

УДК 539.214

© 1994 г. М. Я. БРОВМАН

УПРУГОПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ШАРА ПРИ СИММЕТРИЧНОМ НАГРУЖЕНИИ

Рассмотрен процесс упругопластической деформации шара при симметричном нагружении под действием внешнего давления и гравитации. Показано, что за счет увеличения плотности возможно нарушение устойчивости процесса деформации и интенсивное сжатие деформируемого шара. Потеря устойчивости может быть вызвана приложением внешнего давления. Проведен анализ влияния изменения модуля упругости.

1. Задачи о деформации шара рассмотрены методами теории упругости, например в [1—3], при заданной постоянной плотности материала. Иногда за характеристику гравитации принимают ускорение силы тяготения на поверхности шара. Рассмотрим процесс деформации с учетом изменения плотности, поскольку, если нет потерь вещества, то при сжатии его плотность возрастает.

На малый элемент в сферических координатах r, θ, φ массой (см. фиг. 1) $m_1 = \rho(r) r^2 dr (d\theta)^2$ со стороны сферического слоя радиусом $z \leq r$ и толщиной dz , действует сила $F = \delta m_1 m_2 / r^2$, направленная к центру шара; масса сферического слоя $m_2 = 4\pi z^2 \rho(z) dz$, где $\rho(r)$ — плотность материала шара, δ — гравитационная постоянная.

С учетом этого уравнение статического равновесия шара переменной плотности имеет вид

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r} - \frac{4\pi\delta\rho(r)}{r^2} \int_0^r \rho(z) z^2 dz = 0 \quad (1.1)$$

где σ_r, σ_θ — компоненты тензора напряжений.

Если плотность недеформированного материала равна ρ_0 и изменения плотности происходят только за счет деформации, то изменение объема определено величиной

$$3\varepsilon_0 = \varepsilon_r + 2\varepsilon_\theta = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (u_r r^2)$$

где ε_0 — средняя степень деформации, u_r — радиальное перемещение, $\varepsilon_r, \varepsilon_\theta$ — компоненты тензора малой деформации ($\varepsilon_\varphi = \varepsilon_\theta$).

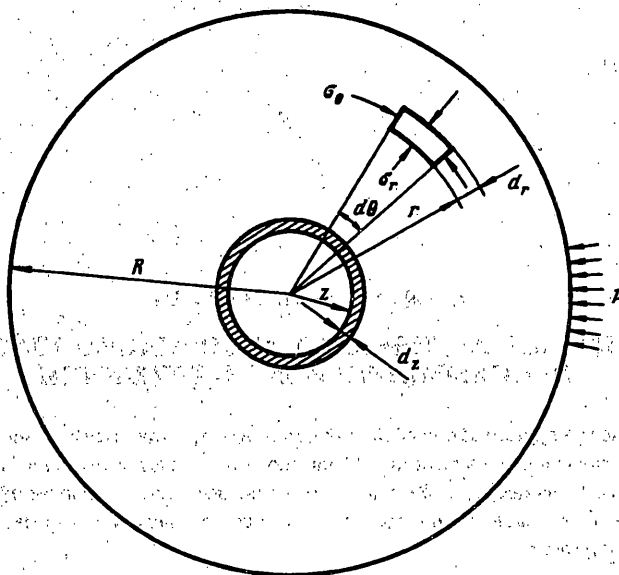
С использованием закона Гука и формулы $\rho(r) = \rho_0 [1 + 3\varepsilon_0(r)]^{-1}$ получаем из (1.1) уравнение

$$\frac{d\varepsilon_0}{dr} = \frac{C}{3r^2 [1 + 3\varepsilon_0(r)]} \int_0^r \frac{z^2 dz}{1 + 3\varepsilon_0(z)} \quad (1.2)$$

$$C = 4\pi\delta\rho_0^2 (1 + \nu)(1 - 2\nu) / [E(1 - \nu)]$$

где C — постоянная, характеризующая соотношение гравитации и жесткости материала, ν — коэффициент Пуассона, E — модуль упругости.

При малых величинах $\varepsilon_0(r)$ можно записать $\rho(r) = \rho_0 [1 - 3\varepsilon_0(r)]$ и отличия



Фиг. 1

от обычных формул [1, 2] определяются тем, что учитывается изменение плотности в процессе сжатия. В данном случае такая замена, однако, существенных упрощений не создает.

Пусть радиус в недеформированном состоянии равен R . Дифференцируя (1.2) по r и перейдя затем к переменной $x = r^{-1}$, получаем для функции $f(x) = (1 + 3\varepsilon_0)^2$ уравнение Эмдена — Фаулера

$$d^2 f(x)/dx^2 = 2C/(x^4 \sqrt{f(x)}) \quad (1.3)$$

Перемещение и напряжения определяются, как функции ε_0 :

$$u_r = \frac{3}{r^2} \int_0^r \varepsilon_0(r) r^2 dr$$

$$\sigma_r = \frac{3E}{1+\nu} \left[\frac{1-\nu}{1-2\nu} \varepsilon_0(r) - \frac{2}{r^3} \int_0^r \varepsilon_0(r) r^2 dr \right]$$

$$\sigma_\theta = \sigma_\varphi = \frac{3E}{1+\nu} \left[\frac{\nu \varepsilon_0(r)}{1-2\nu} + \frac{1}{r^3} \int_0^r \varepsilon_0(r) r^2 dr \right]$$

После введения переменных $t = \ln x$, $f_1 = f(t) x^{\frac{2}{3}}$ и $y = df_1(t)/dt$, получаем дифференциальное уравнение первого порядка

$$y \frac{dy}{df_1} - \frac{11}{3} y + \frac{28}{9} f_1 - \frac{10a(1+\nu)}{R^2(1-\nu)\sqrt{f_1}} = 0 \quad (1.4)$$

$$a = GR^2(1-\nu)/(15(1+\nu))$$

Расчеты выполнялись двумя способами. Сначала методом конечных разностей решалось уравнение (1.4) для шара единичного радиуса с интервалом изменения переменной $\Delta r = 0,01$, задаваясь величиной перемещения на поверхности шара $r = R$ и $r = 0,99R$ и определяя после этого производную du_r/dr при $r = R$ из краевого условия $\sigma_r = -p$, где p — давление, прилагаемое на поверхности.

Расчеты проводились по всему объему и если не выполнялись условия

$u_r = 0$, $\sigma_r = \sigma_0$ при $r = 0$, то вычисления повторяли, изменяя заданные величины перемещения.

Расчеты повторялись до выполнения краевых условий с точностью до 0,04. Затем принимались как приближенное условие постоянства плотности по объему шара, но учитывая, что плотность, по мере сжатия возрастает.

Тогда, обозначив перемещение точек поверхности $u_r = -u_0 R$, где u_0 — безразмерная характеристика общей деформации шара, получаем

$$\rho = \rho_0 / (1 - u_0)^3, \quad 1 + 3\varepsilon_0 = \rho_0 / \rho = (1 - u_0)^3$$

и из формулы (1.2):

$$d\varepsilon_0 / dr = 1/9 Cr / (1 - u_0)^6 \quad (1.5)$$

При краевых условиях $u_r = 0$, $\sigma_r = \sigma_0$ при $r = 0$ и $\sigma_r = -p$, при $r = R (1 - u_0)$ определяем

$$u_r = -p_0 r - \frac{CrR^2(3-\nu)}{30(1+\nu)(1-u_0)^4} + \frac{Cr^3}{30(1-u_0)^6}$$

$$\sigma_r = \frac{E}{1-2\nu} \left\{ -p_0 - \frac{CR^2(3-\nu)}{30(1+\nu)(1-u_0)^4} \left[1 - \frac{r^2}{R^2(1-u_0)^2} \right] \right\} \quad (1.6)$$

$$\sigma_0 = \frac{E}{1-2\nu} \left\{ -p_0 - \frac{CR^2}{30(1-\nu)(1-u_0)^4} \left[3 - \nu - \frac{r^2(1+3\nu)}{R^2(1-u_0)^2} \right] \right\}$$

$$u_0(1-u_0)^3 = a + p_0(1-u_0)^4 \quad (1.7)$$

В уравнения (1.6) входят два безразмерных параметра:

$$a = \frac{4\pi\delta\rho_0^2(1-2\nu)R^2}{15E}, \quad p_0 = \frac{p}{E}(1-2\nu)$$

первый из которых характеризует соотношение гравитации и жесткости материала, а второй — внешнего давления и жесткости материала. Полученные на основании численных расчетов графики функций приведены на фиг. 2. Индексами у кривых указаны величины p_0 . При давлении, равном нулю, получаем линию $OABC$. До точки A величина u_0 монотонно возрастает, а в точке A $du_0/da \rightarrow \infty$ и вторая ветвь кривой, — на участке ABC описывает неограниченное сжатие шара в точку. Критические величины a_* и u_{0*} , соответствующие точкам, потери устойчивости и началу интенсивного сжатия, равны

$$a_* = 0,105(p_0 + 1)^{-3}, \quad u_{0*} = (p_0 + 0,25)(p_0 + 1)^{-1} \quad (1.8)$$

Критическая величина шара

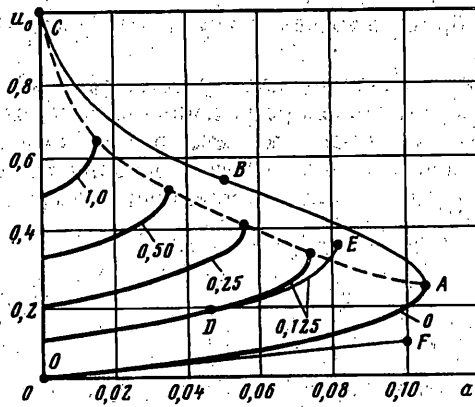
$$R_* = \frac{0,355}{\rho_0} (p_0 + 1)^{-2/3} \sqrt{\frac{E}{\delta(1-2\nu)}} \quad (1.9)$$

а при $\delta = 6,68 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с})^2$:

$$R_k = \frac{4,35 \cdot 10^4}{\rho_0} (p_0 + 1)^{-2/3} \sqrt{\frac{E}{1-2\nu}}$$

На фиг. 2 точки, соответствующие критическим величинам a_* , соединены штриховой линией.

Сравнительные расчеты, проведенные с учетом изменения плотности по объему согласно уравнению (1.4) и с приближенным допущением о постоянстве плотности по объему (и равной его средней величине), показывают, что различия невелики



Фиг. 2

и результаты для величины u_0 отличаются не более, чем на 10%. На фиг. 2 линия DE при $\rho_0 = 0,125$ соответствует расчетам по уравнению (1.4). Левее точки D кривые $u_0(a)$, построенные этими двумя способами, практически совпадают. Расчеты при допущении $\rho = \text{const} = \rho_0$, (см. [1, 2]) приводят к линейной зависимости $u_0 = a + \rho_0$, которой на фиг. 2 соответствует линия OF . В этом случае перемещения от действия гравитации и давления можно суммировать, что, однако, допустимо только при малых величинах a, ρ_0 (при $\rho_0 = 0, a \leq 0,04$).

Рассмотрим в качестве примера численного расчета деформацию шара при $\rho_0 = 7800 \text{ кг/м}^3, \nu = 0,3, E = 2 \cdot 10^5 \text{ МПа}, \delta = 6,68 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{с}^2, \rho_0 = 0$.

При этом точке A (фиг. 2) соответствует величина $a_* = 0,105$. По формуле (1.9) критическая величина радиуса $R_* = 3,93 \cdot 10^6 \text{ м}$, т. е. неустойчивость может иметь место для тел большого размера. При потере устойчивости и начале быстрого сжатия перемещение поверхности составит 0,25 начального радиуса, а плотность возрастает до $2,37\rho_0$. Можно, исходя из величины R_* , определить критическую массу M , при которой шар теряет устойчивость

$$M = \frac{0,329}{\rho_0^2 \sqrt{\pi} (\rho_0 + 1)^2} \left[\frac{E}{\delta (1 - 2\nu)} \right]^{1,5}$$

и для примера, приведенного выше, $M = 1,97 \cdot 10^{24} \text{ кг}$.

Момент потери устойчивости (коллапса) можно регулировать внешним давлением. Например, для твердого тела размером $R = 1000 \text{ м}$ со свойствами, указанными выше, $a_* = 0,6806 \cdot 10^{-8}$ и эта величина может быть критической при $\rho_0 = 248, p = 1,24 \cdot 10^8 \text{ МПа}$ ($620 E$). Такое большое давление привело бы к увеличению плотности в $2,7 \cdot 10^7$ раз, до $2,1 \cdot 10^{11} \text{ кг/м}^3$, когда свойства материала могут существенно отличаться от принятой модели и задолго до этого формулы (1.6)–(1.8) могут оказаться неприменимыми.

2. Рассмотрим случай, когда деформации нельзя считать малыми. Если при конечных деформациях записать радиусы-векторы до и после деформации $r_1 = r e_r, r_2 = \psi(r) e_r$, где e_r — единичный радиальный вектор базиса и определить меру деформации Коши — Грина в виде [3]:

$$G = e_r e_r \left[\left(\frac{d\psi}{dr} \right)^2 - \frac{\psi^2(r)}{r^2} \right] + \frac{\psi^2 J}{r^2}$$

то тензор градиент места векторов r_1, r_2 равен

$$\nabla r_2 = e_r e_r \frac{d}{dr} \left[\frac{\psi(r)}{r} \right] + J \frac{\psi(r)}{r}, \quad \nabla r_1 = J$$

Здесь $\psi(r)$ — функция, характеризующая процесс деформации, J — единичный метрический тензор, $u_r = r_2 - r_1$ — вектор перемещения.

Используя модель полуплинейного материала Джона, получим уравнение равновесия в виде

$$\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r^2} \frac{d(u_r r^2)}{dr} \right] = \frac{4\pi\delta\rho_0^2 r}{3(1-u_0)^6} \quad (2.1)$$

При конечной деформации плотность в деформированном состоянии

$$\rho(r) = \rho_0 (g/G)^{1/2} \quad (2.2)$$

где g , G — определители матриц ковариантных компонент метрических тензоров для объемов до и после деформации. В уравнении (2.1) принято указанное выше допущение о том, что после деформации плотность принимается постоянной по объему, но не равной начальной величине, а определенной из условия постоянства массы, что приводит к уравнению (1.5) вместо (2.2).

Решение (2.1) определяет функции $\psi(r)$ и $u_r(r)$:

$$\psi(r) = (C_1 + 1)r + \frac{Cr^3}{10(1-u_0)^6} + \frac{C_2}{r^2}$$

$$u_r(r) = Cr + \frac{C_2}{r^2} + \frac{Cr^3}{10(1-u_0)^6}$$

где C_1 , C_2 — постоянные интегрирования (при этом $C_2 = 0$, так как $u_r = 0$ при $r = 0$).

Краевое условие на поверхности шара примем в форме, использованной в [3], что позволит определить постоянную C_1 , а далее перейдем от нее к величине u_0 . Это условие имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{Ee_r}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left\{ \frac{d}{dr} [\psi(r) - r] + \frac{2}{r} [\psi(r) - r] \right\} + \frac{Ee_d}{(1+\nu) dr} [\psi(r) - r] = \\ & = -pe_r \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.3)$$

где S_1 , S_2 — участки поверхности до и после деформации. При этом $S_2/S_1 = [\psi(r)/r]^2$ и получаем краевое условие для определения постоянной C_1 в виде

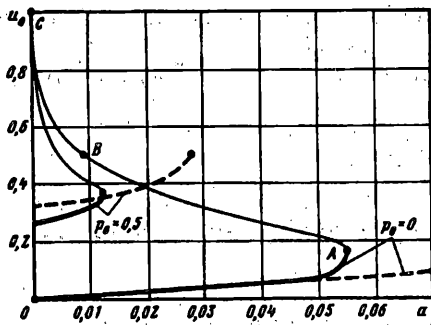
$$C_1 + \frac{C(3-\nu)R^2}{10(1+\nu)(1-u_0)^6} = -p_0 \left[C_1 + 1 + \frac{CR^2}{10(1-u_0)^6} \right]$$

Перейдя к переменной u_0 , равной $u_0 = -C_1 - CR^2/(1-u_0)^6$, и введя снова безразмерные величины a , p_0 , получим

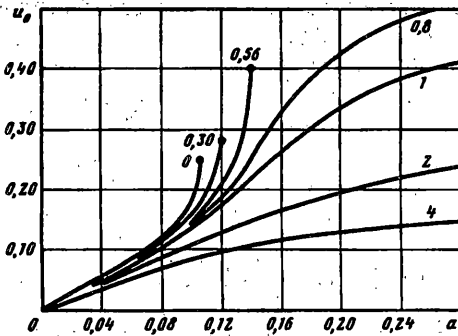
$$u_0(1-u_0)^6 = a + p_0(1-u_0)^8 \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4), так же как и (1.7), приводит к тому, что деформация является устойчивой только до определенной величины a_* .

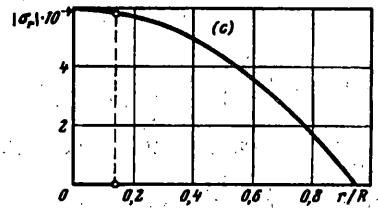
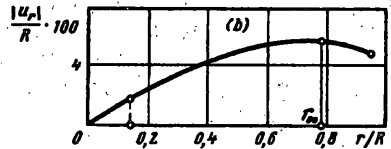
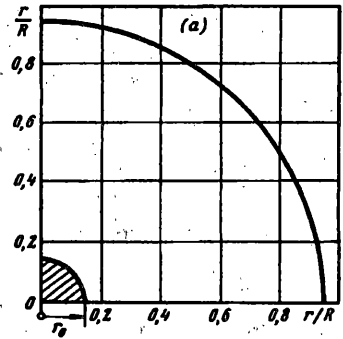
На фиг. 3 приведены графики функций $u_0(a)$, построенные для конечных деформаций в случаях $p_0 = 0$ и $p_0 = 0,5$. Здесь же показаны штриховые линии, полученные для малых деформаций. При $a < 0,05$ и $p_0 = 0$ результаты (при $u_0 \leq 0,07$) практически совпадают и в этой области применение теории малых деформаций допустимо.



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

Используя формулу (2.4), можно определить критическую величину u_{0*} , при которой $du_0/da \rightarrow \infty$:

$$u_{0*} = 1 + \frac{7}{16p_0} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{192}{49} p_0} \right)$$

Если $p_0 = 0$, то $u_{0*} = 0,143$, что отличается от результатов расчета при малых деформациях, когда $u_{0*} = 0,25$. Однако, в обоих случаях результаты свидетельствуют о наличии предельной величины сжатия, за которой силы гравитации возрастают настолько, что силы упругости материала уже не могут обеспечить равновесие.

Формально участок линии ABC (фиг. 3) описывает сжатие в точку, однако здесь следует рассматривать уже задачу динамики.

3. Пластическая деформация будет иметь место для объема, в котором будет выполнено условие текучести Мизеса [4]:

$$\sigma_r - \sigma_\theta = \frac{Ear^2}{R^2(1-2\nu)(1-u_0)^6} = \sigma_s \quad (3.1)$$

где σ_s — предел текучести идеально пластического материала.

Пластическая деформация начнется на поверхности шара при величине a_1 , когда $a_1 = \sigma_s(1-u_0)^4(1-2\nu)/E$, что совместно с (1.7) определяет a_1 . Расчеты показывают, что $a_1 < a_*$.

При дальнейшем нагружении границей упругой и пластической зон является

величина r_0 , при $r > r_0$ с применением условия Мизеса и краевого условия $\sigma_r = -p$ при $r = R(1 - u_0)$ получаем

$$\sigma_r = \frac{E}{1-2\nu} \left\{ -p_0 + \frac{2\sigma_s(1-2\nu)}{E} \ln \left[\frac{R(1-u_0)}{r} \right] - \frac{2,5a}{(1-u_0)^4} \left[1 - \frac{r^2}{R^2(1-u_0)^2} \right] \right\}$$

$$\sigma_\theta = \sigma_\varphi = \sigma_r - \sigma_s, \quad 1/3(\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_\varphi) = \sigma_r - 2/3\sigma_s = \sigma_0$$

При малых деформациях и $u_0 \ll 1,0$ можно использовать линеаризацию. При $r \leq r_0$, в зоне упругой деформации

$$\sigma_r = \frac{E}{1-2\nu} \left[C_3 + \frac{a(3-\nu)}{2(1-\nu)(1-u_0)^6} \frac{r^2}{R^2} \right]$$

$$\sigma_\theta = \frac{E}{1-2\nu} \left[C_3 + \frac{a(1+3\nu)}{2(1-\nu)(1-u_0)^6} \frac{r^2}{R^2} \right]$$

$$u_r(r) = C_3 r + \frac{a(1+\nu)r^2}{2(1-\nu)(1-u_0)^6 R^2}, \quad r_0 = R(1-u_0)^3 \sqrt{\frac{\sigma_s(1-2\nu)}{Ea}}$$

Примем, что и в зоне пластической деформации первые инварианты тензоров напряжений и деформации связаны линейной зависимостью

$$\epsilon_0 = \frac{1-2\nu}{E} \sigma_0 = \frac{1}{3r^2} \frac{d}{dr} (ur^2) \quad (3.2)$$

откуда определим (при $r > r_0$):

$$u_r(r) = \frac{C_4}{r^2} - p_0 r - \frac{5ar}{2(1-u_0)^4} + \frac{3ar^3}{2R^2(1-u_0)^6} + \frac{2\sigma_s}{E} (1-2\nu) r \ln \frac{R}{r}$$

и из условия непрерывности перемещения и компоненты σ_r на границе упругой и пластической зон получаем

$$C_3 = -p_0 - \frac{2,5a}{(1-u_0)^4} + \frac{\sigma_s(1-2\nu)}{E} + \frac{2\sigma_s(1-2\nu)}{E} \ln \left[\frac{R(1-u_0)}{r_0} \right]$$

$$u_0(1-u_0)^3 = \frac{C_4}{R^3} (1-u_0) + a + p_0(1-u_0)^4, \quad C_4 = 0 \quad (3.3)$$

Последнее равенство означает, что уравнение (3.3) совпадает с (1.7). Если рассмотреть металлический шар при $\rho_0 = 7,85 \cdot 10^3$ кг/м³, $E = 2 \cdot 10^5$ МПа, $\sigma_s = 300$ МПа, $\nu = 0,3$ (при $p_0 = 0$), $\delta = 6,68 \cdot 10^{-11}$ м³/(кг·с²), то получим величину $a_1 = 1,05 \cdot 10^{-3}$, что значительно меньше a_* и определяет радиус шара $R = 3,92 \cdot 10^5$ м (предельную величину твердого тела, которое может по всему объему быть упругим). При этом $u_0 = 10^{-3}$, т. е. деформации малы и вышеприведенные для этих условий формулы применимы.

На фиг. 4, $a - c$ приведены результаты численных расчетов для шара со

свойствами, указанными выше, и $a = 0,04$, $p_0 = 0$. Заштрихована упругая зона радиусом $r_0 = 0,14R$ и также показаны графики изменения величин $|u_r|$ и $|\sigma_r|$. На графиках штрихами показаны границы упругой зоны. На поверхности шара $u_0 = 0,05$, $u_r = -0,05R$, а радиальная деформация является растягивающей при $r > 0,79R$ и сжимающей при $r \leq 0,79R$.

4. Поскольку результаты расчета показывают возможность неограниченного сжатия шара, представляет интерес, хотя бы приближенная, оценка факторов, которые могут остановить этот процесс.

При больших степени деформации и давлении материал в упругой области может оказаться нелинейным. Рассмотрим простейшую разновидность нелинейности, возникающую при увеличении модуля упругости за счет влияния среднего напряжения σ_0 .

Простейшая возможная зависимость

$$E = E_0 - \alpha_0 \sigma_0 \quad (4.1)$$

где E_0 — величина модуля упругости при $\sigma_0 = 0$, α_0 — безразмерная постоянная, характеризующая зависимость $E(\sigma_0)$. Подставив функцию (4.1) в уравнение равновесия, получим

$$\frac{d\varepsilon_0}{dr} = \frac{Cr}{(1-u_0)^6} \left[1 - \frac{\alpha_0 E_0}{(1-2\nu)} \right]^2 \left[1 - \frac{\alpha_0}{3(1-\nu)(1-2\nu)} + \frac{\alpha_0 E_0}{1-2\nu} \right]^{-1}$$

Это уравнение решалось численно методом конечных разностей (с интервалом $0,005R$). После вычисления $\varepsilon_0(r)$ определялись перемещение $u_r(r)$ и напряжения.

Результаты численных расчетов представлены на фиг. 5 в виде функций $u_0(a)$ при различных величинах

$$\alpha = 1/2 \alpha_0 (3 - \nu) / [(1 - \nu)(1 - 2\nu)] \quad (4.2)$$

указанных индексами у соответствующих кривых (и при $p_0 = 0$).

Результаты расчетов показывают, что если $\alpha \leq 0,56$, то по-прежнему имеются критические точки, в которых производные $du_0/da \rightarrow \infty$, хотя величина критического перемещения u_{0*} с увеличением α возрастает. Если, например, при $\alpha = 0$, $E = \text{const}$, $u_{0*} = 0,25$, то при $\alpha = 0,56$ $u_{0*} = 0,40$.

Если же $\alpha > 0,56$, то происходит качественное изменение процесса деформации, что иллюстрируют на фиг. 5 кривые с индексами 0,8; 1,0; 2,0 и 3,0. При $\alpha > 0,56$ производная du_0/da всегда остается конечной и по мере возрастания a перемещение u_0 монотонно увеличивается так, что при $a \rightarrow \infty$ величина $u_0 \rightarrow (\alpha + 1)^{-1}$. При этом потеря устойчивости ни при каких нагрузках не произойдет. Если $\nu = 0,3$, то возрастание модуля упругости в процессе сжатия может воспрепятствовать потере устойчивости при $\alpha > 0,56$ или $\alpha_0 > 0,1162$ (в частности, это означает, что при сжимающем напряжении $\sigma_0 = -E_0$ модуль упругости превышает величину E_0 более, чем на 12%).

Укажем, что если бы гравитационная сила была пропорциональна величине r^{-n} , при $n > 2$, то вместо первого уравнения системы (1.6) имело бы место выражение

$$u_r(r) = Dr + \frac{4\pi \delta p_0^2 (1 + \nu)(1 - 2\nu) r^{5-n}}{3E(4-n)(1-u_0)^6 [6-n-\nu(5-n)]}$$

где D — постоянная, определяемая краевыми условиями.

При $n \rightarrow 4$ перемещение неограниченно возрастает (при $n > 5$ показатель

степени величины r отрицателен, т. е. при $r \rightarrow 0$, $u_r(r) \rightarrow \infty$). Более сильная зависимость гравитации от расстояния могла бы привести к невозможности существования упругих тел сферической формы.

Разумеется, все приведенные выше выводы верны только при таких изменениях плотности, которые не изменяют существенно допущений о механических свойствах среды и пока применимы формулы классической механики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.
2. Лурье А. И. Теория упругости. М.: Наука, 1970. 939 с.
3. Лурье А. И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука. 1980. 512 с.
4. Хилл Р. Математическая теория пластичности. М.: Гостехтеориздат, 1956. 407 с.

Краматорск

Поступила в редакцию
9.XII.1991