 & \frac{1}{2} x_1 \sin x_2 (\cos x_3 - 1) \\ \frac{1}{2}(\cos x_2 - x_1 \sin x_2 \sin x_3) & \frac{1}{2} x_1 \sin x_2 (\cos x_3 - 1) & 0 \end{pmatrix} \tag{11}$$

Используя формулы Чезаро (11), находим это поле перемещений в виде

$$u_1(x) = u_1(x^0) + \omega_{12}(x^0)(x_2 - x_2^0) + \omega_{13}(x^0)(x_3 - x_3^0) + c\, x_1 \sin x_2 \cos x_3$$

$$u_2(x) = u_2(x^0) + \omega_{21}(x^0)(x_1 - x_1^0) + \omega_{23}(x^0)(x_3 - x_3^0) + c\, x_1 \sin x_2 \sin x_3 \tag{12}$$

$$u_3(x) = u_3(x^0) + \omega_{31}(x^0)(x_1 - x_1^0) + \omega_{32}(x^0)(x_2 - x_2^0) + c\,x_1 \cos x_2$$

где x^0 координаты начальной точки линии интегрирования. В качестве x^0 можно использовать координаты любой точки области V ,

$$u_i(x^0) \text{ и } \omega_{ij}(x^0)$$

постоянные интегрирования, соответствующие параллельному переносу и жесткому повороту тела. Параллельный перенос и жесткий поворот тела не оказывают влияния на деформации.

Векторы $z_i = x_i - u_i(x), \ x_i \in V$

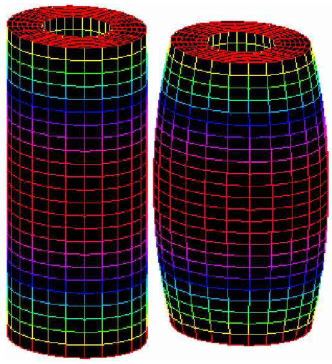
преобразуют область V в некоторую другую область.

В приведенной ниже примерах в системе MATLAB[2] показаны эти преобразования. Здесь рассмотрим конструкции из стали цилиндрической формы. Значения модуля Юнга для стали 210 ГПа.

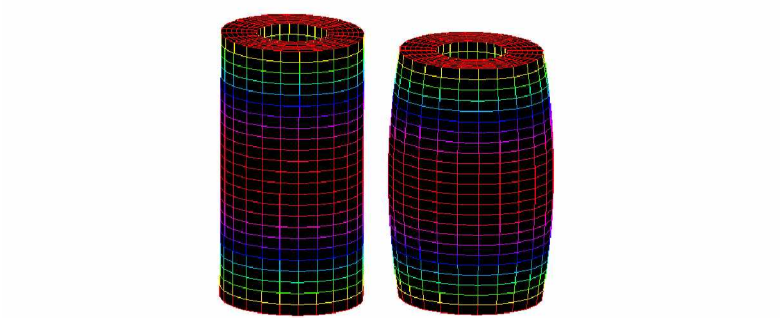
$$x_1^o = 2,\ x_2^o = \pi/6,\ x_3^o = 2\pi/3,$$

$$u_1(x^0) = -10,\ u_2(x^0) = 0,\ u_3(x^0) = 0,\ \omega_{ij}(x^0) = 0$$

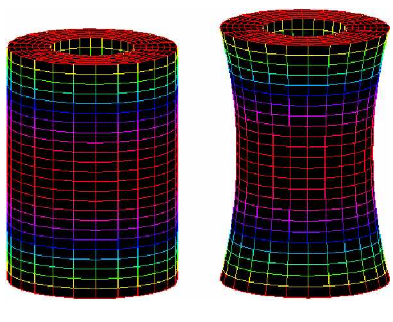
1.Сжатие цилиндра по оси z при c=0.09 (слева начальное состояние)



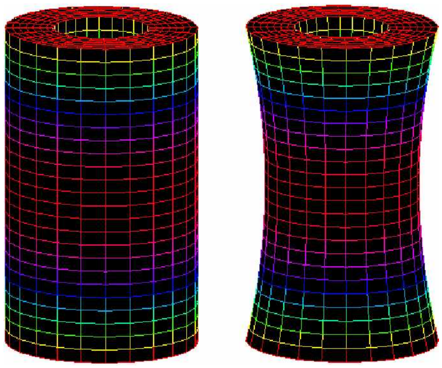
2. сжатие цилиндра по оси z при c=0.07 (слева начальное состояние)



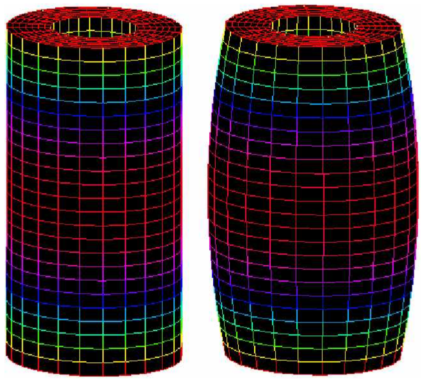
3. растяжение цилиндра по оси z при c=0.08 (слева начальное состояние)



4.Радиальное сжатие при z=const (z-вертикальная ось), концы цилиндра считаем жестко закрепленными (слева начальное состояние)



4.Радиальное растяжение при z=const (z-вертикальная ось), концы цилиндра считаем жестко закрепленными (слева начальное состояние)



Заключение

Компоненты тензора деформации линейно выражаются через градиенты перемещений при любых их величинах. Это позволяет сделать вывод, что тензор Коши является полной характеристикой деформированного состояния на любых уровнях деформации.

Литература

1. А.Б. Жакыпбек, Т.Б. Дуйшеналиев. Новое воззрение на некоторые основы механики деформируемого тела. Бишкек, 1999.
2. Дьяконов В.П. MATLAB 6. Учебный курс. – СПб.: Питер, 2001.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДЕЛА ПРОЧНОСТИ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ ГОРНЫХ ПОРОД

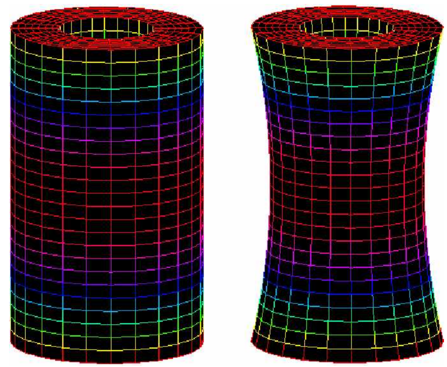
Рычков Б.А., Лужанская Т.А.
Кыргызско- Российский Славянский университет, Бишкек, Кыргызская Республика
rychkovba@mail.ru, tatianaluzhanskaya@gmail.com

ANALITICAL RESEARH OF ROCK'S STRENGHT LIMIT UNDER STRAIN

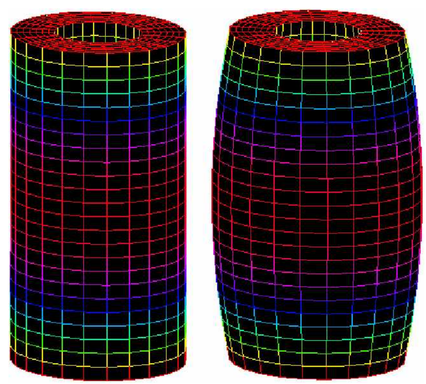
Rychkov B.A., Luzhanskaia T.A.
Kyrgyz – Russian Slavic university, Bishkek, Kyrgyz Republic
rychkovba@mail.ru, tatianaluzhanskaya@gmail.com

Предлагается метод определения предела прочности горных пород при действии растягивающих напряжений, исходя из ограниченного количества опытных данных на трехосное сжатие.

Propose the method of rock's strength limit determination under straining tension using limited quantity of experimental data under triaxial compression.



4.Радиальное растяжение при z=const (z-вертикальная ось), концы цилиндра считаем жестко закрепленными (слева начальное состояние)



Заключение

Компоненты тензора деформации линейно выражаются через градиенты перемещений при любых их величинах. Это позволяет сделать вывод, что тензор Коши является полной характеристикой деформированного состояния на любых уровнях деформации.

Литература

1. А.Б. Жакыпбек, Т.Б. Дуйшеналиев. Новое воззрение на некоторые основы механики деформируемого тела. Бишкек, 1999.

2. Дьяконов В.П. MATLAB 6. Учебный курс. – СПб.: Питер, 2001.