

# Mecánica de los Sólidos – Unidad 3B

## Relaciones tensión–deformación–temperatura

Profesor Titular Daniel Millán  
JTP Eduardo Rodríguez

CONICET y Facultad de Ciencias Aplicadas a la Industria, UNCuyo  
[dmillan@fcai.uncu.edu.ar](mailto:dmillan@fcai.uncu.edu.ar)

San Rafael–Argentina, septiembre de 2020



**UNCUYO**  
UNIVERSIDAD  
NACIONAL DE CUYO



- 2 Ecuaciones completas de elasticidad
  - 2.1 Ecuaciones completas de elasticidad
  - 2.2 Principio de Saint Venant
  - 2.3 Cilindro de pared gruesa
  - 2.4 Energía de deformación en cuerpos elásticos
  - 2.5 Límite del modelo elástico: criterios de plastificación
  - 2.6 Superficie de fluencia

## 2.1 Ecuaciones completas de elasticidad

- *Teoría de la elasticidad* es el nombre dado al área del conocimiento que se ocupa de la distribución de la tensión y de la deformación unitaria en los cuerpos elásticos sujetos a cargas, desplazamientos y distribuciones de temperatura.
- El problema es encontrar distribuciones de tensión y deformación unitaria que satisfagan las cargas y desplazamientos prescritos en el borde del cuerpo y que en cada punto del mismo satisfagan las ecuaciones de equilibrio, las relaciones tensión-deformación-temperatura, las condiciones geométricas asociadas con la definición de deformación y el concepto de desplazamientos continuos.
- Resumimos a continuación, los tres pasos en los que debe basarse la solución, es decir las ecuaciones explícitas que deben cumplirse en cada punto de un cuerpo no acelerado, isotrópico, lineal-elástico y sujeto a pequeñas deformaciones unitarias: equilibrio, compatibilidad geométrica y relaciones tensión-deformación-temperatura.

## ● Equilibrio

En la superficie, los componentes de tensión deben estar en equilibrio con las cargas externas aplicadas, y dentro del cuerpo deben satisfacer las siguientes ecuaciones de equilibrio

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + X &= 0, \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + Y &= 0, \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + Z &= 0, \end{aligned} \quad (2.1)$$

donde  $X$ ,  $Y$  y  $Z$  son fuerzas volumétricas que se distribuyen sobre el sólido con intensidades  $X$ ,  $Y$  y  $Z$  por unidad de volumen.

## • Compatibilidad Geométrica

Los desplazamientos deben coincidir con las condiciones de contorno geométricas y deben ser funciones continuas de la posición con las que están asociados los componentes de deformación unitaria, de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \frac{\partial u}{\partial x}, & \gamma_{xy} &= \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}, \\ \varepsilon_y &= \frac{\partial v}{\partial y}, & \gamma_{yz} &= \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \varepsilon_z &= \frac{\partial w}{\partial z}, & \gamma_{zx} &= \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x},\end{aligned}\tag{2.2}$$

donde  $u$ ,  $v$  y  $w$  son las componentes de desplazamiento en las direcciones  $x$ ,  $y$  y  $z$ .

## ● Relaciones Tensión-Deformación-Temperatura

Además de las relaciones entre los componentes de tensión y deformación, debemos incluir el efecto de la temperatura en los componentes de deformación.

Ambos efectos están incluidos en las siguientes relaciones:

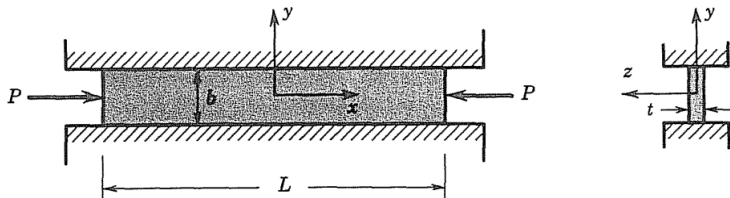
$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \frac{1}{E}[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)] + \alpha(T - T_0), \\ \varepsilon_y &= \frac{1}{E}[\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)] + \alpha(T - T_0), \\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E}[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)] + \alpha(T - T_0), \\ \gamma_{xy} &= \frac{\tau_{xy}}{G}, \\ \gamma_{yz} &= \frac{\tau_{yz}}{G}, \\ \gamma_{zx} &= \frac{\tau_{zx}}{G}.\end{aligned}\tag{2.3}$$

- Las ecuaciones anteriores proporcionan 15 ecuaciones para los seis componentes de tensión, los seis componentes de deformación unitaria y las tres componentes de desplazamiento.
- Estas 15 ecuaciones son la base de lo que comúnmente se llama *Teoría de la Elasticidad Lineal*.
- Las ecuaciones son lineales debido al comportamiento del material lineal asumido en la Ec. (2.3) y también debido a la restricción de pequeñas deformaciones unitarias en la Ec. (2.2).
- Adicionalmente, de la Ec. (2.2) se tiene que las deformaciones unitarias (y por lo tanto las tensiones) están asociadas con la configuración no deformada. Esto significa que la Ec. (2.1) representa una aplicación de los requisitos de equilibrio en la configuración no deformada.
- Las ecuaciones completas (2.1), (2.2) y (2.3) se aplican a deformaciones de sólidos isotrópicos linealmente elásticos que involucran pequeñas deformaciones y para las cuales es aceptable aplicar los requerimientos de equilibrio en la configuración no deformada.

- Para obtener soluciones a estas ecuaciones generalmente es necesario realizar integraciones.
- Para fijar la solución para un cuerpo elástico en particular, es necesario prescribir condiciones de contorno en cada punto de la superficie del cuerpo.
- Más comúnmente, se especifica el vector de desplazamiento en el borde, o el vector tensión aplicado por una carga externa.
- Si en cada punto de la superficie de un cuerpo elástico, se prescribe el vector de desplazamiento o el vector de tensión superficial, entonces *existe una solución única* que satisface las Ecs. (2.1), (2.2) y (2.3) en todo el interior y la cual cumple las condiciones de borde prescritas en la superficie.

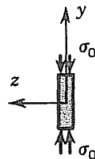
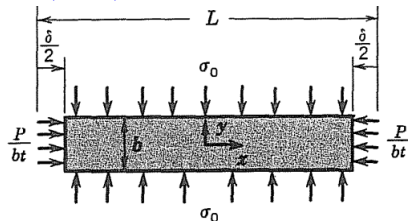


- **Ejemplo 2.1:** Una placa larga y delgada de ancho  $b$ , espesor  $t$  y longitud  $L$  se coloca entre dos paredes rígidas, separadas una distancia  $b$ , se aplica una fuerza axial  $P$ , como se muestra en la figura.



- Deseamos encontrar los desplazamientos  $u$ ,  $v$  y  $w$  de la placa.

- **Ejemplo 2.1 (cont.):** Idealizamos la situación, ver figura.



- Al construir el modelo se ha asumido:
  - La fuerza axial  $P$  resulta en un esfuerzo axial normal distribuido uniformemente sobre el área de la placa, incluidos los extremos.
  - No hay tensión normal en la dirección delgada,  $\sigma_z = 0$ . Esto implica un caso de *tensión plana* en el plano  $xy$ .
  - No hay deformación en la dirección  $y$ , es decir,  $\varepsilon_y = 0$ . Esto implica un caso de *deformación plana* en el plano  $xz$ .
  - No hay fuerza de fricción en las paredes (o, como alternativa, es lo suficientemente pequeña como para ser despreciable).
  - La tensión normal de contacto entre la placa y la pared es uniforme a lo largo y ancho de la placa. Ahora satisfacemos los requisitos (2.1), (2.2), y (2.3) para el modelo idealizado de la figura.

- **Ejemplo 2.1** (*cont.*)

- **Equilibrio.**

El equilibrio con las cargas externas se satisface cuando las tensiones existentes en la placa son

$$\sigma_x = -\frac{P}{bt}, \quad \sigma_y = \sigma_0, \quad \sigma_z = 0, \quad \tau_{xy} = \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0.$$

Estos esfuerzos también satisfacen las ecuaciones de equilibrio (2.1) y, por lo tanto, suponemos que son los esfuerzos que actúan en toda la placa.

- **Compatibilidad Geométrica.**

Dado que las paredes son rígidas, la placa no puede expandirse en la dirección  $y$ , por lo tanto

$$\varepsilon_y = 0.$$

Además, en términos de  $\delta$ , podemos escribir

$$\varepsilon_x = -\frac{\delta}{L}.$$

● **Ejemplo 2.1** (*cont.*)

– **Relaciones Tensión-Deformación unitaria.**

Considerando las expresiones obtenidas en el equilibrio y dado que la temperatura es constante, las Ecs. (2.3) se reducen a

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu\sigma_y), \quad \varepsilon_y = \frac{1}{E}(\sigma_y - \nu\sigma_x), \quad \varepsilon_z = -\frac{\nu}{E}(\sigma_x + \sigma_y),$$

$$\gamma_{xy} = \gamma_{yz} = \gamma_{zx} = 0.$$

Si reemplazamos las expresiones obtenidas previamente para las tensiones y deformaciones unitarias

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_x = \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu\sigma_y) = -\frac{\delta}{L}, \\ \varepsilon_y = \frac{1}{E}(\sigma_y - \nu\sigma_x) = 0, \\ \varepsilon_z = -\frac{\nu}{E}(\sigma_x + \sigma_y), \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \sigma_y = \nu\sigma_x = -\nu\frac{P}{bt}, \\ \frac{\delta}{L} = (1 - \nu^2)\frac{P}{Ebt}, \\ \varepsilon_z = \nu(1 + \nu)\frac{P}{Ebt} = \frac{\nu}{1 - \nu}\frac{\delta}{L}. \end{array} \right.$$

Observamos que las paredes rígidas reducen la deflexión axial de la placa en un factor  $(1 - \nu^2)$ .

### ● Ejemplo 2.1 (cont.)

#### – Relaciones Deformación-Desplazamiento.

Si consideramos que el origen de las coordenadas está en el centro de la placa y suponemos que este punto no se mueve ni en la dirección  $x$  ni en la  $z$ , entonces sustituyendo las deformaciones unitarias en las Ecs. (2.2)

$$\varepsilon_x = -\frac{\delta}{L} = \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\varepsilon_y = 0 = \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\varepsilon_z = \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\delta}{L} = \frac{\partial w}{\partial z}.$$

- Integrando estas relaciones e imponiendo condiciones de borde apropiadas, es posible determinar que los desplazamientos para esta placa son

$$u = -\frac{\delta}{L}x,$$

$$v = 0,$$

$$w = \frac{\nu}{1-\nu} \frac{\delta}{L}z.$$

● **Ejemplo 2.1 (cont.):** Algunos comentarios...

- Como se ha mostrado es posible obtener una solución rigurosa y exacta del modelo idealizado, si bien no se ha obtenido una solución exacta al problema real de la figura, donde hay una fuerza concentrada en lugar de una tensión distribuida uniformemente que actúa en los extremos de la placa.
- El problema originalmente planteado (fuerza puntual) es, en sí mismo, una aproximación más realista a la aplicación de una carga sobre una pequeña región de contacto. En base a experimentos de situaciones similares, se espera que la desviación de la placa real sea cercana a la estimada para el modelo idealizado.
- Además, es probable que lejos de los extremos la distribución de tensiones para la placa real sea bastante similar a la del modelo, a pesar de que la distribución de tensiones es bastante diferente cerca de los extremos.
- Este problema es una ilustración de una clase de situaciones en las que es muy difícil obtener una solución exacta al problema real, pero en el que es relativamente fácil obtener una solución exacta o casi exacta a una aproximación idealizada del problema real.
- Esto se conoce como el *principio de St. Venant*.

## 2.2 Principio de Saint Venant

- Principio que establece que los efectos de un sistema de fuerzas sobre un sólido deformable son independientes de la distribución particular de fuerzas, que conducen a esa resultante, a partir de una “cierta distancia” de los puntos de aplicación de dichas fuerzas.

$$\sigma = \frac{P}{A}$$



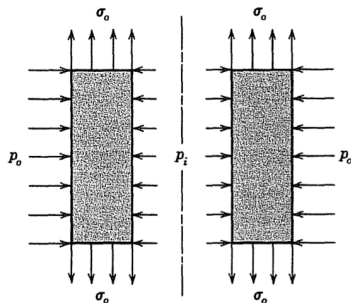
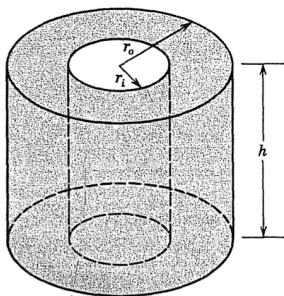
Esquema de las tensiones longitudinales en un prisma solicitado por fuerzas puntuales. Cerca de los extremos la distribución no es uniforme, pero hacia el centro de la sección los esfuerzos tienden a ser exactamente iguales a los que se habrían obtenido bajo cargas uniformemente distribuidas, y estáticamente equivalentes a las cargas puntuales.

- En el contexto de la teoría de la elasticidad puede enunciarse como:  
*“... la diferencia entre los efectos de dos sistemas de cargas estáticamente equivalentes se hace arbitrariamente pequeña a distancias suficientemente grandes de los puntos de aplicación de dichas cargas.”*
- El principio establece que la equivalencia estática implica asintóticamente la equivalencia elástica.
- La formulación original fue publicada en francés por A. J. C. B. Saint-Venant en 1855.
- Esta formulación informal es bien conocida y usada por los ingenieros mecánicos, no obstante trabajos matemáticos más recientes lo han reformulado ligeramente con el objeto de poder construir una demostración matemáticamente precisa en el contexto de las ecuaciones en derivadas parciales de la Teoría de la Elasticidad.
- En otras palabras, la afirmación original no es suficientemente precisa tal como mostró von Mises en 1945, [ver Wiki].



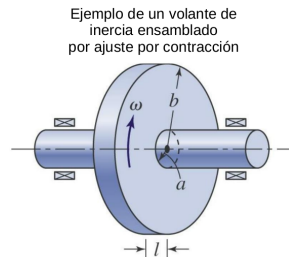
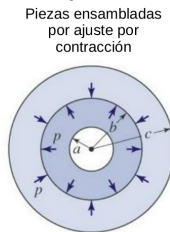
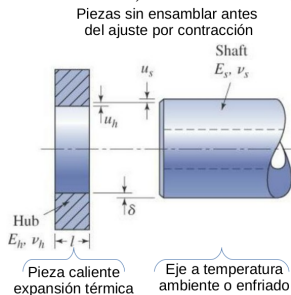
## 2.3 Cilindro de pared gruesa

- En este problema se desea obtener la solución exacta, dentro de la teoría de la elasticidad para sólidos isotrópicos homogéneos, de un cilindro de pared gruesa.
- Considere un cilindro de altura  $h$ , radio interno  $r_i$  y radio externo  $r_o$ . El cual está sujeto a las cargas externas: presión interna uniforme  $p_i$ , presión externa uniforme  $p_o$  y una tensión de tracción axial uniforme  $\sigma_o$ .



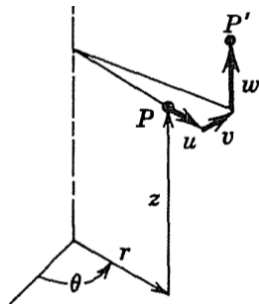
- Determinaremos la distribución de la tensión dentro del cilindro cuando está sujeto a las cargas externas indicadas.

- Esta situación permite el estudio de varios problemas prácticos. Por ejemplo, el cilindro puede ser un recipiente a presión de paredes gruesas donde la carga importante es la presión interna o un casco sumergible donde la carga importante es la presión externa.
- Alternativamente, si la altura fuera pequeña en comparación con los radios, el cilindro podría ser una placa o un disco, y la carga importante podría ser la presión interna que surge del *shrink – fit* (“ajuste por contracción”) cuando se fija a un eje.



El método de ajuste por contracción se utiliza para ajustar engranajes, poleas, mangas y otros componentes en ejes sólidos y huecos, pero la aplicación más popular es encajar rodamientos en ejes.

- Para aprovechar la simetría cilíndrica, utilizamos las coordenadas cilíndricas  $r$ ,  $\theta$  y  $z$  que se muestran en la figura.



- En la figura también se indican los componentes  $u$ ,  $v$  y  $w$  en las direcciones  $r$ ,  $\theta$  y  $z$  del vector de desplazamiento en coordenadas cilíndricas.

- Estado general de tensión 3D en coordenadas cilíndricas, el requisito de que  $\sum \mathbf{F} = \mathbf{0}$  conduce a las siguientes tres ecuaciones

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0,$$

$$\frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + 2 \frac{\tau_{r\theta}}{r} = 0,$$

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{zr}}{r} = 0.$$

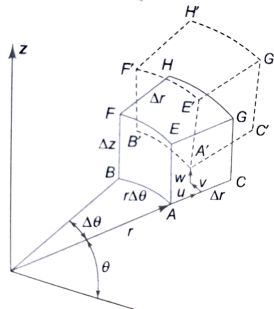
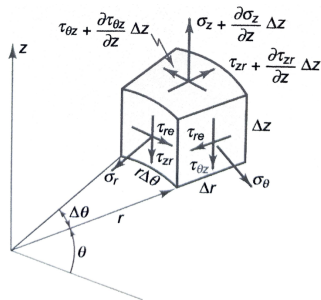
- Estado general de deformación 3D en coordenadas cilíndricas

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z},$$

$$\gamma_{r\theta} = \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v}{r},$$

$$\gamma_{\theta z} = \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$\gamma_{zr} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}.$$



- Las condiciones de contorno son para

- la superficie interna,  $r = r_i$ :

$$\sigma_r = -p_i, \quad \tau_{rz} = 0, \quad \tau_{r\theta} = 0; \quad (\text{a})$$

- la superficie externa,  $r = r_o$ :

$$\sigma_r = -p_o, \quad \tau_{rz} = 0, \quad \tau_{r\theta} = 0; \quad (\text{b})$$

- y en las superficies superior e inferior, donde  $z = h$  y  $z = 0$ :

$$\sigma_z = \sigma_o, \quad \tau_{rz} = 0, \quad \tau_{\theta z} = 0. \quad (\text{c})$$

- El problema es determinar las tensiones que, junto con las deformaciones y los desplazamientos, satisfacen las 15 ecuaciones interiores y las tres condiciones de borde en cada punto de la superficie externa.

- El problema general se simplifica enormemente en el problema bajo análisis debido a la simetría radial de la carga.
- Basándonos en la simetría, buscaremos una solución en la que  $v$ , la componente  $\theta$  del desplazamiento, desaparezca en todas partes y en la que todas las tensiones, deformaciones unitarias y desplazamientos sean independientes de  $\theta$ .
- Si encontramos tal solución, sabemos por el principio de unicidad que de hecho es *la solución*.
- También formulamos la hipótesis tentativa, basada en la uniformidad de la carga axial, que  $\sigma_z = \sigma_o$  en todo el interior y que todos los esfuerzos y deformaciones son independientes de  $z$ .
- Bajo las suposiciones realizadas, el problema colapsa a un tamaño manejable.
- Las tensiones cortantes  $\tau_{r\theta}, \tau_{\theta z}, \tau_{rz}$  y las correspondientes deformaciones unitarias  $\gamma_{r\theta}, \gamma_{\theta z}, \gamma_{rz}$  desaparecen en todas partes.

- Por lo tanto, las variables que quedan por determinar son dos desplazamientos  $u$  y  $w$ , las tensiones  $\sigma_r$  y  $\sigma_\theta$ , y las tres deformaciones normales  $\varepsilon_r, \varepsilon_\theta$  y  $\varepsilon_z$ , con una única ecuación de *equilibrio*,

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0; \quad (\text{d})$$

tres ecuaciones de *deformación-desplazamiento*,

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_z = \frac{dw}{dz}; \quad (\text{e})$$

y tres ecuaciones de *tensión-deformación*,

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z)], \\ \varepsilon_\theta &= \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_z + \sigma_r)], \\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta)]; \end{aligned} \quad (\text{f})$$

junto con las *condiciones de contorno*

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -p_i \quad \text{en } r = r_i, \\ \sigma_r &= -p_o \quad \text{en } r = r_o. \end{aligned} \quad (\text{g})$$

- La solución para las tensiones transversales es:

$$\sigma_r = \frac{p_i \left(1 - \left(\frac{r_o}{r}\right)^2\right) - p_o \left(\left(\frac{r_o}{r_i}\right)^2 - \left(\frac{r_o}{r}\right)^2\right)}{\left(\frac{r_o}{r_i}\right)^2 - 1}, \quad (2.4)$$

y

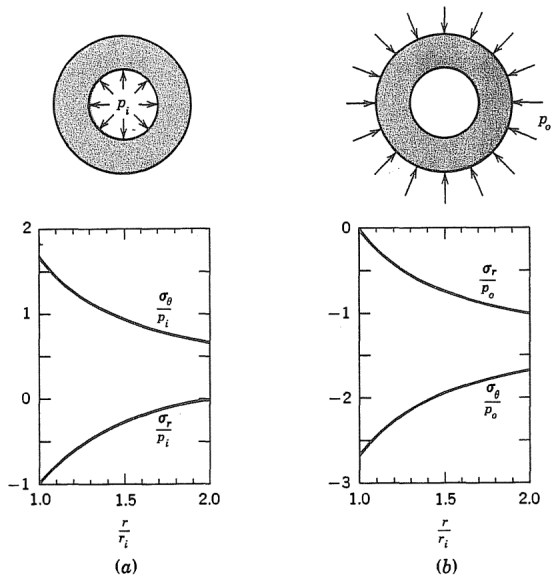
$$\sigma_\theta = \frac{p_i \left(1 + \left(\frac{r_o}{r}\right)^2\right) - p_o \left(\left(\frac{r_o}{r_i}\right)^2 + \left(\frac{r_o}{r}\right)^2\right)}{\left(\frac{r_o}{r_i}\right)^2 - 1}. \quad (2.5)$$

- La deformación axial se obtiene sustituyendo estas tensiones junto con  $\sigma_z = \sigma_o$  en la tercera ecuación de (f),

$$\varepsilon_z = \frac{\sigma_o}{E} - \frac{2\nu}{E} \frac{p_i r_i^2 - p_o r_o^2}{r_o^2 - r_i^2}. \quad (2.6)$$

Observamos que  $\varepsilon_z$  es independiente de la posición dentro del cilindro. Por tanto, el desplazamiento axial  $w$  varía linealmente con  $z$ .





Distribución de la tensión radial  $\sigma_r(r)$  y la tensión tangencial  $\sigma_\theta(r)$  en un cilindro con  $r_o = 2r_i$  debido (a) presión interna  $p_i$  y (b) presión externa  $p_o$ .

- La solución encontrada (exacta) nos permite verificar el principio cualitativo de St. Venant.
- Sean dos conjuntos de fuerzas aplicados a un cuerpo elástico en su frontera. Deje que estas cargas sean idénticas en toda la superficie, excepto en cierta región pequeña  $R$  donde difieren. Las distribuciones de tensión interna resultantes serán, en general, diferentes en todo el interior.
- El principio de St. Venant afirma que las diferencias significativas en la tensión interna se localizarán en la vecindad inmediata de  $R$  si las dos cargas sobre la región  $R$  son estáticamente equivalentes.
- No se puede hacer una afirmación general sobre cuán grande será la diferencia en el entorno. Esto depende del tamaño, la forma y la ubicación de la pequeña región  $R$ , así como de la naturaleza de las diferentes cargas sobre  $R$ .
- Sea  $\epsilon$  una medida representativa de la región  $R$ , entonces es una regla general que, para fines de ingeniería, las diferencias en la tensión interna se convierten en una fracción insignificante de las diferencias en la tensión superficial a distancias de la superficie  $\gtrsim 2\epsilon - 3\epsilon$ .

- **Ejemplo 2.2:** Cilindro de pared gruesa. Sea  $r_i \ll r_o$ ,  $p_i = p$  y  $p_o = 0$ . La dimensión representativa  $\epsilon$  de la región  $R$  puede ser tomada como  $r_i$ , siendo la región donde se aplican las cargas,  $R$ , la superficie interna del cilindro de radio  $r_i$ . Se pide:
  - (a) Determinar la expresión aproximada para las tensiones transversales internas  $\sigma_r$  y  $\sigma_\theta$ .
  - (b) Determine la distancia, como fracción de  $\epsilon$ , a la cual las diferencias en las tensiones internas decaen a menos del 10 % de la existente en los puntos interiores.

- El ejemplo del cilindro de pared gruesa además nos permite ilustrar el concepto de *concentración de estrés*.
- Cuando se tensiona un cuerpo elástico con una irregularidad geométrica local, como un agujero para el aceite, un chavetero/chaveta, o una muesca, generalmente hay una variación localizada en el estado de tensión en la vecindad inmediata de la irregularidad.
- Los niveles máximos de estrés en la irregularidad pueden ser varias veces mayores que los niveles nominales de estrés en la mayor parte del cuerpo. En estas circunstancias, se dice que **la irregularidad causa una concentración de estrés**.

- **Ejemplo 2.3:** Cilindro de pared gruesa. Sea  $r_i \ll r_o$ ,  $p_i = 0$  y  $p_o = p$ . El pequeño agujero de radio  $r_i$  puede considerarse como una irregularidad geométrica en un cilindro sólido. Muestre que fuera del agujero pequeño, el estado de tensión es casi una compresión biaxial, con  $\sigma_r = \sigma_\theta = -p$ , mientras que en la superficie del agujero el estado de estrés es tensión simple, con  $\sigma_r = 0$  y  $\sigma_\theta$  casi igual a  $2p$ . El nivel de tensión pico es, por lo tanto, casi el doble que en la mayor parte del cilindro.

El cambio en el estado de tensión se concentra en la vecindad cercana del agujero: aproximadamente el 90 % del cambio tiene lugar en un radio de  $r = 3r_i$ .

## 2.4 Energía de deformación en cuerpos elásticos

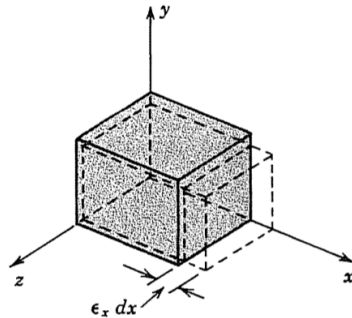
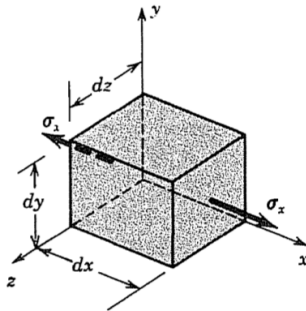
- Nos interesa analizar la energía de deformación de un cuerpo arbitrariamente elástico lineal sometido a pequeñas deformaciones.
- La energía elástica  $U$  almacenada en un resorte lineal se da en tres formas: en términos de la desviación  $\delta$ , en términos de la fuerza  $F$ , o en términos de la desviación  $\delta$  y la fuerza  $F$ .
- Como será evidente, en el desarrollo posterior, la última forma

$$U = \frac{1}{2} F \delta,$$

es más conveniente para nuestros propósitos.

- Debido a la linealidad, la fuerza y la desviación crecen de forma directamente proporcional durante el proceso de carga y, por lo tanto, el trabajo total realizado es solo la mitad del producto de la fuerza final y la desviación final.

- Apliquemos el concepto anterior a un elemento infinitesimal dentro de un cuerpo linealmente elástico.
- La figura muestra un eje de componente de tensión uniaxial que actúa sobre un elemento rectangular (izquierda), así como la deformación correspondiente (derecha), incluido el alargamiento debido al componente de deformación  $\epsilon_x$ .



- La energía elástica almacenada en dicho elemento se denomina comúnmente *energía de deformación*. En este caso, la fuerza  $\sigma_x dydz$  que actúa sobre la cara  $x$ -positiva realiza trabajo cuando el elemento se alarga  $\varepsilon_x dx$ .
- La energía de deformación  $dU$  almacenada en el elemento, cuando los valores finales de tensión y deformación son  $\sigma_x$  y  $\varepsilon_x$ , es

$$dU = \frac{1}{2}(\sigma_x dydz)(\varepsilon_x dx) = \frac{1}{2}\sigma_x \varepsilon_x dV,$$

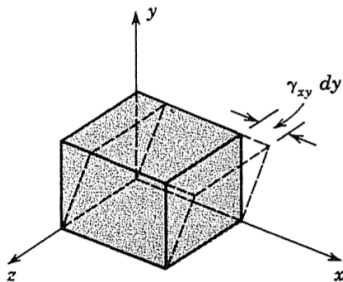
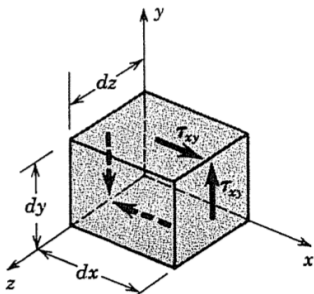
donde  $dV = dx dy dz$  es el volumen del elemento infinitesimal.

- Dado un cuerpo elástico de volumen total  $V$ , la energía de deformación total  $U$  se obtiene por integración

$$U = \frac{1}{2} \int_V \sigma_x \varepsilon_x dV.$$



- Considere a continuación el componente de esfuerzo cortante  $\tau_{xy}$  que actúa sobre el elemento infinitesimal en la figura (izquierda).



- La deformación correspondiente debida al componente de esfuerzo cortante  $\gamma_{xy}$  se indica en la figura (derecha).
- En este caso, la fuerza  $\tau_{xy} dx dz$  actúa sobre la cara positiva y realiza trabajo a medida que esa cara se desplaza la distancia  $\gamma_{xy} dy$ .
- Debido a la linealidad del material,  $\gamma_{xy}$  y  $\tau_{xy}$  crecen de forma directamente proporcional a medida que el elemento se deforma.

- La energía de deformación almacenada en el elemento, cuando los valores finales de deformación y tensión son  $\gamma_{xy}$  y  $\tau_{xy}$ , es

$$dU = \frac{1}{2}(\tau_{xy}dydz)(\gamma_{xy}dx) = \frac{1}{2}\tau_{xy} \gamma_{xy} dV.$$

- Se pueden escribir resultados análogos para cualquier otro par de tensiones y deformaciones (por ejemplo,  $\sigma_y$  y  $\varepsilon_y$  o  $\tau_{yz}$  y  $\gamma_{yz}$ ) cuando el componente de tensión involucrado es la única tensión que actúa sobre el elemento.
- La energía de deformación total almacenada en el elemento infinitesimal para un estado general 3D de tensión es

$$dU = \frac{1}{2} (\sigma_x \varepsilon_x + \sigma_y \varepsilon_y + \sigma_z \varepsilon_z + \tau_{xy} \gamma_{xy} + \tau_{yz} \gamma_{yz} + \tau_{zx} \gamma_{zx}) dV.$$

- En notación tensorial

$$dU = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} : \boldsymbol{\sigma} dV.$$

- La energía de tensión almacenada en todo el cuerpo es

$$U = \frac{1}{2} \int_V \boldsymbol{\varepsilon} : \boldsymbol{\sigma} dV = \frac{1}{2} \int_V \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{C} \boldsymbol{\varepsilon} dV. \quad (2.7)$$

Esta es la energía de deformación en un material lineal, [fórmula de Clapeyron](#).

- En ingeniería es muy común describir la Ec. (2.7) en notación vectorial y no tensorial, empleando la descripción de Voigt para  $\boldsymbol{\varepsilon}$  y  $\boldsymbol{\sigma}$

$$U = \frac{1}{2} \int_V \boldsymbol{\varepsilon}^T \boldsymbol{\sigma} dV = \frac{1}{2} \int_V \boldsymbol{\varepsilon}^T \mathbf{C} \boldsymbol{\varepsilon} dV. \quad (2.8)$$

donde observamos que la densidad de energía de deformación  $\mathcal{W}$  como forma cuadrática de las componentes de la deformación.

## 2.5 Límite del modelo elástico: criterios de plastificación

- Se conocen como teorías de falla elástico o criterios de falla elástico a los criterios usados para determinar los esfuerzos estáticos permisibles en estructuras o componentes de máquinas.
- Más precisamente, una máquina trabaja en ciclos reversibles debe ser diseñada de tal manera que sus tensiones no salgan del dominio elástico.
- Los criterios de fallo elástico establecen diferentes aproximaciones para diferentes materiales que permiten realizar el diseño de manera correcta.
- La ocurrencia de fallo elástico no implica en muchos casos la rotura de la pieza, ese otro caso requiere el estudio mediante mecánica de la fractura.
- Se considera materiales dúctiles (*e.g.* metales) a aquellos que pueden deformarse considerablemente antes de llegar a rotura.
- Para este tipo de materiales existen dos teorías,
  - ① Criterio de Tresca o teoría de la tensión tangencial máxima
  - ② Criterio de von Mises o teoría de la máxima energía de distorsión

## 1) Criterio de Tresca.

- Esta teoría fue propuesta por Henri Tresca, bajo este criterio una pieza resistente o elemento estructural falla cuando en alguno de sus puntos sucede que:

$$\tau_{\text{máx}} \geq \frac{\sigma_Y}{2} \quad (2.9)$$

siendo  $\sigma_Y$ , la tensión de límite elástico del material de la pieza;

$\tau_{\text{máx}} = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$ , la tensión cortante máxima del punto considerado;

$\sigma_1, \sigma_3$ , la mayor y la menor tensión principal en el punto considerado.

- Se basa en limitar el diámetro de la mayor circunferencia de Mohr al valor  $\sigma_T$

$$[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 - \sigma_T^2][(\sigma_1 - \sigma_3)^2 - \sigma_T^2][(\sigma_2 - \sigma_3)^2 - \sigma_T^2] \leq 0.$$

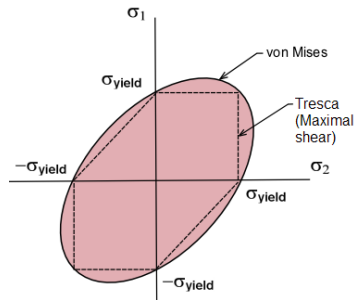
- Los estados tensionales posibles expresados como puntos  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$  se encuentran comprendidos en el interior de un prisma hexagonal cuyo eje viene definido por la dirección  $(1, 1, 1)$  y cuyo lado es  $\sqrt{2/3} \sigma_T$ .
- La plastificación se produce cuando se alcanza la superficie del prisma.

## 2) Criterio de von Mises.

- Este criterio puede considerarse un refinamiento del criterio de Tresca.
- En este caso los estados posibles se encuentran en el interior de un cilindro con la misma orientación y el mismo radio que el prisma de Tresca.
- Su expresión es

$$\sigma_{vM} = \sqrt{3 J_2} = \sqrt{\frac{1}{2} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]} \leq \sigma_Y. \quad (2.10)$$

- Criterio de fluencia de von Mises en condiciones de carga 2D (planas): si la tensión en la tercera dimensión es cero ( $\sigma_3 = 0$ ), no se prevé que se produzca ninguna fluencia para las coordenadas de tensión  $\sigma_1, \sigma_2$  dentro del área roja.
- Debido a que el criterio de rendimiento de Tresca está dentro del área roja, el criterio de von Mises es más laxo.



State of Stress	Boundary Conditions	von Mises Equations
General	No restrictions	$\sigma_v = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2 + 6(\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2)]}$
Principal stresses	$\sigma_{12} = \sigma_{31} = \sigma_{23} = 0$	$\sigma_v = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]}$
General plane stress	$\sigma_3 = 0$ $\sigma_{31} = \sigma_{23} = 0$	$\sigma_v = \sqrt{\sigma_{11}^2 - \sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{22}^2 + 3\sigma_{12}^2}$
Principal plane stress	$\sigma_3 = 0$ $\sigma_{12} = \sigma_{31} = \sigma_{23} = 0$	$\sigma_v = \sqrt{\sigma_1^2 - \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2^2}$
Pure shear	$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 0$ $\sigma_{31} = \sigma_{23} = 0$	$\sigma_v = \sqrt{3} \cdot  \sigma_{12} $
Uniaxial	$\sigma_2 = \sigma_3 = 0$ $\sigma_{12} = \sigma_{31} = \sigma_{23} = 0$	$\sigma_v = \sigma_1$

## • Tensor desviador

- En álgebra lineal, el desviador o parte desviadora de un tensor de segundo orden es un tensor de traza nula, que resulta de la combinación lineal del tensor original y el tensor identidad.
- En mecánica de sólidos deformables la parte desviadora de un tensor de deformación puede relacionarse con cambios de forma de un sólido que no alteran el volumen (cambios de forma isocóricos).



## ● Tensor desviador de estrés

<https://www.rockmechs.com/deviatoric-stress-and-invariants/>

- El tensor de tensión  $\sigma_{ij}$  se puede expresar como la suma de otros dos tensores de tensión:
  1. el *tensor hidrostático de tensiones* o tensor volumétrico de tensiones o tensor medio de tensiones normales,  $\pi\delta_{ij}$ , que tiende a cambiar el volumen del cuerpo; y
  2. el *tensor desviador de tensiones*,  $s_{ij}$ , que tiende a distorsionar el cuerpo sin cambiar su volumen.

[ver vídeo [Tensión hidrostática y tensiones desviadoras](#)]

- Entonces,

$$\sigma_{ij} = s_{ij} + \pi\delta_{ij},$$

donde  $\pi$  es la tensión media dada por

$$\pi = \frac{\sigma_{kk}}{3} = \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}}{3} = \frac{1}{3}I_1.$$

- Por ejemplo la presión  $p$  se define generalmente como

$$p = \lambda \nabla \cdot \mathbf{v} - \pi,$$

donde  $\lambda$  es una constante de proporcionalidad,  $\nabla$  es el operador de divergencia y  $\mathbf{v}$  es el campo de velocidad.

- El tensor desviador de tensiones se obtiene restando el tensor hidrostático al tensor de tensión de Cauchy:

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{\sigma_{kk}}{3} \delta_{ij},$$

$$\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{3}(\text{tr}\boldsymbol{\sigma})\mathbf{I},$$

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \pi & 0 & 0 \\ 0 & \pi & 0 \\ 0 & 0 & \pi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} - \pi & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} - \pi & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} - \pi \end{bmatrix}.$$

### ● Invariantes del tensor desviador de tensiones

- Como es un tensor de segundo orden, el tensor desviador de tensiones,  $\mathbf{s}$ , también tiene un conjunto de invariantes, que se pueden obtener utilizando el mismo procedimiento utilizado para calcular las invariantes del tensor de tensión  $\boldsymbol{\sigma}$ .
- Se puede demostrar que las direcciones principales del tensor desviador son las mismas que las direcciones principales del tensor de tensión.
- Por tanto, la ecuación característica es

$$|s_{ij} - \lambda \delta_{ij}| = -\lambda^3 + J_1 \lambda^2 - J_2 \lambda + J_3 = 0,$$

donde  $J_1$ ,  $J_2$ , y  $J_3$  son el primer, segundo y tercer invariante del tensor desviador. Sus valores son “invariantes” del sistema de coordenadas elegido.

- Estos invariantes de tensión desviadora se pueden expresar como una función de los componentes del  $s_{ij}$ , de sus valores principales,  $s_1, s_2$  y  $s_3$ , o alternatively, como una función de  $\sigma_{ij}$  o de sus valores principales  $\sigma_1, \sigma_2$  y  $\sigma_3$ , o de sus invariantes  $I_1, I_2$  e  $I_3$ .

$$J_1 = s_{kk} = 0,$$

$$\begin{aligned} J_2 &= \frac{1}{2} s_{ij} s_{ji} = \frac{1}{2} \text{tr}(\mathbf{s}^2) \\ &= \frac{1}{2} (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) \\ &= \frac{1}{6} [(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2] + \sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2 \\ &= \boxed{\frac{1}{6} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]} \\ &= \frac{1}{3} I_1^2 - I_2 = \frac{1}{2} \left[ \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}^2) - \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma})^2 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_3 &= \det(s_{ij}) \\ &= \frac{1}{3} s_{ij} s_{jk} s_{ki} = \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbf{s}^3) \\ &= \frac{1}{3} (s_1^3 + s_2^3 + s_3^3) \\ &= s_1 s_2 s_3 \\ &= \frac{2}{27} I_1^3 - \frac{1}{3} I_1 I_2 + I_3 = \frac{1}{3} \left[ \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}^3) - \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}^2) \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}) + \frac{2}{9} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma})^3 \right]. \end{aligned}$$

- Dado que  $J_1 = s_{kk} = 0$ , se dice que el tensor desviador de esfuerzos está en un estado de corte puro.
- Como hemos visto una cantidad llamada esfuerzo equivalente o esfuerzo de von Mises se usa comúnmente en mecánica de sólidos. La tensión equivalente se define como

$$\sigma_{\text{vM}} = \sqrt{3 J_2} = \sqrt{\frac{1}{2} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]},$$

por esto a veces la teoría de fallo de von Mises se llama **teoría de fallo  $J_2$** .

- Hencky (1924) ofreció una interpretación física del criterio de von Mises sugiriendo que la plastificación comienza cuando la energía elástica de distorsión alcanza un valor crítico.
- Por esta razón, el criterio de von Mises también se conoce como el *criterio de máxima energía de deformación por distorsión*.
- Esto proviene de la relación entre  $J_2$  y la densidad de energía de deformación elástica de distorsión  $\mathcal{W}_D$  dada como

$$\mathcal{W}_D = \frac{J_2}{2G}, \quad \text{siendo } G \text{ el módulo elástico de corte } G = \frac{E}{2(1 + \nu)}.$$

- Como hemos visto, la **energía de deformación de un sólido deformable**, iguala al trabajo exterior de las fuerzas que provocan dicha deformación.
- Dicho trabajo  $U$  puede descomponerse, entre el trabajo invertido en cambiar la forma del cuerpo o energía de distorsión  $U_D$  y el trabajo invertido en comprimir o dilatar el cuerpo manteniendo constantes las relaciones geométricas o energía elástica volumétrica,  $U_V$ ,

$$U = U_V + U_D.$$

- Los dos términos vienen dados por:

$$\begin{aligned} U_V &= \int_V \frac{3}{2} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})^2 \frac{1 - 2\nu}{E} dV \\ &= \int_V \frac{(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})^2}{2K} dV, \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned} U_D &= U - U_V \\ &= \int_V \frac{1}{6G} [\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 + \sigma_{zz}^2 - (\sigma_{xx}\sigma_{yy} + \sigma_{yy}\sigma_{zz} + \sigma_{zz}\sigma_{xx})] dV \\ &\quad + \int_V \frac{1}{2G} [\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2] dV. \end{aligned}$$

- Frecuentemente, la energía de distorsión dada por la última expresión, se expresa en términos de una combinación especial de las otras componentes de tensión llamada tensión de von Mises:

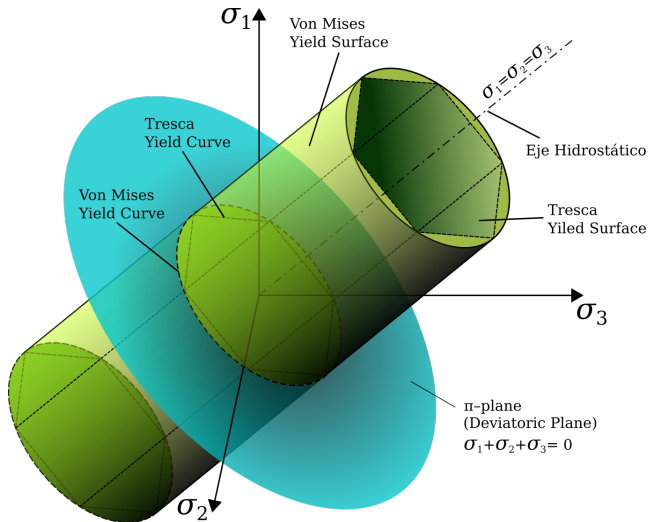
$$U_D = \int_V \mathcal{W}_D dV = \int_V \frac{J_2}{2G} dV = \int_V \frac{\sigma_{\text{vM}}^2}{6G} dV.$$

- Igualando los integrandos se obtiene que la tensión de von Mises viene dada por:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{vM}}^2 &= \sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 + \sigma_{zz}^2 - (\sigma_{xx}\sigma_{yy} + \sigma_{yy}\sigma_{zz} + \sigma_{zz}\sigma_{xx}) + 3(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2) \\ &= \frac{1}{2} [(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2] + 3(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2). \end{aligned}$$

## 2.6 Superficie de fluencia

- La *superficie de fluencia* de un material es una construcción abstracta que permite visualizar el conjunto de tensiones posibles o admisibles dentro de un sólido deformable elastoplástico.
- La superficie de fluencia es una superficie bidimensional en el espacio de tensiones principales  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ .
- Cuando un sólido deformable se somete a tensiones progresivamente mayores, la energía potencial elástica se incrementa y a partir de cierto punto se producen transformaciones termodinámicas irreversibles al superar dicha energía cierto valor.
- El conjunto de puntos por debajo de los cuales no se producen transformaciones termodinámicas irreversibles es el conjunto de tensiones admisibles es una región conexas del espacio de tensiones.
- La frontera de la región de tensiones admisibles es precisamente superficie de fluencia.



Las superficies de fluencia de von Mises en coordenadas de tensión principales circunscriben un cilindro con radio  $\sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_Y$  alrededor del eje hidrostático. También se muestra la superficie de rendimiento hexagonal de Tresca.



- Propiedades de la superficie de fluencia

- *Convexidad*. Bajo argumentos termodinámicos puede probarse que, La superficie de fluencia es convexa.
- *Compacidad*. La superficie de fluencia se considera cerrada y por tanto encierra un volumen finito. Y por tanto el conjunto de tensiones alcanzables es siempre un conjunto compacto.
- *Continuidad*. La superficie de fluencia se considera que es Lipshitz-continua.
- *Unicidad del problema elastoplástico*. Cuando la superficie no es diferenciable el problema elastoplástico puede ser tratado mediante métodos variacionales. Bajo condiciones suficientemente regulares puede probarse que la solución del problema elastoplástico, aun cuando la superficie no sea diferenciable, es única.

# Bibliografía



Stephen H. Crandall; Norman C. Dahl; Thomas J. Lardner (1999).

An Introduction to the Mechanics of Solids: 2nd Ed. with SI Units. New York, McGraw-Hill, 1999.



Russel C. Hibbeler (2011).

Mecánica de Materiales. 8va Ed. México, Pearson, 2011.

# Fin

