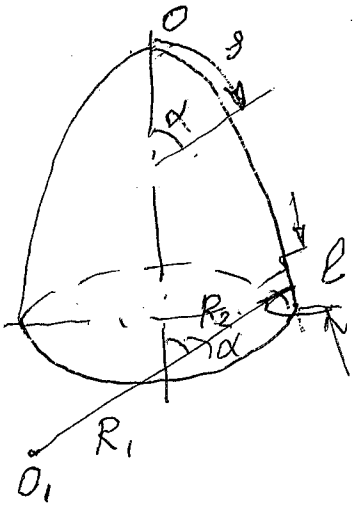


Сопряжение оболочек с стержневой оболочкой

1. Обобщенный краевой эффект в произвольной оболочке

Решение этой задачи возможно при разделение безэлементного состояния и краевого эффекта.



Условие, при которых возможно разделение

1. Считается, что зона ℓ -краевого эффекта узкая и радиусы кривизны R_1 и R_2 в её пределах постоянны.

2. Оболочка непологая. В зоне краевого эффекта угол $35^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$

3. Считается, что $\frac{d(\cdot)}{ds} \gg (\cdot)$, т.е.

например, $\frac{dw}{ds} \gg w$ и $w \approx \frac{dw}{ds}$, значит $w \gg u$

Следовательно, считаем для осесимметричного краевого эффекта

$$\alpha_1 = -\frac{d^2 w}{ds^2}, \quad \alpha_2 = -\frac{d \varphi}{R_2} \frac{dw}{ds} \quad ds = R_1 d\alpha$$

из формулы видно, что $\alpha_1 \gg \alpha_2$, следовательно в формулах для моментов можно пренебречь параметром кривизны α_2

из этих формул

$$M_1 = -D(\alpha_1 + \mu \alpha_2) \quad M_1 = -D \frac{d^2 w}{ds^2} \quad M_2 = -D \mu \frac{d^2 w}{ds^2} \quad M_2 = \mu M_1$$

уравнения равновесия для произвольной осесимметричной оболочки имеют вид

$$\int_0^{1/2} \frac{T}{R} d\varphi \sin \varphi = -T \cos \varphi \Big|_0^{1/2} = -T(0-1) = T$$

$$1. \frac{d(T_1 r)}{r ds} - \frac{\cos \alpha}{r} T_2 + \frac{Q_1}{R_1} = -P_1$$

$$2. \frac{T_1}{R_1} + \frac{T_2}{R_2} - \frac{d(Q_1 r)}{r ds} = P_3$$

$$3. \frac{d(M_1 r)}{r ds} - \frac{\cos \alpha}{r} M_2 - Q_1 = 0$$

Упрощаем эти уравнения, например,

$$\frac{d(T_1 r)}{r ds} = \frac{dT_1}{ds} + \frac{1}{r} \frac{dr}{ds} T_1$$

Учитывая, что $\frac{dr}{ds} = \cos \alpha$ и $\cos \alpha \approx 0$

$$\frac{d(T_1 r)}{r ds} = \frac{dT_1}{ds}, \text{ аналогично } \frac{d(Q_1 r)}{r ds} = \frac{dQ_1}{ds}, \frac{d(M_1 r)}{r ds} = \frac{dM_1}{ds}$$

Считая, что $P_1 = 0$, получим упрощенные уравнения равновесия любой оболочки в зоне краевого эффекта.

$$1. \frac{dT_1}{ds} + \frac{Q_1}{R_1} = 0$$

$$2. \frac{T_1}{R_1} + \frac{T_2}{R_2} - \frac{dQ_1}{ds} = P_3$$

$$3. Q_1 = \frac{dM_1}{ds}$$

Разделим напряжения состояние на безмоментное и крайовой эффект.

$$T_1 = T_{10} + T_{1к}, \quad T_2 = T_{20} + T_{2к} \quad \text{и} \quad Q_1 = Q_k, \quad M_1 = M_k.$$

перемещение $w = w_0 + w_k$.

из второго уравнения

$$\frac{T_{10}}{R_1} + \frac{T_{20}}{R_2} + \frac{T_{1к}}{R_1} + \frac{T_{2к}}{R_2} - \frac{dQ_{1к}}{ds} = P_3$$

Безмоментной теории соответствует уравнение Лапласа.

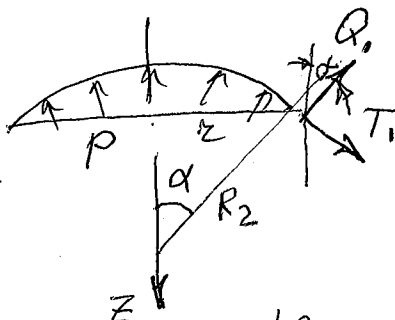
$$\frac{T_{10}}{R_1} + \frac{T_{20}}{R_2} = P_3$$

$$\text{Значит } \frac{T_{2к}}{R_2} - \frac{dQ_{1к}}{ds} = 0$$

-3-

Считаем, что $T_{1k} \ll T_{2k}$, поскольку выражение для T_1 целиком с учетом постоянной определено в безэлементной теории.

Это можно показать из рассмотрения равновесия оболочки. $(T_{1k} + T_{10})$



$$2\pi R_2 (T_1 \sin \alpha - Q_1 \cos \alpha) = p \pi R_2^2$$

Разделив решение на безэлементное и крайовой эффект получим

$$T_{1k} = Q_{1k} \cdot \cot \alpha, \text{ но } T_{2k} = R_2 \frac{dQ_1}{ds}$$

Так как $\frac{dQ_1}{ds} \gg Q$ — $T_{2k} \gg T_{1k}$ и $2\pi R_2 T_{10} \sin \alpha = p \pi R_2^2$

Выразим усилия T_{2k} и M_{1k} с переменными или $T_{10} = \frac{p R_2^2}{2}$

$$T_{1k} = \frac{Eh}{1-\mu^2} (\epsilon_{1k} + \mu \epsilon_{2k})$$

$$T_{2k} = \frac{Eh}{1-\mu^2} (\epsilon_{2k} + \mu \epsilon_{1k})$$

из Лапласа $\frac{2}{R_2} = \frac{1}{R_1} \left(p - \frac{T_{10}}{R_1} \right) =$
 $= p R_2 \left(1 - \frac{R_2}{2 R_1} \right) = T_{10} \left(2 - \frac{R_2}{R_1} \right)$

Считая $T_{1k} \approx 0$ имеем $\epsilon_{1k} = -\mu \epsilon_{2k}$ и

$$T_{2k} = \frac{Eh}{1-\mu^2} (\epsilon_{2k} - \mu^2 \epsilon_{2k}) = Eh \epsilon_{2k} = Eh \frac{w_k}{R_2}$$

из 3 уравнений равновесия

$$Q_{1k} = -D \frac{d^3 w_k}{ds^3}$$

Подставив эти выражения в преобразованное второе уравнение равновесия, получаем

$$\frac{d^4 w_k}{ds^4} + 4\eta^4 w_k = 0 \quad \text{где } 4\eta^4 = \frac{Eh}{DR_2^2}$$

Решение, отсчитывая от каждого края оболочки применяется в виде для достаточно длинного перигиона

$$w_k = C_1 e^{-\eta s} \sin \eta s + C_2 e^{-\eta s} \cos \eta s$$

и представляет сумму двух затухающих функций.

Так же, как для цилиндрической оболочки амплитудное значение затухающих перемещений w определяется функцией $e^{-\eta s}$

Оценим затухание этой функции на отрезке Δs , считая, что $\eta R = 3$. В этом случае $e^{-3} \approx 0,05$, т.е. на длине Δs амплитуда уменьшается, составив 5% от её значения в начале отрезка.

Из предыдущей формулы для η получим

$$\eta = \frac{\sqrt[4]{3(1-\mu^2)}}{\sqrt{hR_2}} \quad \frac{\Delta s}{R_1} = \frac{3}{\eta R_1} = \frac{3 \sqrt{hR_2}}{\sqrt[4]{3(1-\mu^2)} \sqrt{R_1}} = 2,33 \sqrt{\frac{h}{R_1}} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$$

следовательно, относительная длина отрезка Δs

$$\alpha = \frac{\Delta s}{R_1} = \frac{3}{\eta R_1} = \frac{3}{\sqrt[4]{3(1-\mu^2)}} \sqrt{\frac{h}{R_1}} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = 2,33 \sqrt{\frac{h}{R_1}} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$$

этого затухания.

Для сферической оболочки $R_1 = R_2 = R$

и $\frac{\Delta s}{R} = 2,33 \sqrt{\frac{h}{R}}$, т.е. выражение практически не отличается от ранее полученного для цилиндрической оболочки.

Для торовой оболочки $\frac{R_2}{R_1} = \frac{0}{R_1 \sin \alpha} + 1$. Следовательно, при одних и тех же значениях h/R_1 длина зоны увеличивается, если увеличивается $0/R_1$, или уменьшается угол α .

Следует иметь в виду, что рассуждения справедливы, если $35^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$.

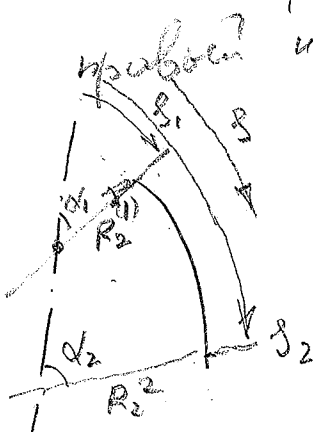
Рассказать о двух торцах левой и правой и написать в чертёж s_1 и s_2 направления если одинаковые

$$w = e^{-\eta(s-s_1)} [C_1 \sinh(\eta(s-s_1)) + C_2 \cosh(\eta(s-s_1))]$$

$$\eta_1 = \frac{\sqrt[4]{3(1-\mu^2)}}{\sqrt{hR_2}}$$

$$w = e^{-\eta_2(s_2-s)} [C_3 \sinh(\eta_2(s-s)) + C_4 \cosh(\eta_2(s-s_2))]$$

$$\eta_2 = \frac{\sqrt[4]{3(1-\mu^2)}}{\sqrt{hR_2}}$$



2) По формулам расчета оболочек с учетом краевого эффекта:

1. Используя безмоментную теорию, определим усилия T_{10} и T_{20}
2. Закон Гука определяет деформации

$$\epsilon_{10} = \frac{1}{Eh} (T_{10} - \mu T_{20}), \quad \epsilon_{20} = \frac{1}{Eh} (T_{20} - \mu T_{10})$$

3. Используя деформационные соотношения находим безмоментные перемещения W_0 и W_{00} постоянные, входящие в выражения для W_0 и T_{10} удовлетворяют граничным условиям на одном из краев оболочки.
4. Записываем полное выражение для перемещений $W = W_0 + W_k$ для каждого края находим постоянные C_1 и C_2 .
5. Определяем усилия и моменты

$$T_1 = T_{10}, \quad T_2 = T_{20} + T_{2k}, \quad M_1 = M_{1k}, \quad M_{2k} = \mu M_{1k}$$

усилие Q_1 из уравнения равновесия,

6. Находим максимальные напряжения

$$\sigma_{1MAX} = \frac{T_1}{h} + \frac{6M_1}{h^2}, \quad \sigma_{2MAX} = \frac{T_2}{h} + \frac{6M_2}{h^2}$$

Для цилиндрической оболочки решение краевого эффекта запишем в форме

$$W_k = C_1 e^{-\kappa x} \sin \kappa x + C_2 e^{-\kappa x} \cos \kappa x,$$

где x отсчитывается от левого или правого края оболочки

$$\kappa = \frac{Eh}{DR^2}$$

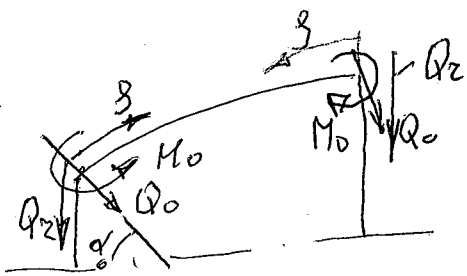
аналогично решение для конической оболочки

$$W_k = C_1 e^{-\lambda x} \sin \lambda x + C_2 e^{-\lambda x} \cos \lambda x$$

где x - отсчитывается от левого или правого края оболочки вдоль образующей, где

$$\lambda = \frac{Eh}{DR_2^2}$$

3) Изгиб оболочки нагруженной на заделке торце перерезывающей силой и моментом



Решение этой задачи удобно пользоваться при расчете сопряжения оболочек и шпангоута.

граничные условия при $z=0$
 $M_0 = -D_0 W''$, $Q_0 = -D W'''$

Проверка дифференцирование выражений

$$W_k = C_1 e^{-\eta z} \sin \eta z + C_2 e^{-\eta z} \cos \eta z$$

и, используя граничные условия, можно выразить постоянные C_1 и C_2 через моменты M_0 и усилие Q_0

$$C_1 = -\frac{Q_0 + \eta M_0}{2\eta^3 D} \quad C_2 = \frac{M_0}{2\eta^2 D}$$

Перемещение в районе краевого торсента имеет вид, подобный ранее найденным для цилиндрической оболочки.

$$W_k = -\frac{1}{2\eta^3 D} (\eta M_0 \psi(\eta z) + Q_0 \theta(\eta z))$$

углы поворота нормали

$$\vartheta = -\frac{dW}{dz} = -\frac{1}{2\eta^2 D} (2\eta M_0 \theta(\eta z) + Q_0 \psi(\eta z))$$

изгибающий момент

$$M_1 = \frac{1}{\eta} (\eta M_0 \psi(\eta z) + Q_0 \zeta(\eta z))$$

Перерезывающая сила

$$Q_1 = - (2\eta M_0 \zeta(\eta z) - Q_0 \psi(\eta z)),$$

где введенные следующие обозначения,

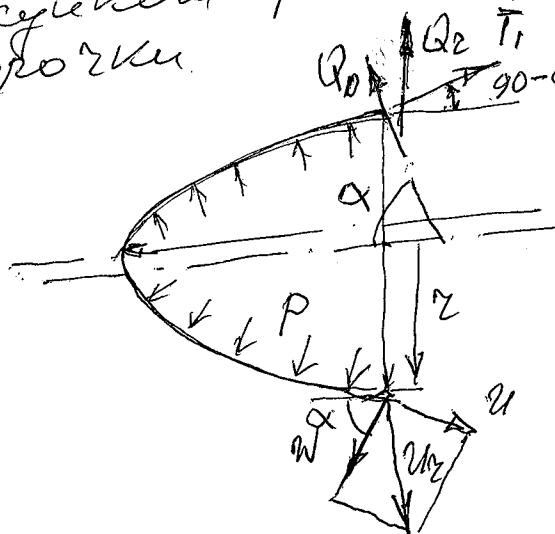
$$\varphi(\eta\delta) = e^{-\eta\delta} (\cos \eta\delta + \sin \eta\delta)$$

$$\psi(\eta\delta) = e^{-\eta\delta} (\cos \eta\delta - \sin \eta\delta)$$

$$\theta(\eta\delta) = e^{-\eta\delta} \cos \eta\delta, \quad \zeta(\eta\delta) = e^{-\eta\delta} \sin \eta\delta$$

Для сопряжения оболочек и шпангоута удобно ввести радиальное перемещение u и усеченное, направленное перпендикулярно оси симметрии, оболочек w .

В соответствии с вышеизложенным рассмотрим рассечение отсеченной части оболочки $Q_0 = Q_1 - Q_2$ - это раньше



$$p\pi R^2 = T_1 2\pi R \sin \alpha - Q_0 \cos \alpha \cdot 2\pi R$$

Разделим соотношение на безразмерное и краевое воздействие, считая, что

$$T_{10} = p\pi R^2 / 2\pi R \sin \alpha = \frac{pR}{2 \sin \alpha}$$

следовательно, считая $p = T_{10} \sin \alpha - Q_0 \cos \alpha = 0$

$$T_{10} \sin \alpha - Q_0 \cos \alpha = 0$$

$$T_{10} = Q_0 \operatorname{ctg} \alpha \quad \leftarrow \text{это было}$$

Разделяющее усечение

$$Q_z = Q_0 \sin \alpha + T_{10} \cos \alpha = Q_0 \sin \alpha + Q_0 \cos \alpha \operatorname{ctg} \alpha$$

Следовательно

$$Q_z = Q_0 / \sin \alpha$$

это радиальное составляющее от краевого воздействия

Радиальное перемещение, связанное с краевым воздействием

$$u_z = \varepsilon_{zk} \cdot r = \frac{w_k r}{R_z} = w_k \sin \alpha \quad \text{здесь тоже, что с } Q_z$$

В радиальных усечениях и перемещениях необходимо учесть безразмерное составляющее

Безразмерная составляющая радиального усечения возникает за счет проекции меридианального усечения на радиус поперечного сечения

Для любой оболочки безмоментные периферические усиления

с учетом этого второе выражение для радиального усиления

$$Q_{rz} = \frac{Q_0}{2 \sin \alpha} + \frac{PR_2}{2} \cos \alpha$$

Очень часто при стыковке оболочки со стенкой учитывают разделение радиального усиления от краевого усиления и безмоментного усиления T_{10} .

Радиальное перемещение связанное с безмоментными усилениями

$$u_{r20} = \epsilon_{20} r = \frac{PR_2^2 \sin \alpha}{2 E h} (T_{20} - \mu T_{10}) = \frac{PR_2^2 \sin \alpha}{2 E h} (2 - \frac{R_2}{R_1} - \mu)$$

Такое радиальное перемещение,

$$u_{rz} = \frac{PR_2^2 \sin \alpha}{2 E h} (2 - \frac{R_2}{R_1} - \mu) + W_k \sin \alpha$$

Подставив выражение для W_k получим

$$u_{rz} = \frac{PR_2^2 \sin \alpha}{2 E h} (2 - \frac{R_2}{R_1} - \mu) - \frac{\sin \alpha}{2 \eta^3 D} (\eta M_0 \psi(\eta r) + Q_0 \theta(\eta r))$$

При сопряжении с краевым краевым перемещением удобно считать направление усиления Q_0 и момента M_0 , а также разделение усиления Q_z таким же как на левой торцевой (верхней) кривой. Учитывая смену направления отсчета z и силы Q_0 предположим формулы остаются неизменными.

Таким образом сопряжение со стенкой угол проводим с использованием формул для u_{rz} , Q_{rz} , ψ и M_1 , в которых в зависимости от вида оболочки нужно изменить коэффициент η на k и l , знаменатель конкретную зависимость для радиусов кривизны R_1 и R_2 .

Б) Напряжение шпангоута, работающего совместно с оболочками.

Рассмотрим две оболочки сопряженные шпангоутом.

Будем считать, шпангоут имеет круглое сечение.

Со стороны оболочек на шпангоут действуют силы реакции Q_1' и Q_1'' со стороны оболочек, кроме того шпангоут может быть нагружен собственными силами P и моментом M .

Таким образом суммарные силы $Q_{ш} = Q_1' + Q_1'' + P$ и моменты $M_{ш} = M_1' - M_1'' + M$.

это же уравнение равновесия!

Напряжение шпангоута имеет вид

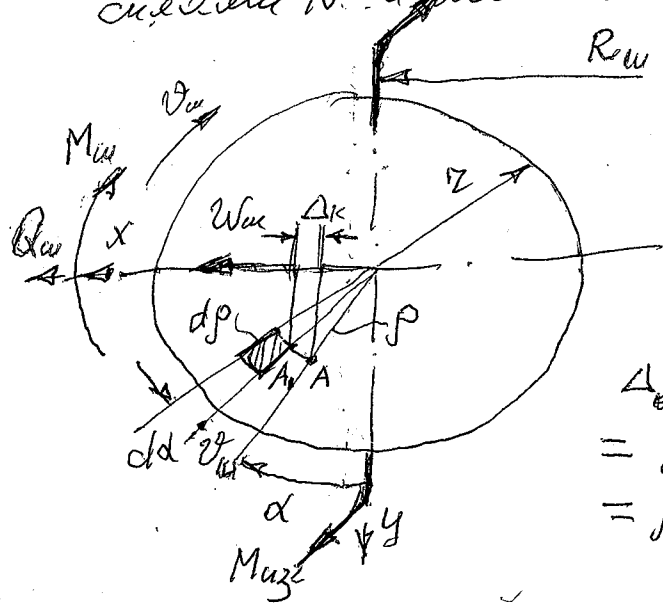
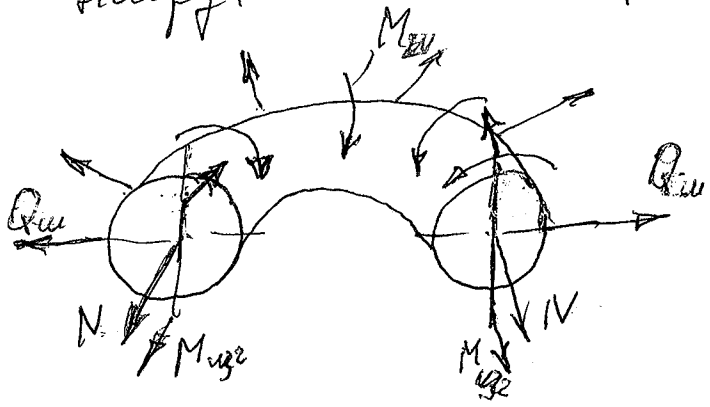
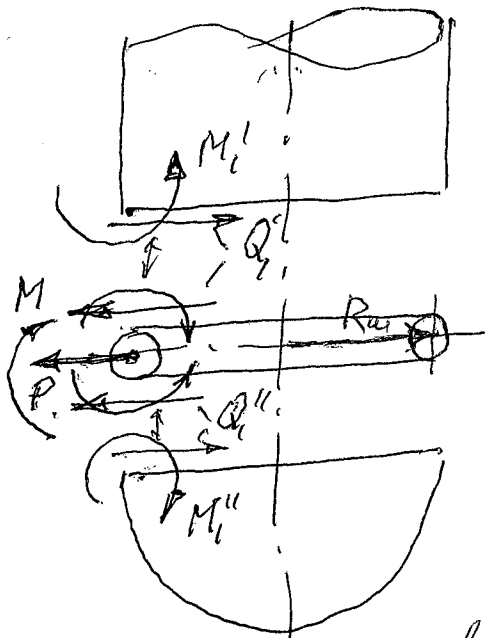
$M_{ш}$ и $Q_{ш}$ - это погонная нагрузка, размерность $[Н]$ и $[Н/м]$

В результате в сечении шпангоута возникает нормальная сила N и изгибающий момент $M_{изг}$ из плоскости шпангоута.

установим связь между $M_{изг}$ и внешней нагрузкой, силой N и моментом $M_{изг}$ и внешней нагрузкой.

В результате скручивающего момента $M_{ш}$ точка A вместе с заштрихованной площадкой перейдет в новое положение на рис. окончательное положение переместится точка A вдоль оси x

$$\Delta = \rho \sin(\alpha + \varphi_{ш}) - \rho \sin \alpha = \rho [\sin \alpha \cos \varphi_{ш} + \sin \varphi_{ш} \cos \alpha - \sin \alpha] = \rho \varphi_{ш} \cos \alpha \text{ если } \cos \varphi_{ш} \approx 1, \sin \varphi_{ш} \approx \varphi_{ш}$$



Считаем окружную деформацию $\varepsilon = \frac{\Delta R_{in}}{R_{in}}$, а
напряжения $\sigma = E\varepsilon = E \frac{1}{R_{in}} \rho \vartheta_{in} \cos \alpha$.
Эти напряжения дают изгибающий
момент

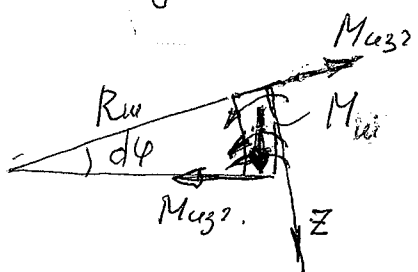
$$M_{изг} = \int_F \sigma \cdot y \, dF = \int_F \underbrace{E \frac{1}{R_{in}} \rho \vartheta_{in} \cos \alpha}_{\sigma} \cdot \underbrace{\rho \cos(\alpha + \vartheta_{in})}_{y} \underbrace{\rho \, d\alpha \, d\beta}_{dF}$$

$$M_{изг} = E \frac{1}{R_{in}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho^3 \vartheta_{in} \cos \alpha (\cos \alpha \cdot \cos \vartheta_{in} - \sin \alpha \sin \vartheta_{in}) \, d\alpha \, d\beta =$$

$$= E \frac{1}{R_{in}^4} \int_0^{2\pi} (\vartheta_{in}^2 \cos^2 \alpha - \vartheta_{in}^2 \sin \alpha \cos \alpha) \, d\alpha = E \frac{\pi \vartheta_{in}^4}{4 R_{in}}$$

$\vartheta_{in}^2 \ll \vartheta_{in}$

С помощью уравнения равновесия враще-
тельной части кольца установим связь
между внешним скручивающим моментом
 $M_{изг}$ и изгибающим моментом $M_{изг}$.



Проекция на Z ось
моментов нулевая

$$M_{изг} d\varphi - M_{изг} d\varphi = 0$$

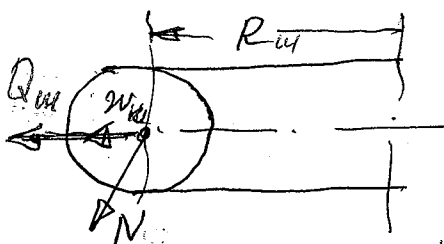
$$M_{изг} = \frac{M_{изг}}{R_{in}} = E \frac{\pi \vartheta_{in}^4}{4 R_{in}}$$

Учитывая, что для круглого сечения
момент инерции относительно оси x

$$J_x = \frac{\pi d^4}{4} = \frac{\pi d^4}{64}$$

уравнение $M_{изг} = E J_x \frac{1}{R_{in}} \vartheta_{in}^4$ является общим
для многоугольников любого поперечного сечения.

Определим связь радиального пере-
мещения кольца w_{in} и силой Q_{in}



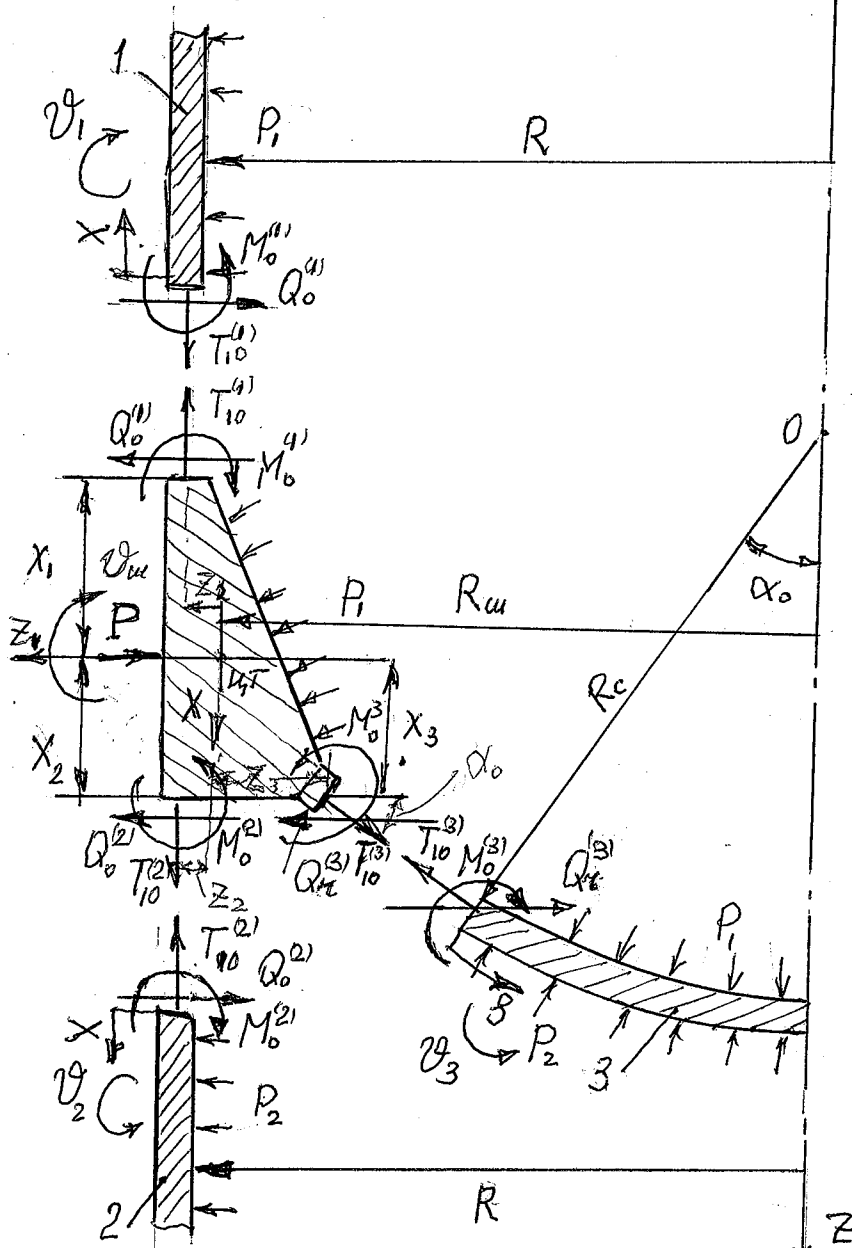
Для одноосного сжатия
кольца

$$\sigma = E\varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{w_{in}}{R_{in}} \rightarrow w_{in} = \frac{\sigma}{E} R_{in} = \frac{N}{E F_{in}} R_{in}$$

из уравнения равновесия поворота
кольца. $N = Q_{in} R_{in}$ значит,

$$Q_{in} = w_{in} \frac{E F_{in}}{R_{in}^2} \quad \text{или} \quad w_{in} = \frac{Q_{in} R_{in}^2}{E F_{in}}$$

б) Сопряжение трех оболочек со шпангоутом



$$w_{ш} = \frac{Q_{ш} R_{ш}^2}{E F_{ш}}$$

$$\vartheta_{ш} = \frac{M_{ш} R_{ш}^2}{E J_x}$$

$Q_{ш}$ и $M_{ш}$ — погонная радиальная сила и скручивающий момент, приложенные к шпангоуту.

$R_{ш}$ и $F_{ш}$ — радиус шпангоута и площадь сечения.

J_x — центральный момент инерции шпангоута относительно оси x шпангоута.

$w_{ш}$ и $\vartheta_{ш}$ — радиальное перемещение и угол поворота шпангоута.

P — погонная сила.

Для определения неизвестных углов и моментов в местах сопряжения оболочек и шпангоута необходимо записать условия совместности перемещений и углов поворота с учетом принятых поочередных направлений.

Положительное радиальное перемещение оболочек и шпангоута направлено от оси симметрии оболочек и перпендикулярно ей. Положительные направления углов поворота, принятые при выводе формул для оболочек показаны на рисунке. Угол поворота сегмента шпангоута считается направленным по часовой стрелке.

Для сопряжения первой оболочки (цилиндрической) и узла шпангоута

$$u_{rz}^{(1)} = W_m + V_m X_1$$

$$V_1 = V_m$$

Для сопряжения второй оболочки (эллиптической) и узла шпангоута

$$u_{rz}^{(2)} = W_m + V_m X_2$$

$$V_2 = -V_m$$

Для сопряжения третьей оболочки (сферической, эллиптической, тороидальной)

$$u_{rz}^{(3)} = W_m + V_m X_3$$

$$V_3 = V_m$$

Перемещения W_m и углы поворота V_m являются одинаковыми для всех точек сопряжения. Это можно использовать для уменьшения числа уравнений.

К геометрическим условиям следует добавить силовые условия сопряжения.

Считая положительными силы, направленные вдоль оси Z , инаоборот, а моменты направленные по часовой стрелке, получим условия и моменты, нагружающие шкатулку:

$$Q_{ш} = Q_0^{(1)} + Q_0^{(2)} + Q_0^{(3)} - T_{10}^{(3)} \cos \alpha_0 + P_1(x_1 + x_2) - P$$

$$M_{ш} = -M_0^{(1)} - M_0^{(2)} - M_0^{(3)} - Q_0^{(1)}x_1 + Q_0^{(2)}x_2 + Q_0^{(3)}x_3 + T_{10}^{(1)}Z_1 - T_{10}^{(2)}Z_2 - T_{10}^{(3)}(x_3 \cos \alpha_0 - Z_3 \sin \alpha_0)$$

Если раз отделим, то это не уравнения равновесия, а суммы сил и моментов, нагружающие шкатулку.

7) Полная система уравнений.

Используя полученные статические выражения, проведя некоторые простые преобразования, получим систему уравнений

$$1) \varphi_1 = -\varphi_2$$

$$2) \varphi_2 = \varphi_3$$

$$3) u_{xz}^{(2)} = u_{xz}^{(1)} + \varphi_1 (x_1 + x_2)$$

$$4) u_{xz}^{(3)} = u_{xz}^{(1)} + \varphi_1 (x_1 + x_3)$$

$$5) (u_{xz}^{(1)} + \varphi_1 x_1) \frac{EF_w}{R_w^2} = Q_0^{(1)} + Q_0^{(2)} + Q_2^{(3)} - T_{10}^{(3)} \alpha_0 + P(x_1 + x_2) - P$$

$$6) \varphi_2 \frac{EI_x}{R_w^2} = M_0^{(1)} - M_0^{(2)} - M_0^{(3)} - Q_0^{(1)} x_1 + Q_0^{(2)} x_2 + Q_2^{(3)} x_3 + T_{10}^{(1)} z_1 - T_{10}^{(2)} z_2 - T_{10}^{(3)} (x_3 \cos \alpha_0 - z_3 \sin \alpha_0)$$

Неизвестными являются $Q_0^{(1)}, M_0^{(1)}, Q_0^{(2)}, M_0^{(2)}$ и $Q_0^{(3)}, M_0^{(3)}$. Все входящее в систему значений углов, перемещений и радиальных сил $Q_2^{(3)}$ выражено через эти неизвестные.

Перемещения и углы поворота шпангоута определяются выражениями

$u_w = u_{xz}^{(1)} + \varphi_1 \cdot x_1, \varphi_w = \varphi_1$
после того, как все неизвестные будут найдены.

Зная крайние значения сил Q_0 и моментов M_0 , по приведенным в тексте формулам можно найти все перемещения, углы поворота и моменты в оболочках с учетом безмоментности соединений.

Затем определяются напряжения.

Меридиональные напряжения для оболочки

$$\sigma_1 = \frac{T_1}{h} \pm \frac{6M_1}{h^2}$$

Причем $T_1 = T_{10}$ определяется по безмоментной теории.

Направленное усилие и моменты определяются по знаку, полученному в результате расчетов.

Окружные напряжения

$$\sigma_2 = \frac{T_2}{h} \pm \mu \frac{6M_1}{h^2}$$

где

$$T_2 = T_{20} + Eh \frac{w_k}{R_2} = T_{20} - \frac{Eh}{R_2} \frac{1}{2\eta^3 D} (\eta M_0 \psi(\eta z) + Q_0 \theta(\eta z))$$

При вычислении усилий граница следует учитывать, что ^{может} потребоваться из-за перепада давления $(p_1 - p_2)$.

Напряжения в шпангоуте равны:

$$\sigma_{ш} = \frac{Q_{ш} R_{ш}}{F_{ш}} \pm \frac{M_{шз} R_{ш}}{J_{шз}} \cdot \ell$$

где $M_{шз} = M_{ш} \cdot R_{ш}$, ℓ - расстояние от центральной оси сечения шпангоута до точки, для которой находится напряжение.

$$Q_{ш} = \frac{EF_{ш}}{R_{ш}^2} w_{ш} = \frac{EF_{ш}}{R_{ш}^2} (\eta z z^{(1)} + \nu^{(1)} x_1)$$

$$M_{ш} = \frac{EJ_{ш}}{R_{ш}^2} \varphi_{ш} = \frac{EJ_{ш}}{R_{ш}^2} \varphi^{(1)}$$

Радиальное перемещение $z z^{(1)}$ и угол поворота $\varphi^{(1)}$ непосредственно определяются после вычисления неизвестных $Q_0^{(1)}$ и $M_0^{(1)}$.