

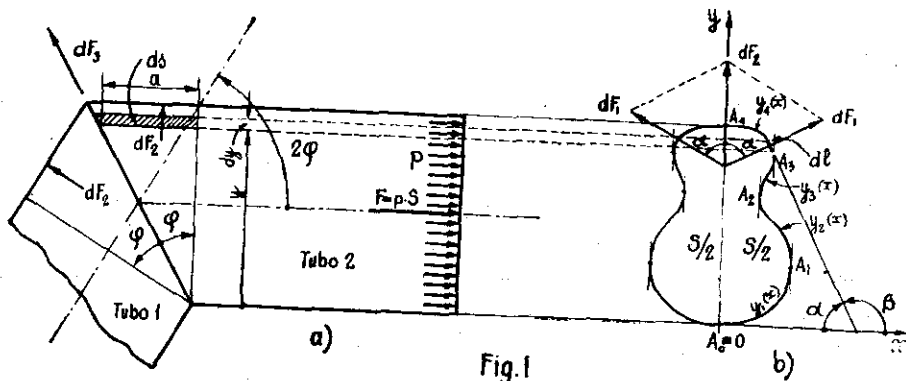
Influência estática da pressão interna numa tubulação qualquer

Eng. A. Carlos de Vasconcelos
(da Secção de Verificação de Estruturas do I.P.T.)

Introdução: — O presente artigo mostra a equivalência entre a pressão interna e as variações de temperatura para o cálculo dos esforços longitudinais numa tubulação qualquer. Para isso demonstraremos que o efeito da pressão interna pode ser substituído por uma força normal atuando, em cada ponto segundo o seu eixo. Essa demonstração pode ser feita de 2 modos: 1.º substituindo o flúido pelas pressões que ele provoca; 2.º seccionando a tubulação e conservando o flúido. Trataremos aqui da demonstração pelo 1.º processo, se bem que pelo 2.º seja muito mais rápida, por apresentar mais detalhadamente os casos particulares e por ser mais intuitiva e mais natural.

1 — Tubo com eixo plano e com um cotovelo (fig. 1).

1. — Tubo com secção transversal simétrica.



A secção transversal do tubo será referida a dois eixos cartesianos ortogonais Ox e Oy , o último coincidindo com o eixo de simetria de secção.

Afim de que as ordenadas de cada ponto de contorno Γ da secção possam ser considerados como função unívoca da abcissa x , é necessário dividi-lo em vários trechos por paralelas a Oy que tangenciam Γ nos pontos de divisão A_1, A_2, \dots . Assim, a cada trecho $A_{i-1} A_i$ corresponderá uma função $y_i(x)$ que estabelece uma correspondência biunívoca entre as abcissas e as ordenadas dos pontos de Γ .

Como o contorno Γ é simétrico em relação a Oy é suficiente considerar apenas a parte correspondente a x positivo.

Deve-se admitir que os trechos $A_{i-1} A_i$ que constituem o contorno sejam curvas contínuas e admitindo tangente em cada ponto, o que corresponde a $y_i(x)$ derivável.

Portanto, de acôrdo com as notações da fig. 1 vem:

$$y'_i(x) = \frac{dy_i}{dx} = \operatorname{tg} \beta = - \operatorname{tg} \alpha$$

$$dl = \frac{dy_i}{\operatorname{sen} \alpha}$$

$$ds = a \cdot dl = a \cdot \frac{dy_i}{\operatorname{sen} \alpha} = y_i \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot \frac{dy_i}{\operatorname{sen} \alpha}$$

$$dF_1 = p \cdot ds$$

$$dF_2 = 2 dF_1 \cdot \cos \alpha$$

$$dF_2 = 2 dF_1 \cdot \cos \varphi = 4 p \cdot \frac{\operatorname{sen} \varphi}{\operatorname{tg} \alpha} \cdot y_i \cdot dy_i = 4 p \operatorname{sen} \varphi \cdot \frac{y_i dy_i}{-y'_i}$$

$$R = \int dF_2 = \sum_1^n \int_{A_{i-1}}^{A_i} 4 p \operatorname{sen} \varphi \cdot \frac{y_i dy_i}{-y'_i} = 4 p \operatorname{sen} \varphi \sum_1^n \int_{A_{i-1}}^{A_i} -y_i dx =$$

$$= 4 p \operatorname{sen} \varphi \cdot \frac{S}{2} = 2 \cdot F \cdot \operatorname{sen} \varphi$$

sendo $F = p \cdot S$

Compondo \vec{F} com \vec{R} obtem-se a força \vec{R}' que age sôbre o tubo 1.

$$R'^2 = R^2 + 2FR \cos \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right) =$$

$$= (2F \operatorname{sen} \varphi)^2 + F^2 - 2F(2F \operatorname{sen} \varphi) \operatorname{sen} \varphi =$$

$$= F^2$$

*. $R' = F$ independentemente de φ

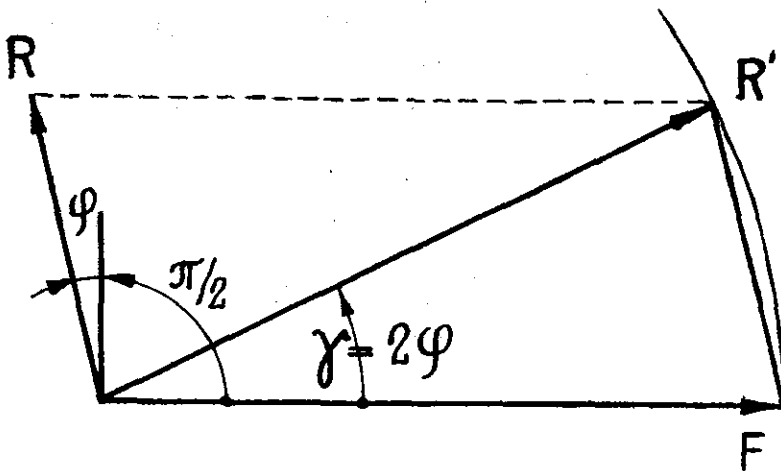


Fig. 2

O ângulo γ (fig. 2) que \vec{R}' faz com que \vec{F} é obtido projetando \vec{R} e \vec{R}' na direção de \vec{F} :

$$R' \cos \gamma = F - R \sin \varphi$$

$$** \cos \gamma = 1 - 2 \sin^2 \varphi = \cos 2\varphi$$

$$** \gamma = 2\varphi$$

2. — Tubo com secção transversal qualquer, constante

Adotando os mesmos eixos Ox e Oy , é necessário considerar não só os pontos A_i correspondentes a x positivo, como também os pontos B_i correspondentes a x negativo (fig. 3)

Decompondo dF_1 segundo Ox e Oy vem:

$$dF_{1x} = dF_1 \cdot \sin \alpha$$

$$dF_{1y} = dF_1 \cdot \cos \alpha$$

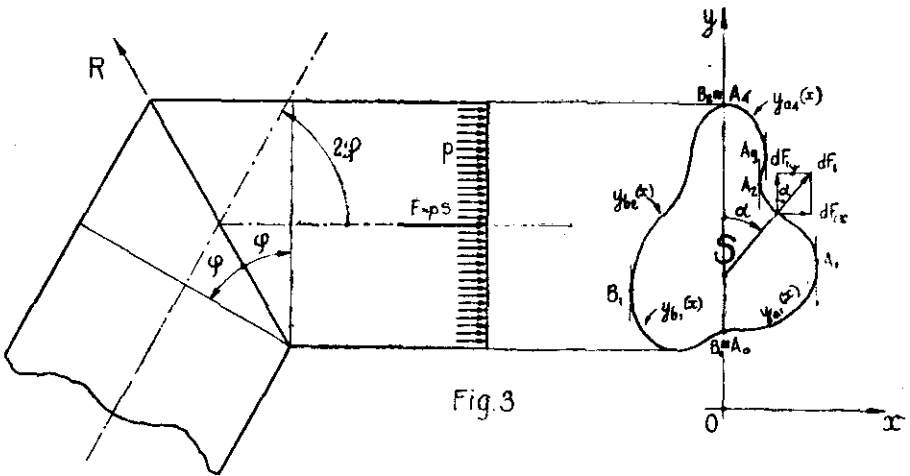


Fig. 3

As funções $y_i(x)$ correspondentes aos trechos $A_{i-1}A_i$ e $B_{i-1}B_i$ ($A_0 = B_0$, $A_n = B_m$) serão designadas respectivamente por $y_{ai}(x)$ e $y_{bi}(x)$. Admite-se ainda aqui, que o contorno Γ seja uma curva contínua possuindo tangente em cada ponto.

A resultante das componentes dF_{1y} segundo Oy é:

$$R_1 = \sum_1^n \int_{A_{i-1}}^{A_i} 2p \sin \varphi \frac{y_{ai} dy_{ai}}{y'_{ai}} + \sum_1^m \int_{B_{i-1}}^{B_i} 2p \sin \varphi \frac{y_{bi} dy_{bi}}{y'_{bi}} =$$

$$= 2p \sin \varphi \cdot S = 2F \cdot \sin \varphi$$

A resultante das forças segundo Ox é:

$$R_2 = \int dF_{1x} = \sum_1^n \int_{A_{i-1}}^{A_i} p \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot y_{ai} dy_{ai} - \sum_1^m \int_{B_{i-1}}^{B_i} p \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot y_{bi} dy_{bi} =$$

$$= p \cdot \operatorname{tg} \varphi \left[\frac{y_{an}^2 - y_{a0}^2}{2} - \frac{y_{bm}^2 - y_{b0}^2}{2} \right] = 0$$

Portanto, $\vec{R} = \vec{R}_1 + \vec{R}_2 = \vec{R}_1$; $R = R_1 = 2F \cdot \sin \varphi$

Logo, tendo R o mesmo valor que no caso anterior e sendo ainda aqui $F = p.S$ decorre que $R' = F$ e $\gamma = 2 \varphi$

II — Tubo cujo eixo é uma curva qualquer

Seja agora o caso de uma tubulação de secção transversal constante cujo eixo é uma curva contínua (fig. 4), reversa em geral, submetida a uma pressão interna p .

Supõe-se que a secção transversal do tubo seja de forma qualquer, de área S , e que a secção terminal esteja fechada.

1. — Elemento adjacente à secção terminal.

Seja O o traço da reta (normal ao plano da figura) constituída pelos centros de curvatura das geratrizes do tubo nos pontos correspondentes à secção terminal.

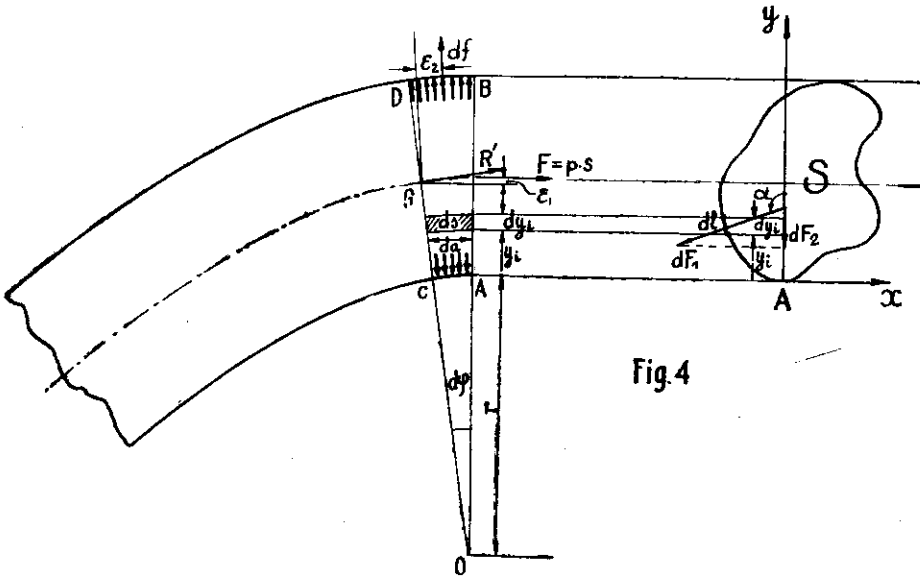


Fig. 4

Considerando uma secção transversal infinitamente vizinha da secção terminal e formando com a mesma um ângulo $d\varphi$ vem, de acôrdo com a notação da fig. 4:

$$da = (r + y_i) d\varphi$$

$$dl = \frac{dy_i}{\text{sen } \alpha}$$

$$ds = (r + y_i) d\varphi. dl = (r + y_i) d\varphi. \frac{dy_i}{\text{sen } \alpha}$$

$$dF_1 = p. ds$$

$$dF_2 = dF_1 \cos \alpha = p (r + y_i) d\varphi. \frac{dy_i}{-y'_i}$$

$$df = \int dF_2 = p \, d\varphi \int (r + y) \frac{dy}{-y'} = p \, d\varphi \left[r \int \frac{dy}{-y'} + \int \frac{y \, dy}{-y'} \right] +$$

$$= p \, d\varphi \cdot S = F \cdot d\varphi$$

$$R'^2 = F^2 + (df)^2 + 2F \cdot df \cdot \cos \left(\frac{d\varphi}{2} + \frac{\pi}{2} \right) \cong$$

$$\cong F^2 \left[1 + (d\varphi)^2 - 2 \, d\varphi \cdot \frac{d\varphi}{2} \right] = F^2$$

a menor de infinitésimos de 3.^o ordem,

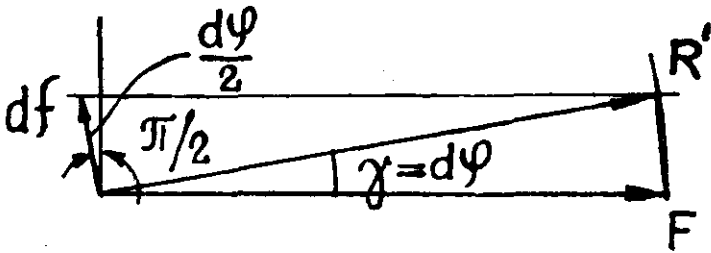


Fig. 5

* * $R' = F$ independente de $d\varphi$. Do mesmo modo que nos casos anteriores, verifica-se que $\gamma = d\varphi$.

Verifica-se facilmente que o momento das forças \vec{df} e \vec{F} em relação a G , centro de gravidade da secção CD é dado por:

$$dM = r \cdot F \cdot \text{sen} \frac{d\varphi}{2} \left[d\varphi - 2 \text{sen} \frac{d\varphi}{2} \right]$$

donde, a menos de infinitésimos de 2.^a ordem:

$$dM = 0$$

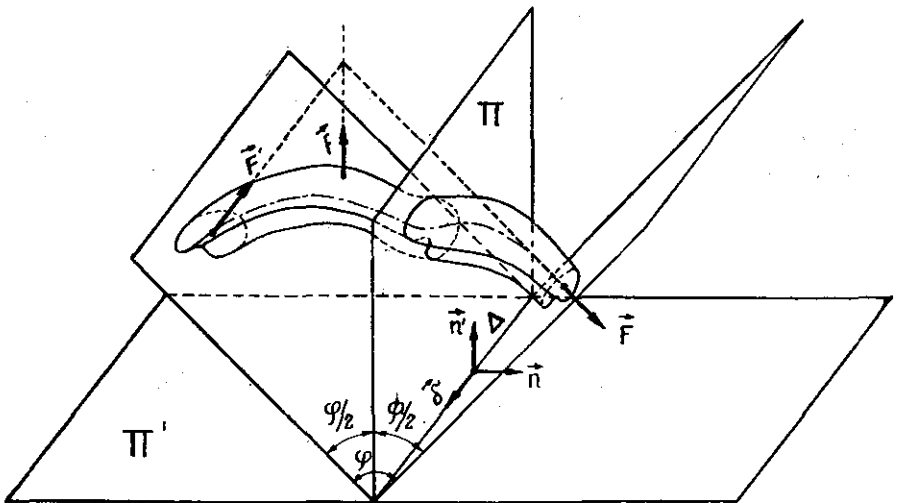


Fig. 6

2. — Tubulação completa.

a — Secção constante

Consideremos os 2 planos das secções extremas na tubulação. Suponhamos que estes dois planos não sejam paralelos, caso contrário dividiríamos a tubulação em duas partes e faríamos o estudo de cada uma delas separadamente (*). Seja φ o ângulo desses dois planos, Δ a sua intersecção, π o plano bissetor interno e π' o plano bissetor externo, como indica a fig. 6.

Vamos demonstrar que a resultante f das forças que ágem sobre a superfície lateral da tubulação é normal ao plano bissetor π' .

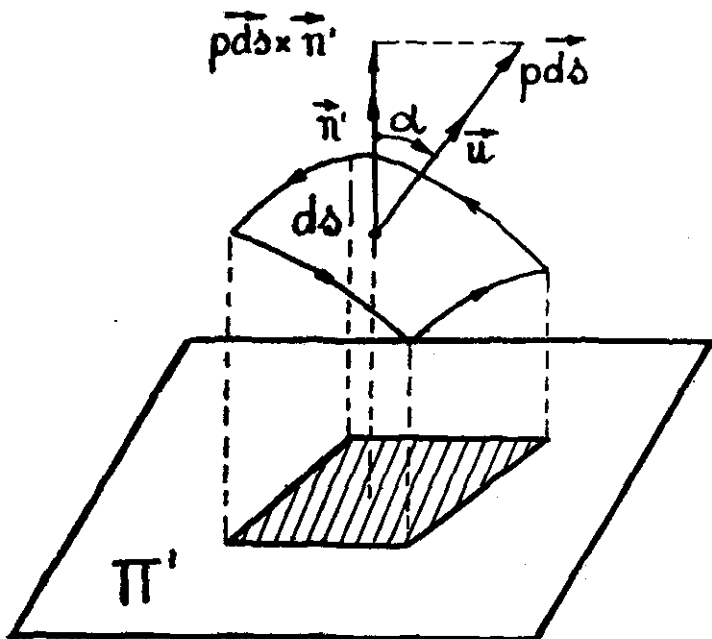


Fig. 7

Suponhamos que todos os elementos ds da superfície lateral da tubulação sejam orientados pelo versor u da normal externa e caracterizados pelo vetor $\vec{ds} = u \cdot ds$. A força elementar que atua sobre ds , devida à pressão interna é $p \cdot ds$. Projeteamos esta força sobre a normal n' ao plano π' :

$$\text{proj}_{n'} p \cdot ds = p \cdot ds \times n' = p \cdot ds \cdot \cos \alpha = p \cdot \text{proj}_{\pi'} ds$$

Chamando f_n a projeção de f sobre n' , obtemos:

$$f_n = \vec{f} \times \vec{n}' = \int p \cdot ds \cdot \cos \alpha = p \cdot S \cdot \sin \frac{\varphi}{2} + p \cdot S \cdot \sin \frac{\varphi}{2} = F \cdot 2 \sin \frac{\varphi}{2}$$

(sup. lat.)

sendo S a área da secção normal da tubulação.

(*) Se para qualquer trecho considerado esses planos fossem paralelos a tubulação seria retilínea e o problema, imediato.

Analogamente, projetando as mesmas forças sobre a normal \vec{n} ao plano π :

$$f_n = \vec{f} \times \vec{n} = p.S. \cos \frac{\varphi}{2} - p.S. \cos \frac{\varphi}{2} = 0$$

e projetando sobre $\vec{\delta}$ ($\vec{\delta}$ = versor de Δ):

$$f_\delta = \vec{f} \times \vec{\delta} = 0$$

Portanto a força \vec{f} é normal a π' :

$$\vec{f} = f_n' \cdot \vec{n}' = F \cdot 2 \operatorname{sen} \frac{\varphi}{2} \cdot \vec{n}'$$

Compondo \vec{F} , força que atua na secção terminal, com \vec{f} obtemos:

$F' = F$, independentemente de φ (fig. 8), e $\gamma = \varphi$.

Afim de demonstrar que a força $\vec{f} + \vec{F}$ não produz momento na secção engastada, dividamos a tubulação pelos pontos em que o eixo sofre inflexões e por outros pontos *arbitrariamente escolhidos*, com a condição de que os planos das secções extremas de cada trecho formem ângulos $\varphi_i \neq 0$.

Estudemos cada um destes trechos, um dos quais está representado na figura 9 em

duas projeções. Seja f_i a força que age na superfície lateral deste trecho. Decomponhamos \vec{f}_i em duas partes, uma f_{ia} relativa à parte situada à direita do plano bissetor π' e outra f_{ie} relativa à parte situada à esquerda deste plano. Estas componentes de f_i são aplicadas em pontos situados respectivamente nas mesmas linhas de ação que \vec{F} e \vec{F}' .

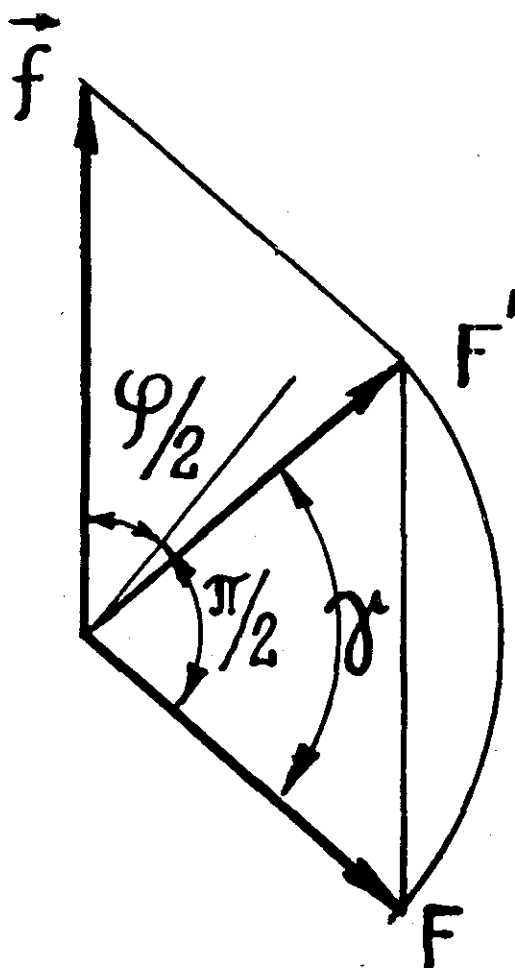


Fig. 8

Do mesmo modo que fizemos para \vec{F} verificamos que \vec{f}_{ia} possui as seguintes componentes segundo \vec{n}_i , \vec{n}'_i , e $\vec{\delta}_i$, sendo $\vec{\delta}_i$ o versor de Δ_i (fig. 6), o índice i indicando que se trata unicamente do trecho da fig. 9:

$$\vec{f}_{ia} \times \vec{n}_i = -F \cdot \cos \frac{\varphi_i}{2}$$

$$\vec{f}_{ia} \times \vec{n}'_i = F \cdot \sen \frac{\varphi_i}{2}$$

$$\vec{F}_{ia} \times \vec{\delta}_i = 0$$

As componentes de \vec{F} , são:

$$F_{ni} = \vec{F} \times \vec{n}_i = F \cdot \cos \frac{\varphi_i}{2}$$

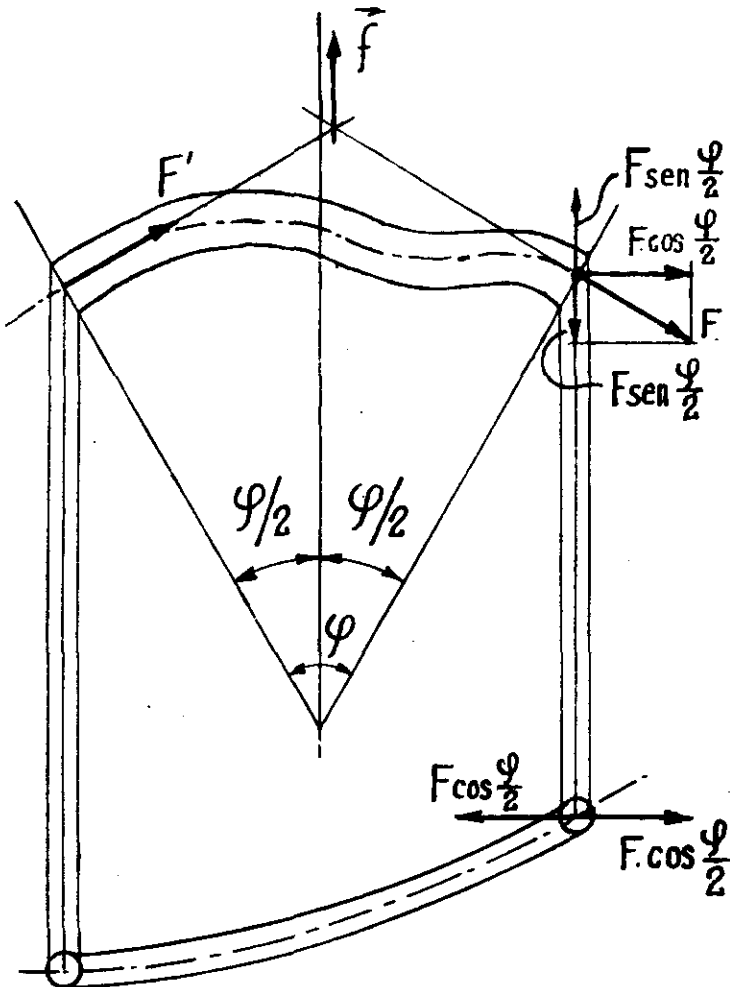


Fig. 9

$$F_{ni} = \vec{F} \times \vec{n}'_i = - F \cdot \text{sen } \frac{\varphi_i}{2}$$

$$F_{\delta i} = \vec{F} \times \vec{\delta}_i = 0$$

Vemos portanto que $\vec{F} = - f_{ia}$ e suas linhas de ação coincidem.

Segue-se então que a força $\vec{F} + f_{ia}$ não produz momentos em secção alguma do tubo, e $\vec{F} + f$ não produz momento na secção de engastamento.

Considerando a tubulação completa verificamos que para efeito de cálculo dos esforços é lícito corta-la numa secção qualquer, perpendicularmente ao eixo e substituir a parte retirada por uma força normal $F = p \cdot S$ sendo p a pressão interna na tubulação e S a área da secção transversal.

b - Secção variável

No caso da secção variável a demonstração se repete integralmente com a diferença de que agora não temos mais $S = \text{const.}$

Seja $S_e =$ área da secção transversal na extremidade da tubulação
 $S_o =$ " " " no engastamento da tubulação

Repetindo a demonstração feita em a) obtemos:

$$f_n = p \cdot S_e \cdot \text{sen } \frac{\varphi}{2} + p \cdot S_o \cdot \text{sen } \frac{\varphi}{2} = p \cdot (S_e + S_o) \cdot \text{sen } \frac{\varphi}{2}$$

$$f_n = p \cdot S_e \cdot \cos \frac{\varphi}{2} - p \cdot S_o \cdot \cos \frac{\varphi}{2} = p \cdot (S_e - S_o) \cdot \cos \frac{\varphi}{2}$$

$$f_{\delta} = 0$$

Portanto f é normal a Δ :

$$\vec{f} = f_n \cdot \vec{n} + f_n' \cdot \vec{n}' = p \cdot (S_e - S_o) \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \vec{n} + p (S_e + S_o) \text{sen } \frac{\varphi}{2} \cdot \vec{n}'$$

Compondo \vec{F} , de componentes:

$$F_n' = - p \cdot S_o \cdot \text{sen } \frac{\varphi}{2}$$

$$F_n = p \cdot S_o \cdot \cos \frac{\varphi}{2}$$

$$F_{\delta} = 0$$

com f , obtemos a força \vec{F}' , de módulo, $F' = p \cdot S_e$ e de componentes:

$$F_n' = p \cdot S_e \cdot \text{sen } \frac{\varphi}{2} = F' \cdot \text{sen } \frac{\varphi}{2}$$

$$F'_n = p \cdot S_e \cdot \cos \frac{\varphi}{2} = F' \cdot \cos \frac{\varphi}{2}$$

$$F'_s = 0$$

que representa justamente uma força normal ao plano da secção de engastamento.

Agora não temos mais $F' = F$ mas sim

$$F' = \frac{S_e}{S_o} \cdot F$$

e F' deriva de F por rotação de $\gamma = \varphi$ e multiplicação por S_e/S_o .

Analogamente verifica-se que $\vec{F}' + \vec{f}$ não produz momento na secção de engastamento.

NOTA: — Aplicando os resultados obtidos no estudo de tubos com cotovelo, verifica-se que para a demonstração acima não há necessidade das secções extremas serem normais ao eixo da tubulação

CONCLUSÃO — Numa tubulação qualquer, de eixo tri-dimensional, no caso mais geral, de secção variável ou não, engastada numa das extremidades e em balanço na outra, que é fechada, submetida apenas à pressão interna, o efeito em cada secção reta reduz-se apenas a uma tração segundo o eixo, igual a $F = p S$ sendo p a pressão interna e S a área da secção considerada.

APLICAÇÕES:

1) Sejam A e B os centros de gravidade das secções engastada e em balanço respectivamente da tubulação estudada anteriormente, submetida a uma pressão interna p . Sejam ainda $\overline{AB} = l$, $S =$ área da secção normal interna do tubo, suposta constante.

Por efeito da pressão interna o ponto B se desloca, ocupando no estado deformado a posição B' .

Pelo estudo anterior, conclui-se que o deslocamento de B para B' dá-se no prolongamento de AB .

$\sigma_l = \frac{p \cdot S}{a} =$ tensão longitudinal ($a =$ área da secção transversal do tubo)

$\sigma_{te} =$ tensão circunferencial [$k = \frac{2e}{D_i}$, $D_i =$ diâmetro interno, $e =$ espessura do tubo (*)]

$$\varepsilon = \frac{1}{E} (\sigma_l - \nu \sigma_{te}) = \frac{p}{E} \left(\frac{S}{a} - \nu \frac{2}{2k + k^2} \right)$$

$$\overline{BB'} = \Delta l = \varepsilon l = \frac{pl}{E} \left(\frac{S}{a} - \nu \frac{2}{2k + k^2} \right)$$

(*) — V. "Determinação de tensões em tubos cintados com tensão inicial" por L.A.P. Lima e J. F. Silva Junior, Boletim n.º 32 do I.P.T., Junho de 1946, S. P.

Portanto, calcula-se a deformação do tubo do mesmo modo que para uma elevação de temperatura:

$$\Delta l_t = \alpha \cdot \Delta t \cdot l$$

bastando substituir nesta fórmula

$$\Delta t \text{ por } \frac{\varepsilon}{\alpha} = \frac{p}{E\alpha} \left(\frac{S}{a} - \nu \frac{2}{2k + k^2} \right)$$

Poder-se-ia também fazer a substituição:

$$\Delta t \text{ por } \frac{p}{k} = p \text{ } ^\circ\text{C} \quad (k = 1 \text{ kg/cm}^2/\text{ } ^\circ\text{C})$$

$$\alpha \text{ por } \frac{k}{E} \left(\frac{S}{a} - \nu \frac{2}{2k + k^2} \right) (\text{ } ^\circ\text{C})^{-1}$$

Se S não fosse constante, tudo se passaria como se tivéssemos em cada secção, um α diferente, isto é, tudo se passa como se o material do tubo, homogêneo para cada secção, diferisse de uma secção para outra.

O cálculo far-se-ia do mesmo modo que para uma elevação de temperatura.

Neste caso teríamos em geral uma componente de BB' segundo AB e outra segundo uma normal a AB .

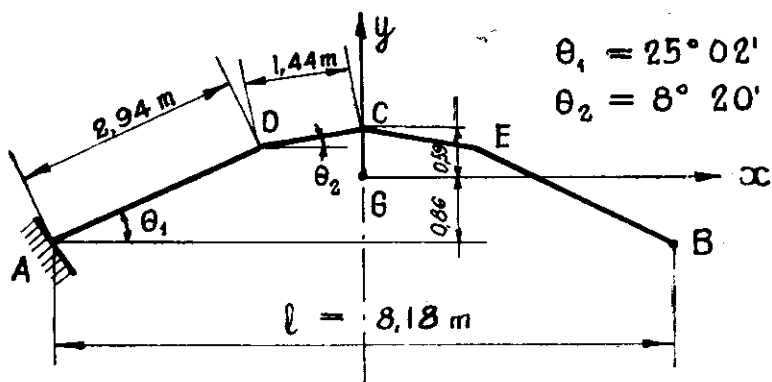


Fig. 10

EXEMPLO:

Consideremos a tubulação da fig. 10 com os seguintes característicos:

Material: aço

$$E = 2\ 110\ 000 \text{ kg/cm}^2$$

$$G = 811\ 500 \text{ kg/cm}^2$$

$$\nu \cong 0,3 \text{ (coeficiente de Poisson)}$$

Diâmetros:

$$D_e = 100,92 \text{ cm}$$

$$D_i = 91,40 \text{ cm}$$

$$e = \text{espessura} = 1/2 (D_e - D_i) = 4,76 \text{ cm}$$

$$k = 2e/D_i = 0,104$$

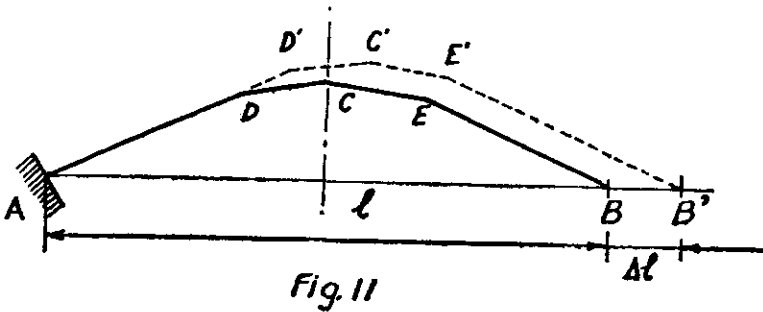
Áreas:

$$S = \frac{\pi D_i^2}{4} = 6561 \text{ cm}^2$$

$$S_o = a = \frac{\pi}{4} (D_e^2 - D_i^2) = 1438 \text{ cm}^2$$

Momento de inércia (relativo a um diâmetro):

$$J = 1,666 \cdot 10^6 \text{ cm}^4$$



Coefficiente α (influência da força cortante): $\alpha = 1,997$

Coefficiente de dilatação térmica: $\alpha = 11,9 \cdot 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$

Determinar os diagramas de momentos fletôres, forças normais e forças cortantes, provenientes de um aumento de temperatura $\Delta t = 10^\circ\text{C}$ e de uma pressão interna $p = 100 \text{ kg/cm}^2$.

$$\frac{E}{\alpha} = \frac{p}{E\alpha} \left(\frac{S}{a} - \nu \frac{2}{2k + k^2} \right) = \frac{100}{2,11 \times 10^6} = 11,9 \cdot 10^{-6}$$

$$\left(\frac{6561}{1438} - 0,3 \frac{2}{2 \times 0,104 + 0,104^2} \right) \cong 7,2^\circ\text{C} (*)$$

Tudo se passa como se a elevação de temperatura fosse:

$$\Delta t' = 10 + 7,2 = 17,2^\circ\text{C}$$

O cálculo será feito por meio da energia de deformação porque, em se tratando de uma estrutura vasada, a força normal e a força cortante têm grande influência.

Se não existisse o esgastamento B, o deslocamento BB' seria (fig. 11):

$$\overline{BB'} = \Delta l = \alpha \Delta t' \cdot l = 11,9 \times 10^{-6} \times 17,2 \times 818 = 0,167 \text{ cm}$$

(*) — Os valores de $k^2 = 2: (2k + k^2)$ acham-se tabelados na publicação citada.

Para impedir este deslocamento aplicamos no centro de gravidade da poligonal $ADCEB$, suposto ligado a B por meio de uma barra rígida, os esforços H, V e M_0 (fig. 12). Como o deslocamento Δl se dá na direção de AB , das incógnitas hiperestáticas H, V e M_0 a única diferente de zero é H .

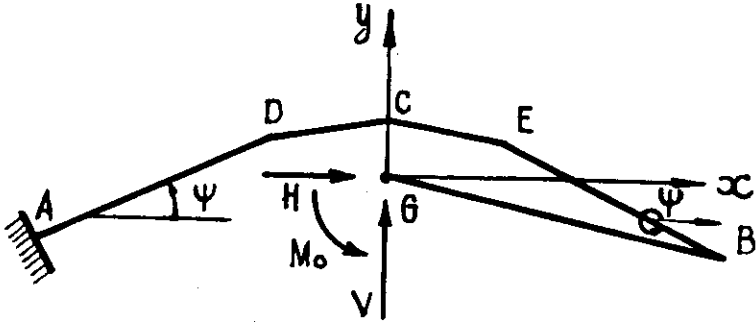


Fig.12

Seja τ a energia armazenada no sistema devida ao acréscimo de temperatura $\Delta t'$:

$$\tau = \int_A^B \frac{M^2}{2EJ} ds + \int_A^B \frac{N^2}{2ES_0} ds + \int_A^B \frac{xQ^2}{2GS_0} ds$$

Logo:

$$\frac{\delta \tau}{\delta H} = - \Delta l = \frac{1}{EJ} \int_A^B M \frac{\delta M}{\delta H} ds + \frac{1}{ES_0} \int_A^B N \frac{\delta N}{\delta H} ds + \frac{x}{GS_0} \int_A^B Q \frac{\delta Q}{\delta H} ds$$

sendo:

$$M = Hy \quad \frac{\delta M}{\delta H} = y$$

$$N = H \cos \psi \quad \frac{\delta N}{\delta H} = \cos \psi$$

$$Q = H \cdot \text{sen } \psi \quad \frac{\delta Q}{\delta H} = \text{sen } \psi$$

com as convenções de sinais da fig. 13.

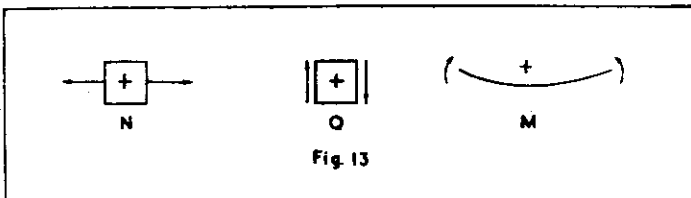


Fig. 13

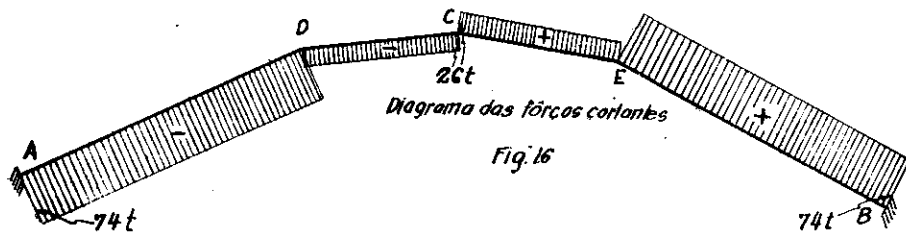
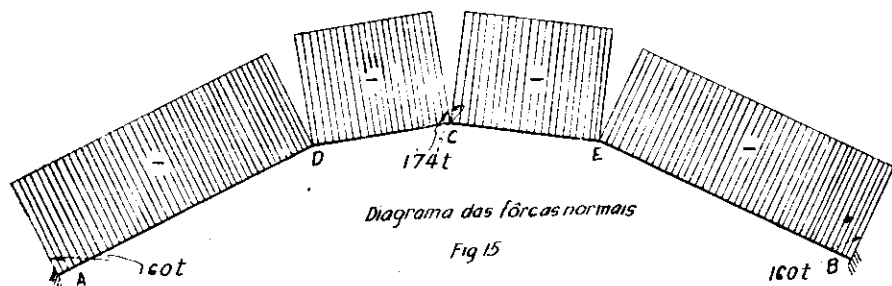
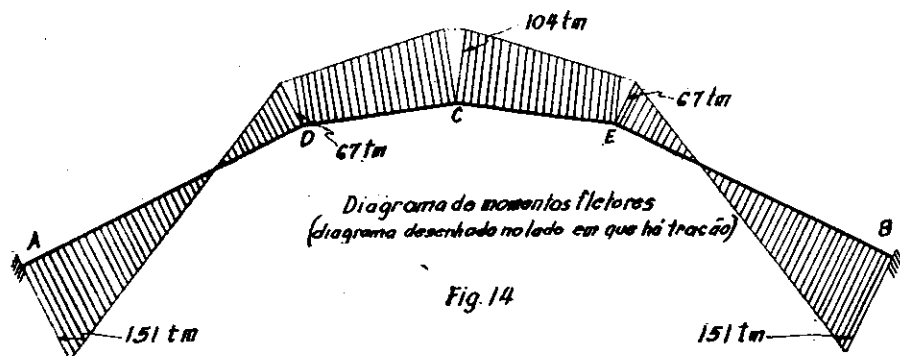
Desenvolvendo e efetuando as integrações por intermédio das tabelas de Kurt Beyer (*) acharemos:

$$H \cong - 176\ 000\ kg = - 176t$$

Se se desprezasse a influência das forças normais e cortantes, achar-se-ia:

$$H \cong - 329\ 000\ kg = - 329t$$

com êrro da ordem de 50%.



Obtido H facil se torna a determinação dos diagramas das figuras 14 a 16, nas quais:

$$M_A = M_B = - H \times 0,86 = 151t \times m$$

$$M_E = M_D = H \times 0,38 = - 67t \times m$$

$$M_C = H \times 0,59 = - 104t \times m$$

$$N_{AD} = N_{BE} = H \cdot \cos \theta_1 = - 160t$$

$$N_{DC} = N_{EC} = H \cdot \cos \theta_2 = - 174t$$

$$- Q_{AD} = Q_{BE} = - H \cdot \sen \theta_1 = 74t$$

$$- Q_{DC} = Q_{EC} = - H \cdot \sen \theta_2 = 26t$$

(*) - K. Bayer, "Die Statik im Eisenbetonbau" Berlin, Julius Springer 1933, pag. 102 e seguintes.

A tensão normal máxima dá-se no engastamento A e vale:

$$\sigma_{max} = \frac{N_{AD}}{a} - \frac{M_A D_e}{2J} \cong - 570 \text{ kg/cm}^2$$

2) Os tubos dos manômetros (fig. 17) são de secção constante, de forma elítica, em geral.

O deslocamento da extremidade B dá-se segundo a reta AB e $\overline{BB'}$ é proporcional à pressão interna e à $\epsilon = \frac{1}{E} (\sigma_t - \gamma\sigma_i) = \text{constante}$ para cada manômetro. O movimento de B' é transmitido à extremidade de um ponteiro por meio de um sistema de alavancas. Segue-se então que o movimento da extremidade do ponteiro também é proporcional à pressão e portanto esta poderá ser lida diretamente sobre uma escala a intervalos iguais.

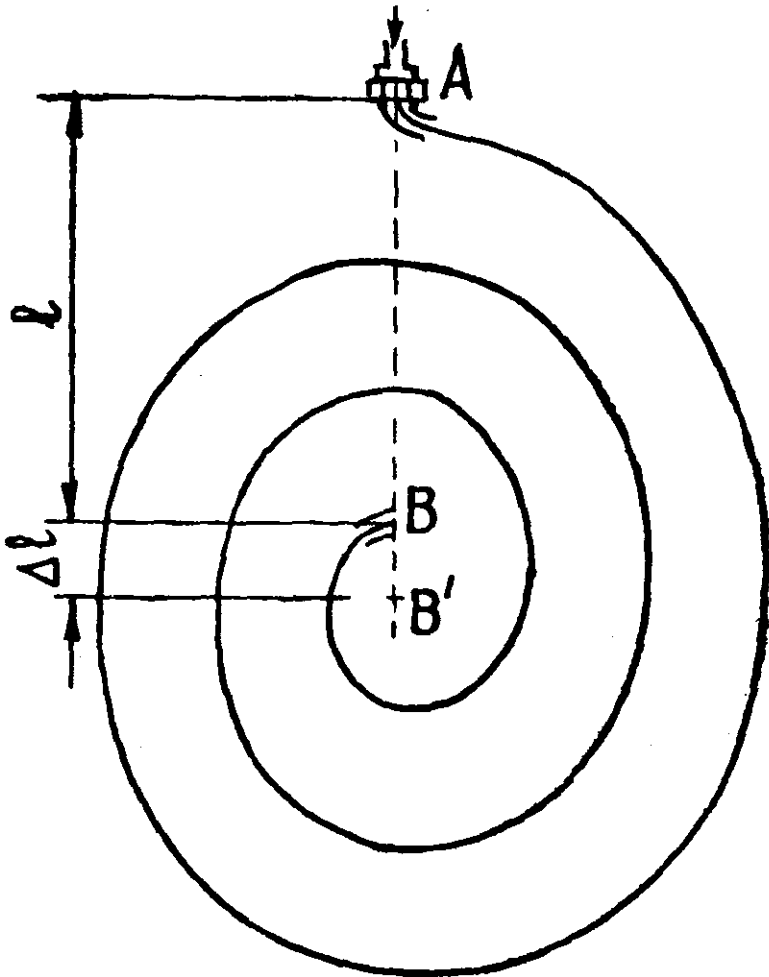


Fig. 17

AGRADECIMENTOS: Agradecemos aos professores Dr. Telemaco van Langendonck e Dr. Lucas Nogueira Garcez, pela atenção que tiveram na revisão deste artigo.