

DEFORMAÇÃO PLÁSTICA DE MATERIAIS POROSOS

Carlos Cezar de La Plata Ruiz, delaplata Ruiz@uol.com.br¹
José Luís L. Silveira, jluis@mecanica.ufri.br²

¹Deptº Eng. Mecânica, UERJ, Av. São Francisco Xavier, 524 Maracanã, Sala 5026 Bloco A.

²Deptº Eng. Mecânica, COPPE e POLI – UFRJ, Centro de Tecnologia, Sala G 204.

Resumo: *Muitos dos termos que compõem a função de escoamento para materiais porosos são arbitrariamente considerados constantes por todos os pesquisadores consultados na literatura. Porém, vários desses termos são funções da densidade do material poroso que por sua vez é função dos componentes do tensor de tensão. Neste artigo, todos os componentes do tensor taxa de deformação são obtidos a partir da lei da normalidade considerando suas dependências com os componentes do tensor de tensão. Os resultados dessas duas abordagens num problema de compactação de um material poroso na cavidade de uma matriz são também apresentados e comparados.*

Palavras-Chave: *Material Poroso, Função de Escoamento, Deformação Plástica.*

1. INTRODUÇÃO

No estudo da compactação de materiais porosos é freqüente o uso da função de escoamento baseada em Von Mises (Park, 1995). Grande parte das publicações apresenta tal função da seguinte maneira:

$$f(T) = AJ_2 + BI_1^2 - \delta Y_0^2 = 0$$

Na expressão anterior, A e B são funções do coeficiente de Poisson *plástico*, ao passo que J_2 representa o segundo invariante do tensor desviador de tensão, I_1 , o primeiro invariante do tensor de tensão e Y_0 , o limite de escoamento do material de base.

Supondo que Y represente o limite de escoamento do material poroso, então δ representa a razão entre os quadrados Y e de Y_0 . Essa razão δ também pode ser expressa como uma função do coeficiente de Poisson. Ocorre que o coeficiente de Poisson é uma função da densidade relativa R do material poroso, esta por sua vez depende do nível de tensão aplicado no material. Portanto, todos os elementos que compõem a função de escoamento, com exceção de Y_0 , são dependentes dos componentes do tensor de tensão T . Ou seja, A , B , J_2 , I_1 e δ são funções que só dependem de T .

Para ser compactado, o material obrigatoriamente deverá sofrer deformações permanentes. E para estudar as taxas com que essas deformações ocorrem e se obter uma relação constitutiva, pode-se aplicar a lei da normalidade da plasticidade associativa (Lubliner, 2008). A lei da normalidade estabelece que o tensor das taxas de deformação é proporcional ao gradiente da função de escoamento. Em outras palavras, a taxa de deformação é ortogonal à superfície de escoamento no espaço dos componentes de tensão. Matematicamente essa dependência entre a taxa de deformação e o gradiente é expressa através de:

$$D_{ij} = \lambda \frac{\partial f}{\partial T_{ij}}$$

onde λ é um número real positivo. Ou seja, para se obter os componentes D_{ij} do tensor das taxas de deformação é necessário que se derive a função de escoamento em relação a cada um dos elementos do tensor de tensão.

Em todos os artigos pesquisados até a presente data, nenhum considerou a influência da derivada dos termos A , B e δ na formação dos componentes D_{ij} . Assim, este artigo visa apresentar uma nova expressão para os componentes D_{ij} do tensor taxa de deformação, levando em conta que os termos A , B e δ variam a medida que os componentes do tensor de tensão se alteram.

2. FUNÇÃO DE ESCOAMENTO

A função de escoamento para materiais porosos é dada matematicamente através da seguinte expressão:

$$f(T) = AJ_2 + BI_1^2 - \delta Y_0^2 = 0 \quad (1)$$

onde:

$$A = 2(1 + \nu) \quad (2)$$

$$B = \frac{(1 - 2\nu)}{3} \quad (3)$$

O coeficiente de Poisson ν para o caso de materiais porosos é dado, de acordo com Alves et al. (2006), por:

$$\nu = 0.5R^n \quad (4)$$

Nessa expressão, R representa a densidade relativa atual do material poroso que por sua vez é uma função da pressão hidrostática pH .

Partindo-se da Equação de Heckel (1961) é possível escrever:

$$R = 1 - \text{Exp}[-(k \cdot pH + c)] \quad (5)$$

onde:

$$k = \frac{1}{3Y_0} \quad (6)$$

$$c = \text{Ln} \left[\frac{1}{1 - R_i} \right] \quad (7)$$

Na expressão anterior, R_i representa a densidade relativa inicial e pH , dado por:

$$pH = \frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \quad (8)$$

Quanto ao expoente n , Alves (2006) adota a seguinte fórmula:

$$n = 4,15 \cdot R_i - 1,23 \quad (9)$$

O termo Y_0 que aparece na Eq. (1) representa o limite de escoamento do material de base. Já a quantidade δ representa a razão entre os quadrados dos limites de escoamento dos materiais poroso e o de base.

Portanto,

$$\delta = \frac{Y^2}{Y_0^2} \quad (10)$$

Na equação anterior, Y é o limite de escoamento do material poroso.

Alves (2006) adota,

$$\delta = \frac{0.343R_i^{2.988} \cdot R}{0.343R_i^{2.988} + (1 - R)} \quad (11)$$

O termo J_2 representa o segundo invariante do tensor desviador de tensões:

$$J_2 = \frac{1}{6} [(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2] + \tau_{12}^2 + \tau_{23}^2 + \tau_{31}^2 \quad (12)$$

e I_1 representa o primeiro invariante do tensor de tensões.

$$I_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} \quad (13)$$

$$I_1^2 = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})^2 \quad (14)$$

Substituindo a Eq. (4) nas Eq. (2) e (3), encontra-se:

$$A = 2 + R^n \quad (15)$$

e,

$$B = \frac{1 - R^n}{3} \quad (16)$$

As figuras a seguir mostram as curvas da função de escoamento para diversos valores da densidade relativa R . Nota-se que à medida que a densidade relativa do material aumenta, ou seja, à medida que R tende a unidade, o material se comporta como se fosse denso, caso em que a importância do primeiro invariante do tensor de tensões I_1 se torna desprezível e a função de escoamento fica dependente apenas do segundo invariante do tensor desviador de tensões J_2 . E isso está de acordo com as propriedades dos materiais densos segundo a função de escoamento de Von Mises.

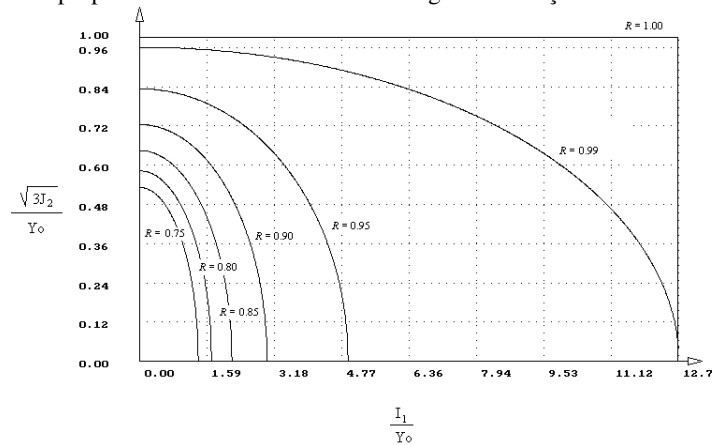


Figura 1. Curvas de nível no plano $\frac{I_1}{Y_0} \times \frac{\sqrt{3J_2}}{Y_0}$.

A Fig. (05) é construída com base na Fig. (04), porém esta apresenta a função de escoamento para um material poroso

no espaço $\frac{I_1}{Y_0} \times \frac{\sqrt{3J_2}}{Y_0} \times R$.

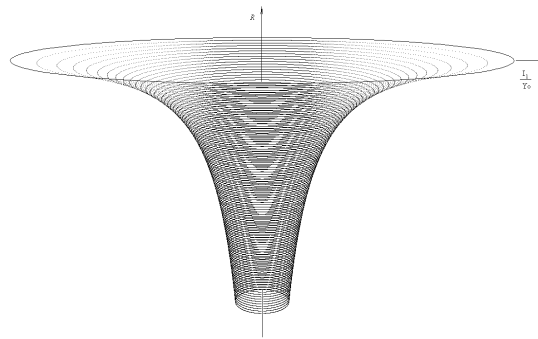


Figura 2. Função de escoamento no espaço $\frac{I_1}{Y_0} \times \frac{\sqrt{3J_2}}{Y_0} \times R$

Supondo plasticidade associativa, os componentes do tensor das taxas de deformação poderão ser obtidos através de:

$$D = \lambda \cdot \nabla f(T) \quad (17)$$

onde λ é um número real positivo e $\nabla f(T)$ é o gradiente da função de escoamento no espaço dos componentes de tensão. Assim:

$$D_{ij} = \lambda \frac{\partial f}{\partial T_{ij}} \quad (18)$$

3. COMPONENTES DO GRADIENTE DA FUNÇÃO DE ESCOAMENTO

Nota-se que para se determinar os componentes D_{ij} do tensor das taxas de deformação é necessário primeiramente encontrar as derivadas parciais de todos os termos que compõem a expressão matemática da função de escoamento. A seguir, cada uma dessas derivadas será obtida separadamente.

3.1. Derivadas Parciais da Densidade Relativa

Supondo que a densidade relativa pode ser modelada pela fórmula de Heckel (1961) então a derivada da Eq. (5) em relação a cada um dos componentes do tensor de tensão poderá ser expressa por:

$$\frac{\partial R}{\partial \sigma_{11}} = \frac{\partial R}{\partial \sigma_{22}} = \frac{\partial R}{\partial \sigma_{33}} = \frac{1}{3} k \cdot \text{Exp}[-(k \cdot p_H + c)] = \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (19)$$

$$\frac{\partial R}{\partial \tau_{12}} = \frac{\partial R}{\partial \tau_{23}} = \frac{\partial R}{\partial \tau_{31}} = \frac{\partial R}{\partial \tau} = 0 \quad (20)$$

3.2. Derivadas Parciais da função A

Já que as derivadas parciais de R em relação a todos os componentes normais de tensão são iguais, então todas as derivadas parciais de A em relação a todos os componentes de tensão normal serão também iguais:

$$\frac{\partial A}{\partial \sigma_{11}} = \frac{\partial A}{\partial \sigma_{22}} = \frac{\partial A}{\partial \sigma_{33}} = n \cdot R^{n-1} \cdot \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (21)$$

e

$$\frac{\partial A}{\partial \tau_{12}} = \frac{\partial A}{\partial \tau_{23}} = \frac{\partial A}{\partial \tau_{31}} = 0 \quad (22)$$

3.3. Derivadas Parciais da função B

Com os mesmos argumentos utilizados para se determinar as derivadas parciais de A , pode-se concluir que:

$$\frac{\partial B}{\partial \sigma_{11}} = \frac{\partial B}{\partial \sigma_{22}} = \frac{\partial B}{\partial \sigma_{33}} = -\frac{1}{3} n \cdot R^{n-1} \cdot \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (23)$$

e

$$\frac{\partial B}{\partial \tau_{12}} = \frac{\partial B}{\partial \tau_{23}} = \frac{\partial B}{\partial \tau_{31}} = 0 \quad (24)$$

3.4. Derivadas Parciais do Invariante J_2

Partindo-se da Eq. (12) pode-se demonstrar que:

$$\frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{11}} = \frac{1}{3} [2\sigma_{11} - (\sigma_{22} + \sigma_{33})] = \sigma'_{11} \quad (25)$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{22}} = \frac{1}{3} [2\sigma_{22} - (\sigma_{11} + \sigma_{33})] = \sigma'_{22} \quad (26)$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{33}} = \frac{1}{3} [2\sigma_{33} - (\sigma_{11} + \sigma_{22})] = \sigma'_{33} \quad (27)$$

onde σ'_{ii} representa os componentes da diagonal principal do tensor desviador de tensões e ainda:

$$\frac{\partial J_2}{\partial \tau_{12}} = 2 \cdot \tau_{12} \quad (28)$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial \tau_{23}} = 2 \cdot \tau_{23} \quad (29)$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial \tau_{31}} = 2 \cdot \tau_{31} \quad (30)$$

3.5. Derivadas Parciais do Invariante I_1^2

Derivando-se a Eq. (14) em relação aos componentes do tensor de tensão encontra-se:

$$\frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{11}} = \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{22}} = \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{33}} = 2(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \quad (31)$$

$$\frac{\partial I_1^2}{\partial \tau_{12}} = \frac{\partial I_1^2}{\partial \tau_{23}} = \frac{\partial I_1^2}{\partial \tau_{31}} = 0 \quad (32)$$

3.6. Derivadas Parciais da relação δ

Tomando como base a Eq. (11), pode-se mostrar que as derivadas parciais em relação aos componentes normais de tensão são todos iguais.

$$\frac{\partial \delta}{\partial \sigma} = \frac{\partial \delta}{\partial \sigma_{11}} = \frac{\partial \delta}{\partial \sigma_{22}} = \frac{\partial \delta}{\partial \sigma_{33}} = \frac{C \cdot (C+1)}{[C + (1-R)]^2} \cdot \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (33)$$

onde: $C = 0.343R_i^{2.988}$ e $\frac{\partial R}{\partial \sigma}$ dado pela Eq. (19).

Quanto às derivadas em relação aos componentes tangenciais, tem-se:

$$\frac{\partial \delta}{\partial \tau_{12}} = \frac{\partial \delta}{\partial \tau_{23}} = \frac{\partial \delta}{\partial \tau_{31}} = 0 \quad (34)$$

3.7. Derivadas Parciais da Função de Escoamento $f(T)$

Finalmente, os componentes do gradiente da função de escoamento no espaço dos componentes de tensão são dados por:

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{11}} = A \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{11}} + J_2 \frac{\partial A}{\partial \sigma_{11}} + B \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{11}} + I_1^2 \frac{\partial B}{\partial \sigma_{11}} - Y_o^2 \frac{\partial \delta}{\partial \sigma} \quad (35)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{22}} = A \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{22}} + J_2 \frac{\partial A}{\partial \sigma_{22}} + B \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{22}} + I_1^2 \frac{\partial B}{\partial \sigma_{22}} - Y_o^2 \frac{\partial \delta}{\partial \sigma} \quad (36)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{33}} = A \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{33}} + J_2 \frac{\partial A}{\partial \sigma_{33}} + B \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{33}} + I_1^2 \frac{\partial B}{\partial \sigma_{33}} - Y_o^2 \frac{\partial \delta}{\partial \sigma} \quad (37)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau_{12}} = A \frac{\partial J_2}{\partial \tau_{12}} \quad (38)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau_{23}} = A \frac{\partial J_2}{\partial \tau_{23}} \quad (39)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau_{31}} = A \frac{\partial J_2}{\partial \tau_{31}} \quad (40)$$

É possível condensar as seis expressões anteriores numa só, ou seja:

$$\frac{\partial f}{\partial T_{ij}} = A \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{ij}} + \Delta_{ij} \left(J_2 \frac{\partial A}{\partial T_{ij}} + B \frac{\partial I_1^2}{\partial T_{ij}} + I_1^2 \frac{\partial B}{\partial T_{ij}} - Y_o^2 \frac{\partial \delta}{\partial T_{ij}} \right) \quad (41)$$

onde: Δ_{ij} representa o *Delta de Kronecker*.

4. COMPACTAÇÃO DE UM MATERIAL POROSO NA CAVIDADE DE MATRIZ

Será analisado agora um caso particular do comportamento de um material poroso sendo comprimido na cavidade de uma matriz.

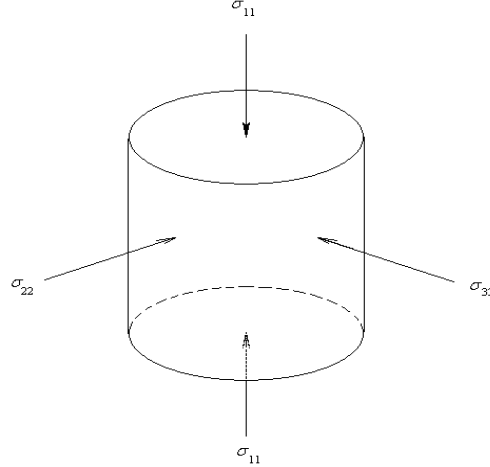


Figura 3. Tensões num cilindro compactado.

Os esforços sofridos pelo material poroso nesse caso são as tensões compressivas axiais e radiais exercidas respectivamente pelo pistão e pelas reações nas paredes laterais da cavidade da matriz.

Nos pontos em contato com as paredes laterais da matriz as taxas de deformação são nulas. Assim, considerando que a direção axial seja a de número 1 então as radiais indicadas pela figura poderão ser rotuladas como sendo as de números 2 e 3. Logo, os componentes das taxas de deformação nas direções 2 e 3 serão nulos, supondo deformação homogênea.

$$D_{22} = D_{33} = 0 \quad (42)$$

Assim, com base nas Eq. (18), (36) e (37), escreve-se:

$$A \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{22}} + J_2 \frac{\partial A}{\partial \sigma_{22}} + B \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{22}} + I_1^2 \frac{\partial B}{\partial \sigma_{22}} - Y_o^2 \frac{\partial \delta}{\partial \sigma} = 0 \quad (43)$$

$$A \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{33}} + J_2 \frac{\partial A}{\partial \sigma_{33}} + B \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{33}} + I_1^2 \frac{\partial B}{\partial \sigma_{33}} - Y_o^2 \frac{\partial \delta}{\partial \sigma} = 0 \quad (44)$$

Supondo que a cavidade da matriz seja uma superfície de revolução, então as deformações nos pontos de qualquer circunferência de centro no eixo axial e paralela ao plano horizontal da superfície de revolução serão todas iguais. Por esse motivo, pode-se igualar as Eq. (43) e (44) encontrando-se:

$$\sigma_{22} = \sigma_{33} \quad (45)$$

Já que as tensões radiais são iguais, então:

$$\frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{22}} = \frac{\partial J_2}{\partial \sigma_{33}} = -\frac{1}{3}(\sigma_{11} - \sigma_{22}) \quad (46)$$

$$\frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{11}} = \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{22}} = \frac{\partial I_1^2}{\partial \sigma_{33}} = 2(\sigma_{11} + 2\sigma_{22}) \quad (47)$$

$$J_2 = \frac{1}{3}(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 \quad (48)$$

$$I_1^2 = (\sigma_1 + 2\sigma_{22})^2 \quad (49)$$

Assim, a Eq. (43) poderá ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} & (2 + R^n) \cdot \left[-\frac{1}{3}(\sigma_{11} - \sigma_{22}) \right] + \frac{1}{3}(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 \cdot n \cdot R^{n-1} \cdot \frac{\partial R}{\partial \sigma} + \frac{1 - R^n}{3} \cdot 2 \cdot (\sigma_{11} + 2\sigma_{22}) + \\ & + (\sigma_1 + 2\sigma_{22})^2 \cdot \left[-\frac{1}{3}n \cdot R^{n-1} \cdot \frac{\partial R}{\partial \sigma} \right] - Y_o^2 \cdot \frac{\partial \delta}{\partial \sigma} = 0 \end{aligned} \quad (50)$$

Esta expressão pode ser simplificada resultando em:

$$2\sigma_{22} - R^n \cdot (\sigma_{11} + \sigma_{22}) - n \cdot \sigma_{22} \cdot (2\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot R^{n-1} \cdot \frac{\partial R}{\partial \sigma} - Y_o^2 \cdot \frac{\partial \delta}{\partial \sigma} = 0 \quad (51)$$

Assim, dada uma tensão axial σ_{11} , pode-se encontrar a tensão radial σ_{22} , resolvendo-se a Eq. (51).

Na expressão anterior, o termo $n \cdot \sigma_{22} \cdot (2\sigma_{11} + \sigma_{22}) \cdot R^{n-1} \cdot \frac{\partial R}{\partial \sigma}$ tem origem na derivação das funções A e B e o termo

$\frac{\partial \delta}{\partial \sigma}$ é a derivada da razão δ em relação a qualquer componente de tensão normal.

Nos artigos pesquisados até a presente data, nenhum autor considerou essas derivadas em seus estudos da compactação de materiais porosos. Simulações computacionais mostram que as derivadas de A e de B têm influência não desprezível em trechos intermediários de *Tensão Axial* (no presente caso, entre 750MPa e 5250MPa), como mostra a Fig. (4) e a Fig. (5). Nota-se que as *Tensões Radiais* considerando as referidas derivadas são maiores do que aquelas onde as mesmas são desprezadas e a maior diferença, no caso em estudo, ocorrem quando a *Tensão Axial* se aproxima de 1500MPa. De qualquer maneira, a eliminação desses termos resulta na seguinte expressão:

$$2\sigma_{22} - R^n \cdot (\sigma_{11} + \sigma_{22}) = 0 \quad (52)$$

Ou ainda,

$$\sigma_{22} = \frac{R^n}{2 - R^n} \cdot \sigma_{11} \quad (53)$$

Que é idêntica à expressão utilizada por Park (1995).

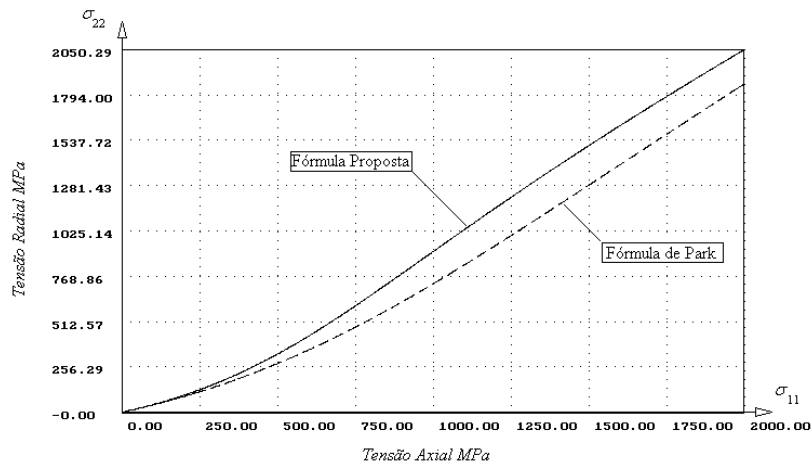


Figura 4. Comparação entre a fórmula proposta e a de Park (1995).

A figura anterior mostra a diferença apresentada por ambas as expressões na estimativa da *Tensão Radial* num caso particular em que a densidade relativa inicial $R_i = 0,7071$ e o limite de escoamento do material de base $Y_o = 245$ MPa. Por exemplo, considerando a compactação desse material sob a ação de uma tensão de compressão axial $\sigma_{11} = 1440$ MPa se induz, segundo a fórmula de Park, tensões radiais de 1215 MPa ao passo que se for utilizada a Eq. (51), a tensão radial induzida será de 1439 MPa. Portanto, obtém-se um valor maior do que o estabelecido pela expressão de Park.

De qualquer maneira, como mostra a Fig. (5), à medida que a tensão axial aumenta, a diferença entre as tensões radiais obtidas através das duas abordagens diminui, tendendo a zero para grandes valores de σ_{11} .

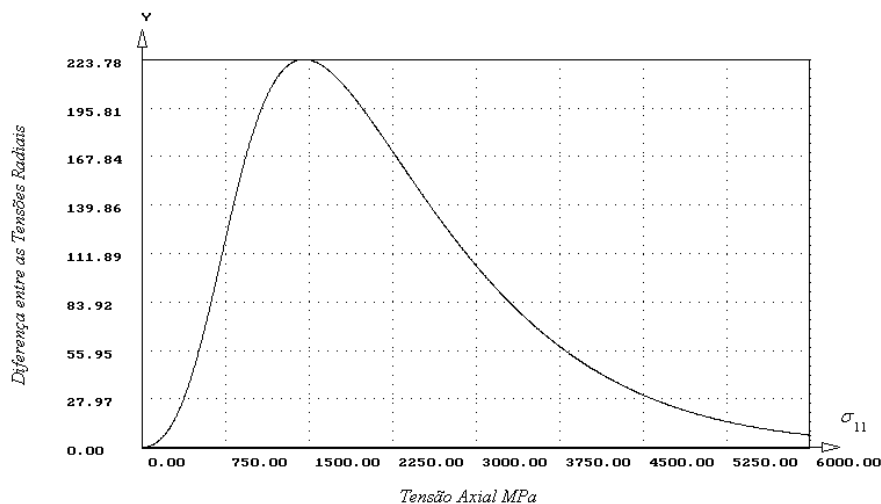


Figura 5. Diferença entre as tensões radiais.

Uma consequência curiosa da Eq. (51) é que a tensão radial se torna maior do que a tensão axial aplicada a partir de determinado valor de σ_{11} . Para o exemplo citado anteriormente, valores de σ_{11} acima de 1449 MPa, torna a tensão radial maior do que a axial associada. A Fig. (6) mostra o ponto onde esse fenômeno ocorre.

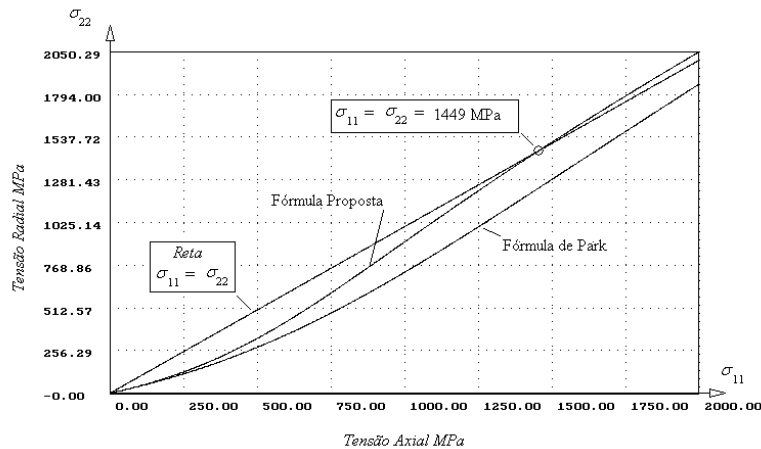


Figura 6. Ponto de Inversão.

5. CONCLUSÕES

Partindo-se de uma função de escoamento clássica e aplicando-se a lei da normalidade da plasticidade associativa, os componentes do tensor de taxas de deformação foram obtidos levando em consideração que todos os termos que formam a referida função de escoamento são dependentes dos componentes do tensor de tensões.

Um caso particular de compactação de pó foi estudado e os resultados mostraram as diferenças encontradas entre as expressões propostas e as que na atualidade vêm sendo utilizadas.

6. REFERÊNCIAS

- ALVES, M. M.; MARTINS, P. A. F.; RODRIGUES, J. M., C. A.; 2006; “New Yield Function for Porous Materials”, Journal of Materials Processing Technology, vol,179, pp.36-43.
- HECKEL, R. W.; 1961; “An Analysis of Powder Compaction Phenomena”. Transaction of The Metallurgical Society of AIME, vol. 221, pp.1001-1008.
- LUBLINER, J.; 2008; “Plasticity Theory”; Dover Publications.
- PARK, J. J. “Constitutive Relations to Predict Plastic Deformations of Porous Metals in Compaction”. In International Journal Mechanical Science, vol,37, n. 7 pp. 709-719, 1995.
- LIPPMANN, H.; MANNL, V.; BONTCHEVA, R.; LANKOV, R.; BEER, O. “Numerical Simulation of Density Distribution During Compaction of Iron Powders”. Archive of Applied Mechanics, v.67, p.191-199, 1997.
- DORAIVELU, S. M. “A New Yield Function for Compressible P/M Materials”. In International Journal Mechanical Science, v. 26, n.9/10, p.527-535, 1984.
- HUA, L.; QIN, X.; MAO, H.; ZHAO Y. “Plastic Deformation and Yield Criterion for Compressible Sintered Powder Materials”. Journal of Materials Processing Technology, v.180, p.174-178, 2006.
- KANG, C.S.; LEE,S.C.; KIM, K.T. “Densification Behavior of Iron Powder During Stepped Compaction”. Materials Science and Engineering, v.452-453, p.359-366, 2007.
- KIM, H. S.; WON, C.W.; CHUN, B. S. “Plastic Deformation of Porous Metal With an initial inhomogeneous Density Distribution”. Journal of Materials Processing Technology, v.74, p.213-217, 1998.
- LEE, S. C.; KIM, K. T. “Densification Behavior of Nanocrystalline Titania Powder under Cold Compaction”. Powder Technology, v.186, p.99-106, 2008.
- PAVANACHAND; KRISHNAKUMAR, CH. “Yield Function Parametres for Metal Powder Compaction Based on Unit Cell Studies”. Acta Mater, v.45, n.4, p. 1425-144, 1997.
- MONTEIRO, M. M.; ROEHL, D.; SILVEIRA, J. L. “A Comparative Analysis of Compaction Densification Behavior of Metal Powder in Close-Die”, 2004.

7. DIREITOS AUTORAIS

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído no seu trabalho.

PLASTIC DEFORMATION OF POROUS MATERIALS

Carlos Cezar de La Plata Ruiz, delaplataruiz@uol.com.br¹
José Luís L. Silveira, jluis@mecanica.ufrj.br²

¹Dept^o Eng. Mecânica, UERJ, Av. São Francisco Xavier, 524 Maracanã, Sala 5026 Bloco A.

²Dept^o Eng. Mecânica, COPPE e POLI – UFRJ, Centro de Tecnologia, Sala G 204.

Summary: Many of the terms that make up the yield function for porous materials are arbitrarily considered as a constant by all the researchers consulted in the literature. However, several of these terms are a function of the porous material density, which in turn is a function of the stress tensor components. In this article, all the components of the strain rate tensor are obtained from the Normality Rule, considering its dependencies on the stress tensor. The results of those two approaches to a problem of compaction of a porous material in the cavity of a matrix are also presented and compared.

Keywords: Porous Material, Yield Function, Plastic Strain.