

3

TEORIAS DE FALLO ESTATICO

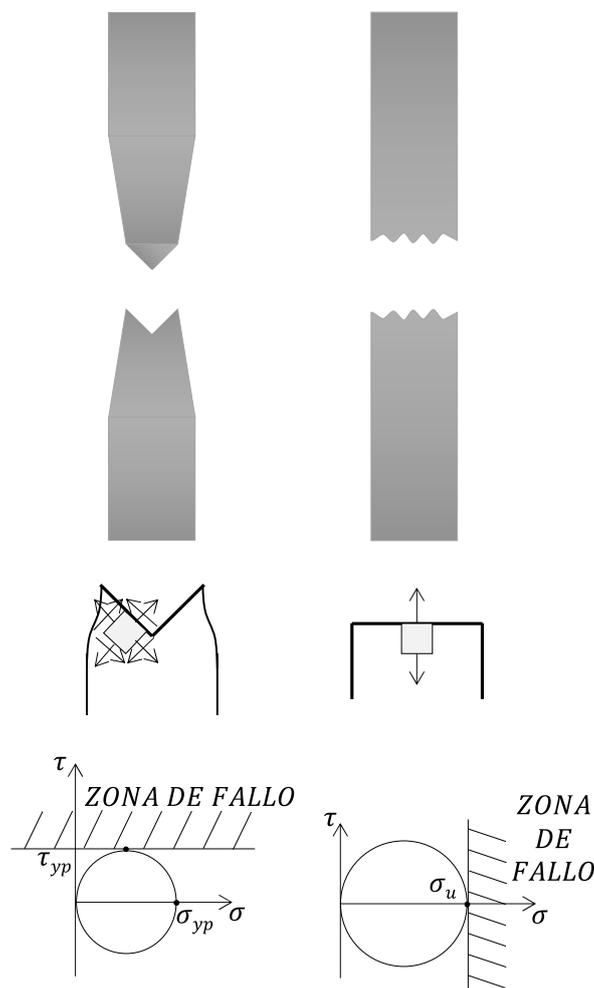
1. FALLO DÚCTIL Y FALLO FRÁGIL

Tal y como se ha explicado en el Tema anterior, el fallo dúctil se da cuando el material llega a fluencia (se produce una elevada deformación permanente) mientras que el fallo frágil ocurre cuando el material llega a la rotura (se produce la rotura de la pieza sin apenas deformación).

En cuanto a la mecánica de fallo, en materiales dúctiles la fluencia se da por tensiones tangenciales (de cortante) tal y como se muestra en la Figura 1a; es por ello que cuando la probeta fluye y finalmente se rompe lo hace con un ángulo de inclinación de 45° respecto a su eje. Es decir, en contra de lo que se suele indicar, el fallo no se da porque la tensión normal en la dirección del eje alcanza el valor de $\sigma = \sigma_{yp}$, sino porque la tensión cortante en dirección 45° respecto al eje alcanza el valor de $\tau = \tau_{yp}$. En ese momento, dicha tensión cortante a 45° es tan elevada que el material no es capaz de resistirla internamente, produciéndose el deslizamiento entre los planos cristalinos, causando una deformación elevada y permanente en dicha dirección; este fenómeno es lo que se conoce como fluencia. No obstante, según se observa en el círculo de Mohr de la Figura 1a, en el ensayo de tracción (estado tensional uniaxial) $\sigma = \sigma_{yp}$ y $\tau = \tau_{yp}$ suceden a la vez, por lo que

comúnmente se dice que el fallo se da cuando $\sigma = \sigma_{yp}$, aunque conceptualmente esta afirmación es errónea.

Por su parte, en materiales frágiles la rotura se da cuando la tensión normal en la dirección del eje tensiones normales es $\sigma = \sigma_u$. En ese momento, el material no es capaz de resistir dicha tensión normal y se genera una pequeña grieta. Esa grieta actúa como concentrador de tensiones, elevando el nivel tensional en el borde de la grieta y provocando que ésta se propague de manera casi instantánea en dirección perpendicular al eje. Así, la sección de la probeta se parte por la mitad, sin ninguna inclinación, e instantáneamente, tal y como se observa en la Figura 1b.



b)

Figura 1. Tipos de fallo: a) fallo dúctil b) fallo frágil.

2. TEORÍAS DE FALLO ESTÁTICO

Determinar el fallo de un punto sometido a un estado tensional uniaxial, como en el ensayo de tracción, es sencillo: si el material es dúctil, el fallo se produce cuando $\sigma = \sigma_{yp}$ (en

realidad cuando $\tau = \tau_{yp}$); si el material es frágil, el fallo se da cuando $\sigma = \sigma_u$. Se recuerda asimismo que, en caso de que exista una concentración de tensiones, si el material es dúctil es la tensión nominal σ_{nom} la que hay que comparar con σ_{yp} ; si el material es frágil, es la tensión máxima σ_{max} la que se debe comparar con σ_u .

Ahora bien, cuando un punto de una pieza está sometido a un estado tensional multiaxial (biaxial o, menos habitualmente, triaxial), no es tan inmediato determinar si se da el fallo. Lo ideal sería tener un ensayo para tensiones multiaxiales semejante al ensayo de tracción empleado para tensiones uniaxiales, pero esto no es viable en la práctica debido a la gran variedad de posibles combinaciones de estados tensionales ($\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$) que habría que ensayar. Tampoco está justificado realizar ensayos de la pieza sometiéndola a las cargas que va a tener durante su vida de funcionamiento por su alto coste, excepto cuando se trate de elementos críticos o que se vayan a fabricar en grandes tiradas. Así, lo habitual es que el analista solamente conozca los valores σ_{yp} y σ_u del material, obtenidos del ensayo de tracción. Conociendo únicamente estos valores, el analista debe determinar si se da el fallo en cualquier punto de la pieza que presente un estado tensional multiaxial. Para ello se han desarrollado varias teorías de fallo.

Las teorías de fallo se basan en dos pasos. En primer lugar, se obtienen las tensiones principales ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$) del estado multiaxial original ($\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$) del punto a estudio. En segundo lugar, mediante las teorías de fallo se pasa de ese estado tensional de tensiones principales ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$) a un estado uniaxial equivalente (σ_{eq}), comparando dicho valor de σ_{eq} con σ_{yp} (material dúctil) o σ_u (material frágil) para determinar si se da o no el fallo. La Figura 2 ilustra esquemáticamente este procedimiento.

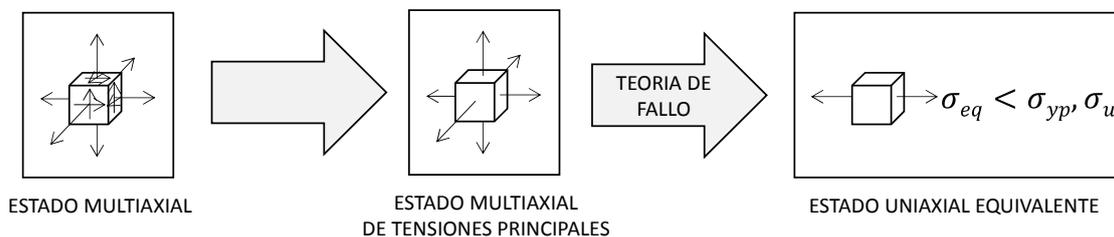


Figura 2. Forma de proceder de las teorías de fallo estático.

Algunas teorías de fallo se adaptan mejor a materiales dúctiles, otras a frágiles, otras a materiales anisótropos... A continuación se explican las más empleadas para fallos dúctiles y frágiles.

2.1 TEORÍAS DE FALLO PARA FALLO DÚCTIL

Las teorías de fallo dúctil que se van a explicar en este libro son la teoría del esfuerzo cortante máximo (Tresca), la teoría de distorsión máxima (Von Mises) y la teoría de Coulomb-Mohr.

2.1.1 TEORIA DEL ESFUERZO CORTANTE MÁXIMO (TRESCA)

Según esta teoría, en un estado tensional multiaxial el fallo se produce cuando la máxima tensión cortante supera la tensión cortante de fluencia, es decir cuando $\tau_{max} = \tau_{yp}$. Esto es precisamente lo que se ha ilustrado en la Figura 1a. Así, representando un estado tensional multiaxial cualquiera mediante los círculos de Mohr, el fallo ocurre cuando alguno de los círculos rebasa los límites de τ_{yp} (ver Figura 3).

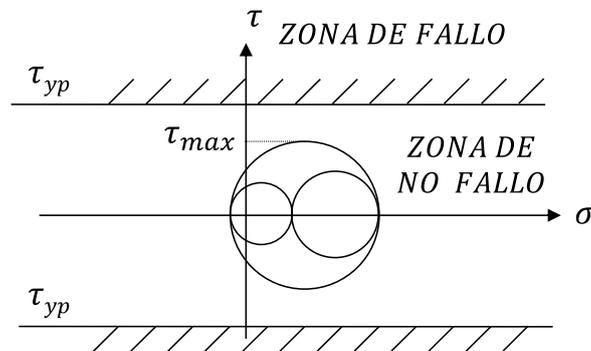


Figura 3. Representación de la teoría de fallo de Tresca en los círculos de Mohr.

Matemáticamente, según esta teoría se debe verificar la siguiente condición para que no exista fallo:

$$\tau_{max} = \max\left(\left|\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}\right|, \left|\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}\right|, \left|\frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2}\right|\right) < \tau_{yp} \quad (1)$$

Es decir, el radio del círculo más grande (τ_{max}) debe ser menor que τ_{yp} . De acuerdo con la Figura 1a, $\tau_{yp} = \tau_{yp}/2$. Multiplicando la expresión anterior por 2, se obtiene la tensión uniaxial equivalente σ_{eq} que, al tratarse de un material dúctil, debe ser menor que σ_{yp} para que no se produzca el fallo:

$$\sigma_{eq} = \max(|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_1 - \sigma_3|, |\sigma_2 - \sigma_3|) < \sigma_{yp} \quad (2)$$

Tal y como se ha comentado, lo más habitual es tener estados tensionales biaxiales ($\sigma_3 = 0$). Para estos casos la ecuación (2) se puede representar un diagrama $\sigma_1 - \sigma_2$ en el que las combinaciones $\sigma_1 - \sigma_2$ de “no fallo” quedan dentro de un hexágono (ver Figura 4); es decir, según la teoría de cortante máximo cualquier estado tensional $\sigma_1 - \sigma_2$ que quede

fuera del hexágono o sobre él produce el fallo.

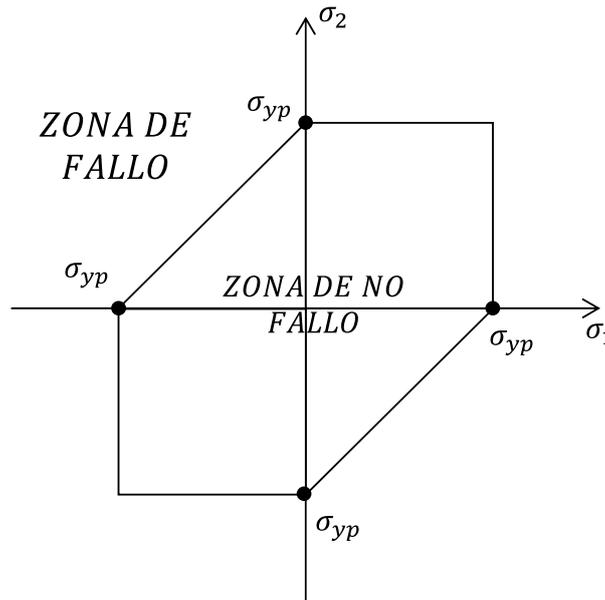


Figura 4. Representación de la teoría de fallo de Tresca en el diagrama σ_1 - σ_2 (para estados tensionales biaxiales).

2.1.2 TEORÍA DE LA ENERGÍA DE DISTORSIÓN MÁXIMA (VON MISES)

Según esta teoría, el fallo ocurre cuando la energía de distorsión total en un volumen unitario es mayor que el valor de energía de distorsión correspondiente a la resistencia a fluencia en ese mismo volumen. Tras el desarrollo matemático correspondiente (que queda fuera del alcance de este libro), esto da como resultado una tensión uniaxial equivalente σ_{eq} que, al tratarse de un material dúctil, debe ser menor que σ_{yp} para que no se produzca el fallo:

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2]} < \sigma_{yp} \quad (3)$$

En el diagrama $\sigma_1 - \sigma_2$ para estados tensionales biaxiales ($\sigma_3 = 0$), las combinaciones de “no fallo” quedan dentro de una elipse (ver Figura 5); es decir, según la teoría de la energía de distorsión máxima cualquier estado tensional $\sigma_1 - \sigma_2$ que quede fuera de la elipse o sobre ella produce el fallo.

En líneas discontinuas se muestra el hexágono correspondiente a la teoría del esfuerzo cortante máximo de la Figura 4. Si bien la teoría de Tresca es ligeramente más conservadora que la de Von Mises (ya que un punto entre el hexágono y la elipse implica fallo según Tresca y no fallo según Von Mises), se emplea más la teoría de Von Mises porque se ha

comprobado experimentalmente que se ajusta mejor a la realidad y porque su expresión matemática es más sencilla al consistir en una sola ecuación.

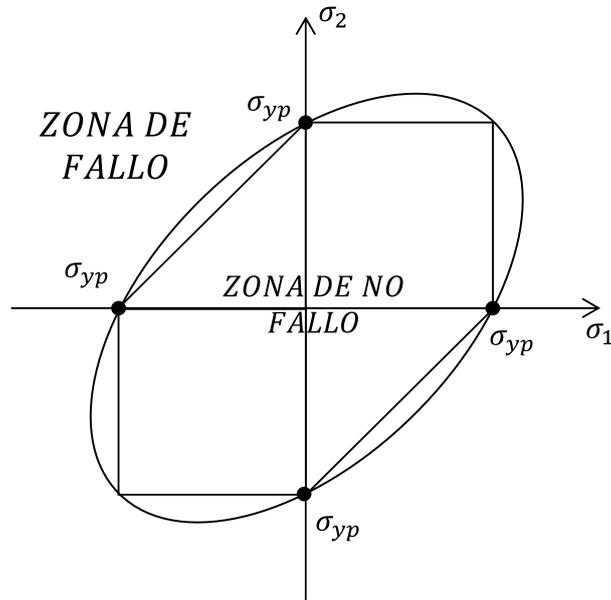


Figura 5. Representación de la teoría de fallo de Von Mises en el diagrama σ_1 - σ_2 (para estados tensionales biaxiales).

2.1.3 TEORIA DE COULOMB-MOHR

Obsérvese que en las dos teorías explicadas (Tresca y Von Mises) se ha supuesto que el material dúctil es equirresistente, es decir que tiene las mismas propiedades resistentes a tracción y compresión ($\sigma_{ypt} = \sigma_{ypc}$). Este es el caso más habitual.

En caso de que el material dúctil sea no equirresistente, se utiliza la teoría de Coulomb-Mohr, la cual no es más una adaptación de la teoría de Tresca para materiales no equirresistentes. La condición de no fallo sería en este caso:

$$\max \left(\left| \frac{\sigma_1}{\sigma_{yp}^*} - \frac{\sigma_2}{\sigma_{yp}^*} \right|, \left| \frac{\sigma_1}{\sigma_{yp}^*} - \frac{\sigma_3}{\sigma_{yp}^*} \right|, \left| \frac{\sigma_2}{\sigma_{yp}^*} - \frac{\sigma_3}{\sigma_{yp}^*} \right| \right) < 1 \quad (4)$$

Donde σ_{yp}^* es igual a la tensión de fluencia de tracción σ_{ypt} cuando la tensión principal del numerador es de tracción, e igual a la tensión de fluencia de compresión σ_{ypc} cuando la tensión principal del numerador es de compresión. Nótese que para un material equirresistente, la ecuación (4) de Coulomb-Mohr sería igual a la ecuación (2) de Tresca.

La Figura 6a muestra la representación de las zonas de fallo y no fallo en los círculos de Mohr, mientras que la Figura 6b muestra lo propio en el diagrama $\sigma_1 - \sigma_2$ para estados tensionales biaxiales ($\sigma_3 = 0$). Una vez más se comprueba su analogía con la teoría de fallo

de Tresca.

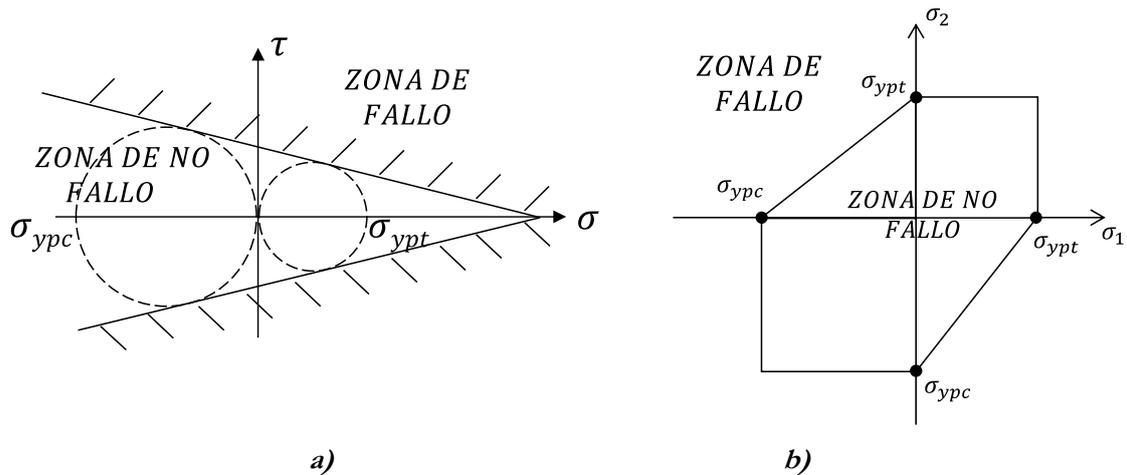


Figura 6. Representación de la teoría de fallo de Coulomb-Mohr: a) en los círculos de Mohr b) en el diagrama σ_1 - σ_2 (para estados tensionales biaxiales).

2.2 TEORÍAS DE FALLO PARA FALLO FRÁGIL

Las teorías de fallo frágil que se van a explicar en este libro son la teoría del esfuerzo normal máximo (Rankine) y las teorías de Coulomb-Mohr y Mohr modificado.

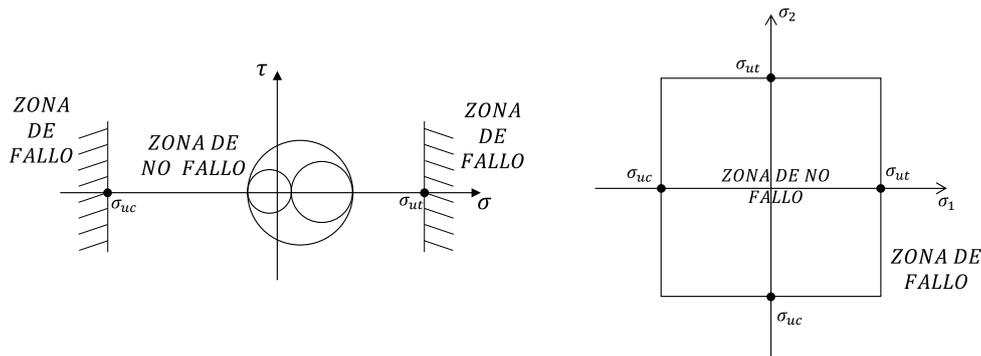
2.2.1 TEORIA DEL ESFUERZO NORMAL MÁXIMO (RANKINE)

Según esta teoría, en un estado tensional multiaxial el fallo ocurre cuando la tensión principal más positiva supera la tensión normal de rotura a tracción σ_{ut} , o cuando la tensión principal más negativa supera la tensión normal de rotura a compresión σ_{uc} (los materiales frágiles no son equirresistentes). Esto es precisamente lo que se ha ilustrado en la Figura 1b. Expresado matemáticamente:

$$\sigma_{eq} = \max(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) < \sigma_{ut} \quad (5a)$$

$$\sigma_{eq} = \min(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) > \sigma_{uc} \quad (5b)$$

La Figura 7a muestra los círculos de Mohr y la Figura 7b el diagrama $\sigma_1 - \sigma_2$ para estados tensionales biaxiales ($\sigma_3 = 0$) de acuerdo a esta teoría.



a) b)
Figura 7. Representación de la teoría de fallo de Rankine: a) en los círculos de Mohr b) en el diagrama σ_1 - σ_2 (para estados tensionales biaxiales).

2.2.2 TEORIAS DE COULOMB-MOHR Y MOHR MODIFICADO

Los ensayos experimentales demuestran que la teoría de Rankine no es capaz de prever correctamente algunos casos de fallo frágil. En efecto, en la Figura 8 se representan una serie de puntos que representan combinaciones $\sigma_1 - \sigma_2$ que dan lugar a fallo, pero según la teoría de Rankine varios de estos estados tensionales no deberían fallar al estar dentro de la zona de no fallo. Para ajustarse mejor a la realidad se desarrollaron alternativas a la teoría de Rankine, entre ellas las teorías de Coulomb-Mohr y Mohr modificado representadas en la Figura 8.

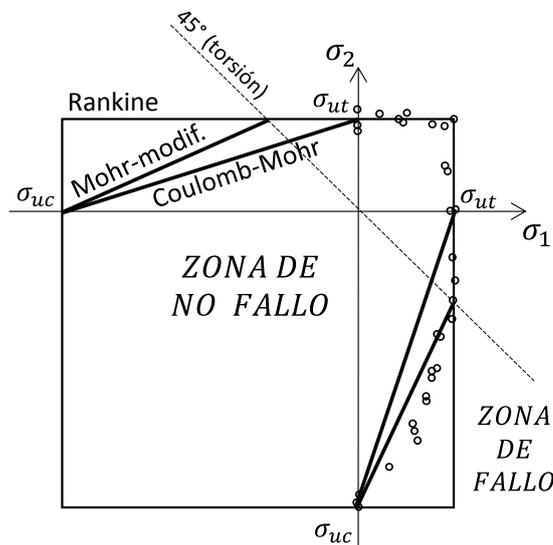


Figura 8. Representación de las teorías de fallo de Rankine, Coulomb-Mohr y Mohr modificado en el diagrama σ_1 - σ_2 (estados tensionales biaxiales), junto con puntos de fallo. Resultados correspondientes a fundición gris.

Existen otras teorías además de estas dos, como por ejemplo una que aproxima el segundo y cuarto cuadrante mediante parábolas, sin embargo la más empleada es la teoría de Coulomb-Mohr debido a la simplicidad de su ecuación y a sus resultados aceptables:

$$\max \left(\left| \frac{\sigma_1}{\sigma_u^*} - \frac{\sigma_2}{\sigma_u^*} \right|, \left| \frac{\sigma_1}{\sigma_u^*} - \frac{\sigma_3}{\sigma_u^*} \right|, \left| \frac{\sigma_2}{\sigma_u^*} - \frac{\sigma_3}{\sigma_u^*} \right| \right) < 1 \quad (6)$$

Donde σ_u^* es igual a la tensión de rotura de tracción σ_{ut} cuando la tensión principal del numerador es de tracción, e igual a la tensión de rotura de compresión σ_{uc} cuando la tensión principal del numerador es de compresión.

3. FALLO FRÁGIL DE MATERIALES DÚCTILES

Si bien un material frágil siempre falla de forma frágil, en un material dúctil puede llegar a suceder el fallo frágil en determinados casos, cuando la pieza está sometida a una de las siguientes condiciones: bajas temperaturas, cargas de impacto o estados tensionales multiaxiales. A continuación se explica cada uno de estos casos particulares:

- a) Bajas temperaturas: cuando un material dúctil está sometido a bajas temperaturas, su comportamiento tensión-deformación se transforma en frágil, tal y como se ilustra en la Figura 9, y fallará por tanto de forma frágil.

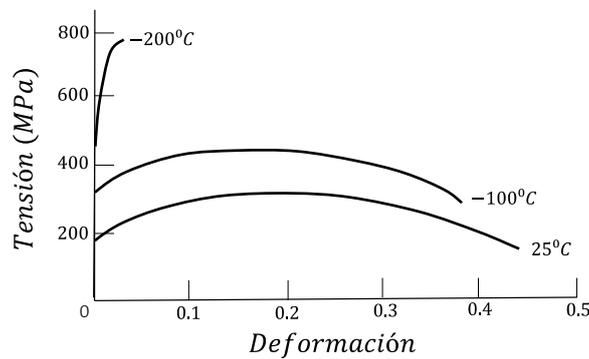


Figura 9. “Fragilización” de un material dúctil a bajas temperaturas.

- b) Cargas de impacto: las cargas de impacto también pueden causar el fallo frágil de un material dúctil. La fluencia es un fenómeno que necesita tiempo: el deslizamiento de los planos cristalinos no se da de forma instantánea, necesita su tiempo. Por esta razón, si la carga se aplica repentinamente (durante un corto intervalo de tiempo), aunque se haya llegado a $\tau_1 > \tau_{yp}$ al material no le dará tiempo a fluir y fallar de forma dúctil, y en su lugar se producirá el fallo frágil si se llega a $\sigma_1 > \sigma_u$. En la Figura 10, los círculos punteados representan la evolución instantánea del estado tensional que tiene lugar en menor tiempo que la fluencia entre planos.

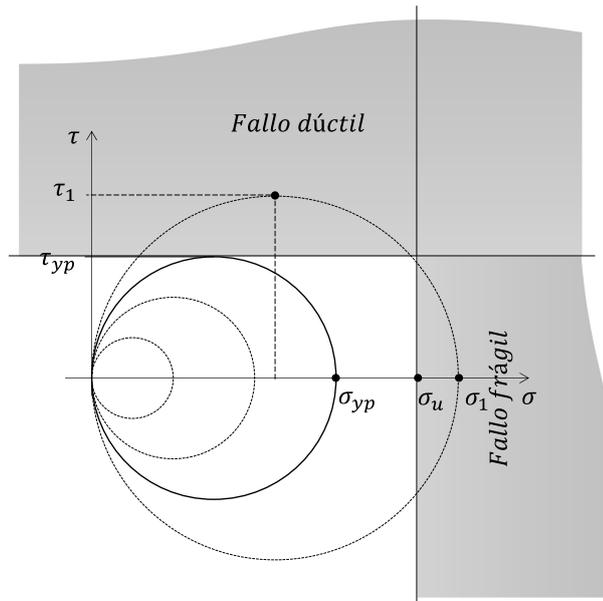


Figura 10. Fallo frágil por cargas de impacto.

c) Estados triaxiales: los estados triaxiales llevan asociada una tensión tangencial pequeña (ver Figura 11a), por eso es más probable que lleguen a $\sigma = \sigma_u$ (fallo frágil) que a $\tau = \tau_{yp}$ (fallo dúctil). De todas formas, no es habitual que una pieza presente estados tensionales triaxiales. Ocurre por ejemplo en la sección de cambio de diámetro de la pieza de la Figura 11b: en esta pieza, el cambio de sección es tan pronunciado que al aplicar una fuerza de tracción la disminución de diámetro es mucho mayor en el tramo central de la pieza que en los extremos (recuérdese que el volumen total de la pieza se mantiene constante). En consecuencia, en el cambio de sección (punto B) se desarrollan tensiones radiales y circunferenciales muy importantes que, unidas a la tensión axial debida a la fuerza de tracción, dan lugar un estado tensional triaxial como el de la Figura 11a en esta zona.

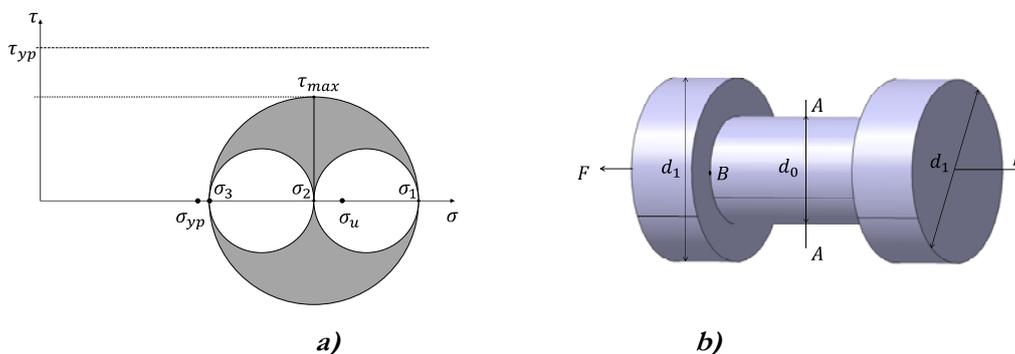


Figura 11. a) Estado tensional triaxial b) pieza susceptible de presentar tensiones triaxiales.

4. SELECCIÓN DE LAS TEORÍAS DE FALLO ESTÁTICO

En la Figura 12 se propone un diagrama para la selección de la teoría de fallo atendiendo a

varios factores. A la hora de seleccionar una teoría de fallo para materiales dúctiles, en primer lugar debe hacerse la distinción entre material equirresistente o no equirresistente. Si es equirresistente, se pueden emplear indistintamente las teorías de Tresca o Von Mises (proporcionan resultados muy similares), aunque tal y como se ha comentado anteriormente se utiliza más Von Mises porque se ajusta más a la realidad y porque tiene una expresión matemática más sencilla (si bien Tresca es ligeramente más conservador). Si el material es no equirresistente, se emplea Coulomb-Mohr.

Para materiales frágiles se utiliza la teoría de Coulomb-Mohr porque, tal y como se ha explicado, la teoría de Rankine no es capaz de predecir ciertos fallos. Pese a que existen otras teorías más precisas que la de Coulomb-Mohr, no se emplean tanto porque sus expresiones matemáticas son mucho más complejas; además, Coulomb-Mohr es más conservador que estas otras teorías.

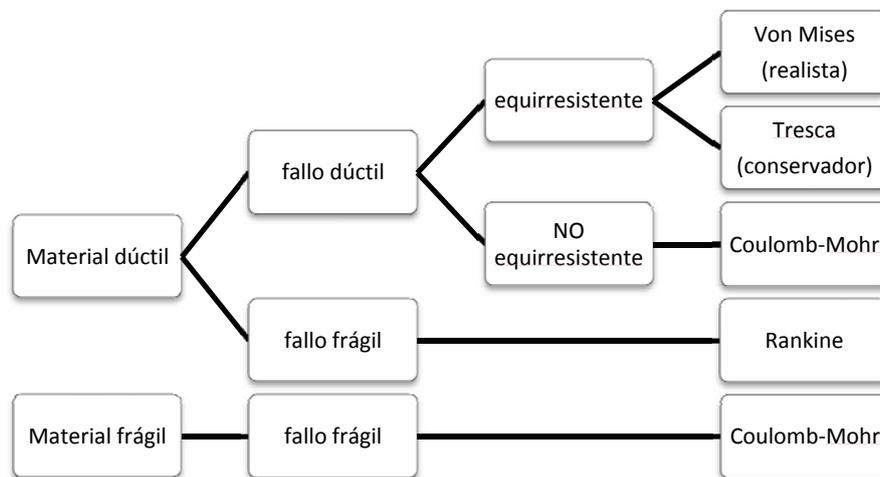


Figura 12. Diagrama de selección de teorías de fallo

5. MECÁNICA DE LA FRACTURA

A veces aparecen roturas de tipo frágil en condiciones en las que era de esperar un comportamiento dúctil y con tensiones por debajo de la fluencia. Son fallos que las teorías de fallo no son capaces de explicar, es decir se produce el fallo para estados tensionales que según las teorías de fallo no deberían fallar. Estas roturas se dan sobre todo en sistemas estructurales construidos mediante soldadura de chapas y perfiles de elevado espesor (barcos, puentes, grandes depósitos, carcasas de grandes máquinas...), aunque también ocurren en piezas de tamaño moderado fabricadas en aceros y aleaciones de alta resistencia. Se originan en zonas en las que existen grietas aparecidas previamente durante los procesos de fabricación, mecanizado, soldadura, o simplemente a causa de golpes. Estas grietas son

de tamaño macroscópico, pese a que muchas veces no están a la vista por estar por ejemplo en el interior de una soldadura.

Estas roturas de tipo frágil se dan de forma instantánea y sin previo aviso: en una pieza solicitada estáticamente, ante una carga elevada la concentración de tensiones en el borde de la grieta provoca su propagación, con lo que la sección resistente disminuye, aumentando la tensión, y así sucesivamente, de forma que la pieza se rompe de manera casi instantánea. La Teoría de la Fractura estudia este tipo de fallo. No sustituye a las teorías de fallo recién explicadas, sino que las complementa, en el sentido de que explica unos determinados tipos de fallo que éstas no son capaces de prever.

La teoría de la Fractura se desarrolló a partir de que en el siglo XX se dieran muchos fallos catastróficos de este tipo. Por mencionar un par de casos, entre 1942 y 1952, 19 de los 5000 barcos T-2 Tanker y Liberty que se construyeron se partieron en dos y más de 1000 tenían grietas de gran tamaño (ver Figura 13), y en 1967 el puente Point Pleasant se rompió y murieron 46 personas.

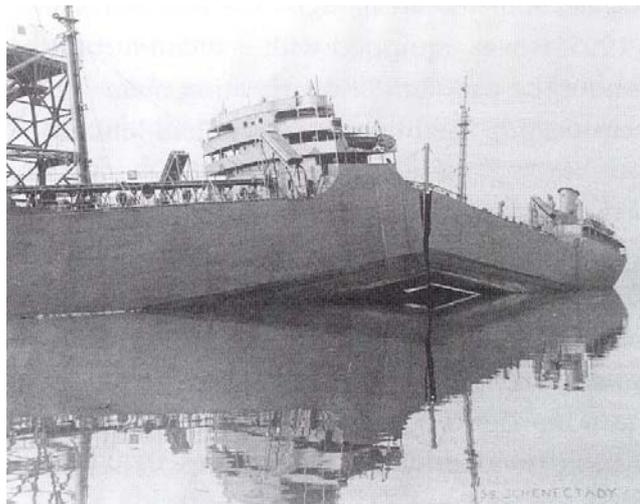
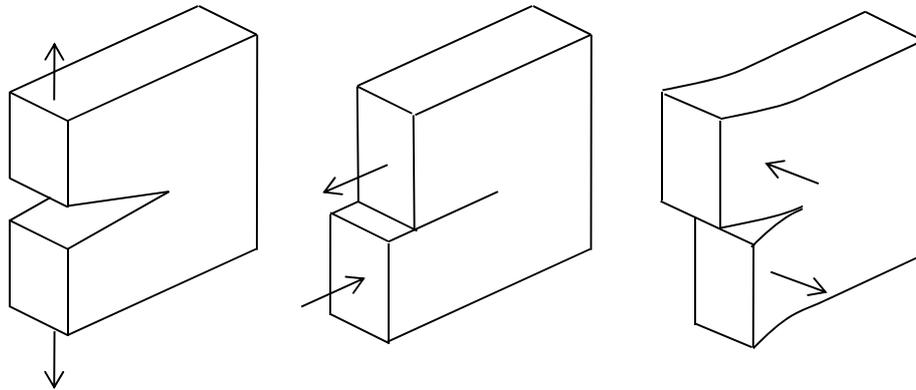


Figura 13. Fallo por fractura en el navío tipo T2 Tanker.

5.1 ANÁLISIS DEL CAMPO DE TENSIONES EN EL BORDE DE LA GRIETA

Como se ha mencionado los fallos por fractura tienen su origen en una grieta que ya existía previamente (debido a errores de fabricación, soldaduras, golpes...), por tanto el primer paso para entender la causa de estos fallos es estudiar lo que sucede en las proximidades de la grieta. En una pieza con una grieta y solicitada estáticamente, la grieta se puede propagar de diferente forma dependiendo de que sean las tensiones normales, cortantes o ambas a la vez las que solicitan la zona de la grieta. Así, se puede decir que existen tres modos de fractura: I (producido por tensiones normales), II y III (producido por tensiones

cortantes), mostrados en la Figura 14. Un caso cualquiera de fractura se puede analizar mediante superposición de estos tres modos. En adelante se va a estudiar el modo I, pero todo lo que se explique es perfectamente aplicable a cualquiera de los otros dos modos.



a)

b)

c)

Figura 14. Modos de fractura: a) modo I (tensiones normales) b) modo II (tensiones cortantes) c) modo III (tensiones cortantes laterales).

La Figura 15 muestra las tensiones en el borde de la grieta (a una distancia $r \lll a$) para un estado de tensión plana (pieza de pequeño espesor):

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot f_1(\theta) \quad (7a)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot f_2(\theta) \quad (7b)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot f_3(\theta) \quad (7c)$$

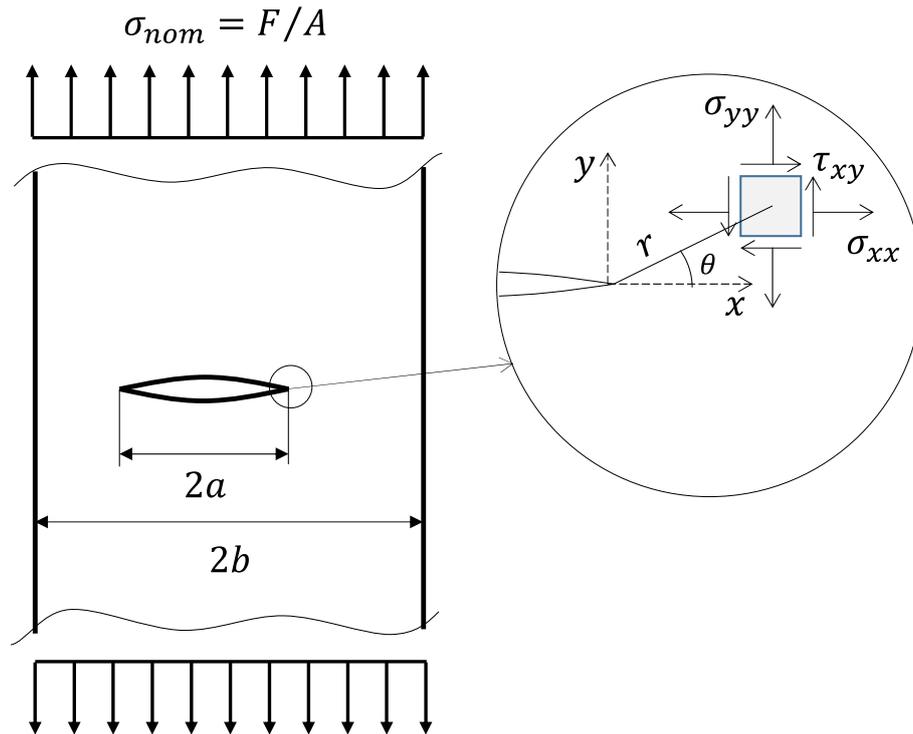


Figura 15. Estado tensional en el borde de la grieta.

Donde $f_1(\theta)$, $f_2(\theta)$ y $f_3(\theta)$ son unas funciones dependientes de θ , y donde K_I (para el modo I) es el denominado factor de intensidad de tensión, de valor:

$$K_I = \sigma \alpha \sqrt{\pi a} \quad (8)$$

Donde σ es la tensión nominal, es decir la tensión que tendría la pieza en la posición del borde de la grieta si la grieta no existiera, en este caso $\sigma = F/A$. Por su parte, α es un coeficiente que depende de la geometría de la pieza, de su forma de trabajo, y del tamaño y posición de la grieta. El valor de α está tabulado para un gran número de casos: en la Figura 16 se proporcionan los valores de α para el caso de la Figura 15. Generalmente el tamaño de grieta ($2a$) suele ser pequeño en comparación con el ancho de la pieza ($2b$), es decir $a/b \approx 0$, por lo que se toma $\alpha \approx 1$ (ver Figura 16).

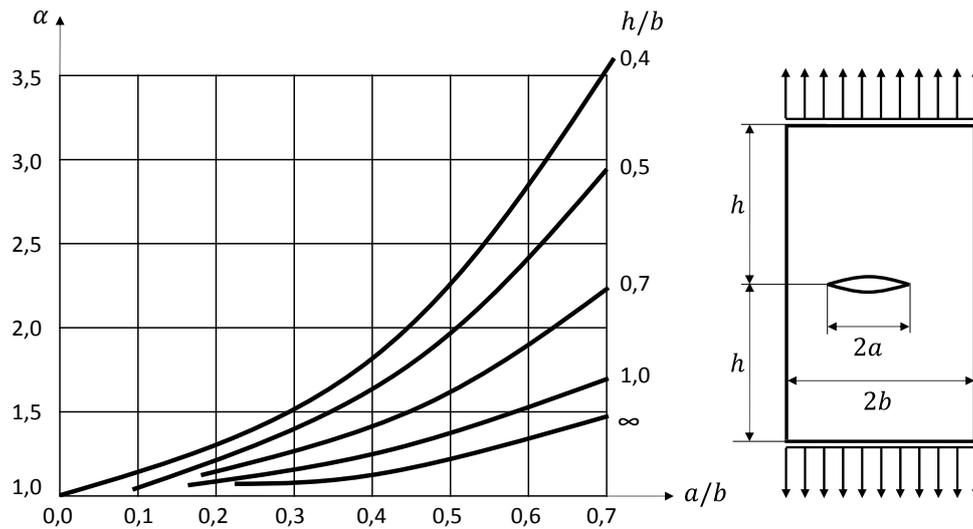


Figura 16. Valor de α .

Para los puntos que están sobre el eje x ($\theta = 0$), se demuestra que $f_1(\theta) = f_2(\theta) = 1$ y $f_3(\theta) = 0$, de modo que:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} = \sigma \alpha \sqrt{\frac{a}{2r}} \quad (9a)$$

$$\tau_{xy} = 0 \quad (9b)$$

Según estas expresiones (9), justo en el borde de la grieta ($r \approx 0$) la tensión tiende a infinito, y es que la grieta introduce una concentración de tensiones muy elevada; no obstante, conviene recordar que los materiales dúctiles no pueden absorber tensión más allá del punto de fluencia σ_{yp} (suponiendo material elastoplástico perfecto).

Por otra parte, de las expresiones (9) también se deduce que a medida que se aleja del borde de grieta la tensión tiende a cero. Sin embargo, esto no es cierto porque el efecto de la grieta desaparece una vez nos hayamos alejado suficientemente de ella; a partir de esa distancia, las expresiones (9) de la Mecánica de la Fractura dejan de ser válidas y la tensión “recupera” su valor nominal σ (como se ha comentado, $\sigma = F/A$ en el caso de la Figura 15).

La distancia “ r_{lim} ” que marca el límite entre ambos estados tensionales (el del borde de la grieta y el nominal) se halla en el punto en que ambos valores se igualan, tal y como se ilustra en la Figura 17:

$$\sigma \alpha \sqrt{\frac{a}{2r}} = \sigma \rightarrow r_{lim} = \frac{a}{2} \quad (10)$$

La Figura 17 muestra por tanto el estado tensional real de la pieza, donde se cumplen las

expresiones (9) de la Mecánica de la Fractura hasta una distancia $r_{lim} = a/2$ y se produce la plastificación del borde de la grieta en los puntos que superan la tensión de fluencia σ_{yp} ; más allá de la distancia $r_{lim} = a/2$, el estado tensional es el nominal, es decir el que presentaría la pieza en caso de que no existiera la grieta.

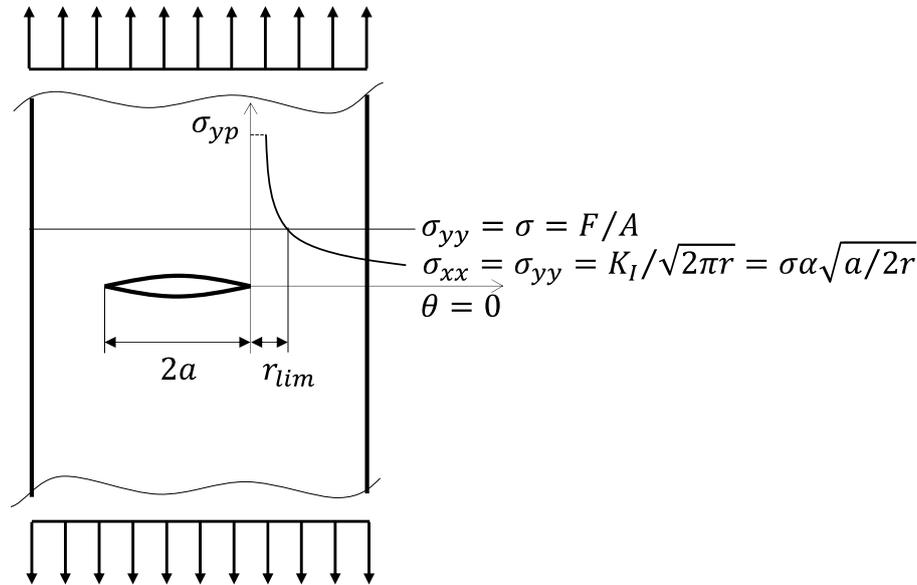


Figura 17. Definición gráfica de la distancia r_{lim} .

5.2 MÉTODO DE LA TENSION CRÍTICA

Existen varios métodos que, basándose en el estudio tensional del borde de la grieta presentado en el apartado anterior, tratan de estimar cuándo se produce el fallo por fractura frágil de una pieza. De entre estos métodos, uno de los más sencillos y utilizados es el método de la tensión crítica.

Supóngase que se somete a una probeta dúctil de ensayo de tracción a una fuerza axial que va aumentando paulatinamente; se estudia este caso por ser el más sencillo y por estar relacionado con el modo I de fractura, pero los conceptos que se explican son aplicables a cualquier otra pieza y estado de cargas. La tensión nominal $\sigma = F/A$ irá incrementándose hasta que llegue a fluencia (σ_{yp}), produciéndose el fallo dúctil por unas deformaciones plásticas excesivas. Si se sigue aumentando la fuerza, finalmente se producirá la rotura de la pieza cuando se alcance la tensión de rotura σ_u .

Si esa misma probeta tiene una grieta (debido a errores de fabricación, soldaduras, golpes...), según el método de la tensión crítica la pieza falla por fractura frágil cuando la tensión nominal $\sigma = F/A$ llega a un valor denominado tensión crítica σ_c , de valor:

$$\sigma_c = \frac{K_{Ic}}{\alpha\sqrt{\pi a}} \quad (11)$$

Esta expresión se obtiene directamente de la expresión (8) del apartado anterior, en las que $\sigma = \sigma_c$ cuando $K_I = K_{Ic}$. Se demuestra experimentalmente que el valor de K_{Ic} únicamente depende del material (es decir, cada material tiene su valor de K_{Ic}), y no del tamaño o posición de la grieta ni de la geometría o forma de trabajo de la pieza. A esta propiedad del material se le denomina tenacidad a la fractura y su valor está tabulado para casi todos los materiales estructurales: su valor se obtiene a partir de ensayos normalizados como el de la Figura 18 (los valores de K_{IIc} y K_{IIIc} son más difíciles de encontrar que K_{Ic}).

En la fórmula (11) se observa que la tensión crítica σ_c depende también de a y α , y por tanto no es sólo función del material (como K_{Ic}), sino que también depende del tamaño y posición de la grieta, y de la geometría y forma de trabajo de la pieza.

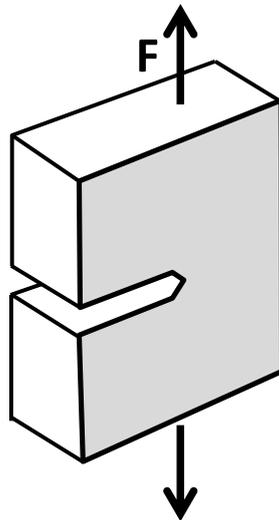


Figura 18. Ensayo para obtener el valor de la tenacidad a la fractura K_{Ic} de un material.

En definitiva, y volviendo al ensayo de tracción, si la probeta no presenta una grieta, su fallo dúctil o frágil ocurre de forma “convencional” cuando la tensión $\sigma = F/A$ llega a σ_{yp} o σ_u , valores que sólo dependen del material de la probeta. Sin embargo, si la probeta tiene una grieta, su fallo frágil por fractura se da cuando la tensión $\sigma = F/A$ alcanza σ_c , cuyo valor depende del material (K_{Ic}), del tamaño de la grieta (a) y de la geometría y forma de trabajo de la pieza (α). Por ejemplo, como es lógico, cuanto mayor sea el tamaño de la grieta, menor será el valor de la tensión crítica σ_c a la cual se producirá el fallo por fractura. Para evitar el fallo por fractura, se debe buscar que la tensión crítica σ_c esté por encima no sólo de la tensión de fluencia σ_{yp} sino también de la tensión de rotura σ_u (se trata de un criterio conservador). De esta forma se consigue que nunca se vaya a dar este fallo, ya que antes de alcanzar el valor σ_c la pieza ya habrá fallado previamente de la forma

“convencional” al llegar a σ_{yp} y σ_u . Para garantizar esta condición $\sigma_c > \sigma_u$ (ver Figura 19), bastará con que el tamaño de grieta a se mantenga por debajo del siguiente valor. De la ecuación (11):

$$\sigma_c \geq \sigma_u \rightarrow a \leq \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_{Ic}}{\alpha \sigma_u} \right)^2 \quad (12)$$

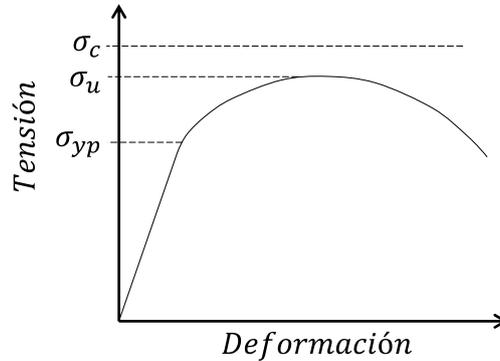


Figura 19. Representación de la condición $\sigma_c > \sigma_u$ en el diagrama tensión deformación.

Para que la grieta no supere ese tamaño admisible, se deben utilizar unos procesos adecuados de fabricación, mecanizado, soldadura... Además, se recomienda efectuar una inspección periódica de la pieza, midiendo el tamaño de las grietas que pudieran existir para comprobar que se encuentran en valores admisibles. Existen varias técnicas de medición del tamaño de la grieta: ultrasonidos, radiografías, líquidos penetrantes...

Según se ha indicado, el procedimiento explicado sirve para cualquier pieza y para cualquier modo de fallo. Si la grieta es susceptible de propagarse según los tres modos I, II y III, para que no ocurra la fractura se debe cumplir la siguiente condición:

$$\left(\frac{K_I}{K_{Ic}} \right)^2 + \left(\frac{K_{II}}{K_{IIc}} \right)^2 + \left(\frac{K_{III}}{K_{IIIc}} \right)^2 \leq 1 \quad (13)$$

En estos casos, para calcular K_{II} y K_{III} se usan las tensiones nominales que corresponden a los modos de deslizamiento y desgarramiento II y III: al igual que en el modo I son las tensiones normales las que tratan de “abrir” la grieta, en los modos II y III son tensiones tangenciales las que tratan de “cizallar” la grieta. Para K_{II} se usan las tensiones tangenciales en la dirección de la grieta, y para K_{III} en la dirección perpendicular a la grieta, según se ha ilustrado en la Figura 14.