

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
PRESIDENCIA DE LA NACION

PROGRAMA MULTINACIONAL DE METALURGIA
(Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico-OEA)

FUNDAMENTOS DE FRACTOMECANICA

José A. Vázquez

Gerencia de Desarrollo
Buenos Aires, Argentina
1978

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
PRESIDENCIA DE LA NACION

PROGRAMA MULTINACIONAL DE METALURGIA
(Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico-OEA)

FUNDAMENTOS DE FRACTOMECANICA

José A. Vázquez

Gerencia de Desarrollo
Buenos Aires, Argentina
1978

CAPITULO I

I. 1 INTRODUCCION

Fundamentalmente, el diseño mecánico de una estructura, componente o pieza consiste en establecer sus dimensiones, el material y los métodos a utilizar para su fabricación. Obviamente, el objetivo básico del diseño es lograr que el producto posea la performance requerida por el usuario. En el caso de un componente estructural, la performance puede ser establecida indicando el espectro de cargas que actuará sobre el componente y la vida útil que se desea para el mismo. Como el espectro de cargas depende, fundamentalmente, de las características de servicio, el mismo será de carácter estadístico. Una manera de evidenciar este carácter es a través de un gráfico de la densidad de probabilidad de las cargas en función de las cargas mismas. El significado de la densidad de probabilidad, $\phi(x)$, asociada con una variable estadística cualquiera x es simple: la probabilidad, dp , de encontrar un valor de x comprendido entre x y $(x + dx)$ está dado por:

$$dp = \phi(x) dx \quad (1)$$

Dos parámetros importantes asociados con una variable estadística, x , son

el valor medio, $\bar{x}$, y la desviación típica o error medio cuadrático, s_x , dados por:

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot dp = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \phi(x) \cdot dx \quad (2)$$

$$s_x = \sqrt{x^2 - \bar{x}^2} \quad (3)$$

Además, a partir de (1), debe ser

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) \cdot dx = 1 \quad (4)$$

Es claro, entonces, que el valor medio, $\bar{x}$, es la abscisa del centro de gravedad del área bajo la curva $\phi(x)$.

La desviación típica, s_x , proporciona una información rápida de la dispersión o "ancho" de $\phi(x)$. En efecto, el teorema de Bienayme-Chebyshev establece que para cualquier variable estadística, x , continua o discreta, la probabilidad de encontrar un valor de x afuera de una banda, centrada en el valor medio, $\bar{x}$, y de ancho $(\pm k \cdot s_x)$ es menor o igual a $(1/k^2)$. Como se verá más adelante, este resultado es extremadamente útil para el análisis de las curvas de fallas mecánicas.

Una manera práctica de determinar la densidad $\phi(x)$, de una magnitud física, x , es a través de un histograma experimental obte

nido efectuando N mediciones de x , tal como se indica en la Fig. 1.

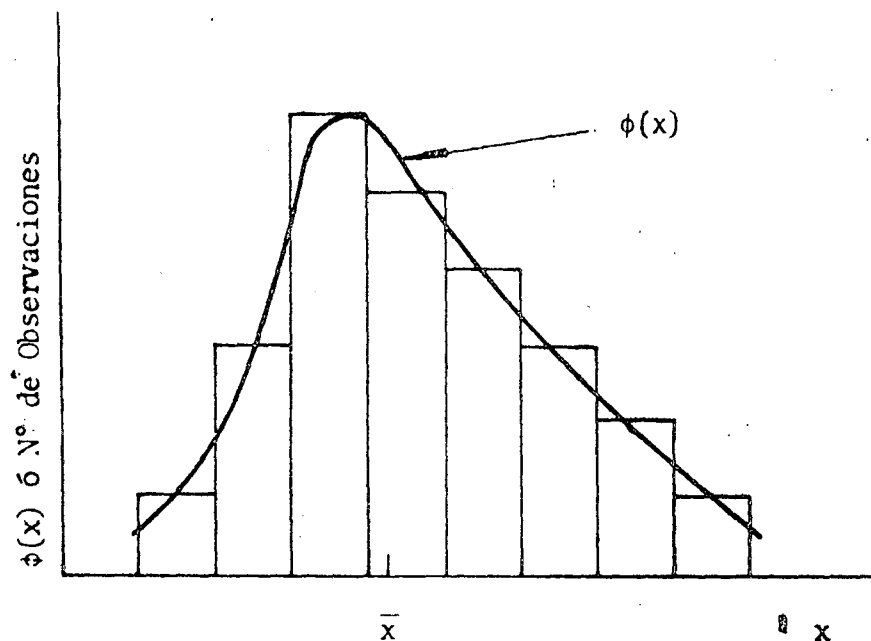


Figura 1. Histograma y densidad de probabilidad de la variable x .

De esta manera una forma adecuada de describir las cargas de servicio que actuarán sobre un componente, es indicar el valor medio, $\bar{P}$, y la desviación típica, s_p . Lo mismo vale para cualquier otra variable asociada con el funcionamiento del componente tal como la temperatura de servicio, desplazamiento, etc.

Una referencia permanente en el diseño mecánico es la optimización de la resistencia mecánica con respecto al costo y funcionalidad del componente. Aquí, por "resistencia" entendemos la capacidad

de un componente de resistir las solicitaciones de servicio sin "fallar". Una estructura o componente "falla" cuando se rompe o experimenta deformaciones excesivas. Las propiedades o características del material, estructura o componente que caracterizan su resistencia, las denominamos "propiedades mecánicas". Así, son propiedades mecánicas la resistencia a la tracción, compresión o flexión; la resistencia estática, dinámica o la fatiga; la rigidez, la elasticidad, la plasticidad, la ductibilidad, la dureza o la fragilidad.

Todas las propiedades mecánicas dependen, en mayor o menor grado, de las características microestructurales del material y de los procesos de fabricación. Por lo tanto, es fácil intuir que los índices de evaluación asociados con las diferentes propiedades mecánicas poseerán, como las solicitaciones, una variabilidad esencialmente estadística. Aquí, nos interesa analizar, en particular, la resistencia a la rotura de componentes estructurales.

Para aclarar ideas, supongamos que un número suficientemente grande de unidades de producción seriada de cierto componente estructural son sometidos a una configuración de cargas idénticas a las de servicio, (P), y que, experimentalmente, se determina la intensidad R de la configuración (P) que produce la rotura de cada unidad. Debido a la microestructura del material y a las alteraciones en las propiedades mecánicas asociadas con los procesos de fabricación, la intensidad R, presentará una varia

ción del tipo estadístico, con valor medio, $\bar{R}$, con una desviación s_R , y una densidad de probabilidad $\phi_1(R)$. Conociendo la densidad de probabilidad asociada con las cargas, $\phi_2(P)$, y aquella asociada con la resistencia, $\phi_1(R)$, es posible analizar las condiciones para que se produzca la rotura de un componente en servicio. Obviamente, para que se produzca la rotura del componente debe ser ($R < P$). Sin embargo, siendo tanto $\underline{R}$ como $\underline{P}$ variables estadísticas, para que sea siempre ($R > P$) debemos exigir que las densidades $\phi_1(R)$ y $\phi_2(P)$ no se superpongan tal como se esquematiza en la Fig. 2. Si existe una superposición, Fig. 3, existirá una probabilidad no nula que el componente falle. Esta probabilidad está dada por la zona sombreada en la Fig. 3.

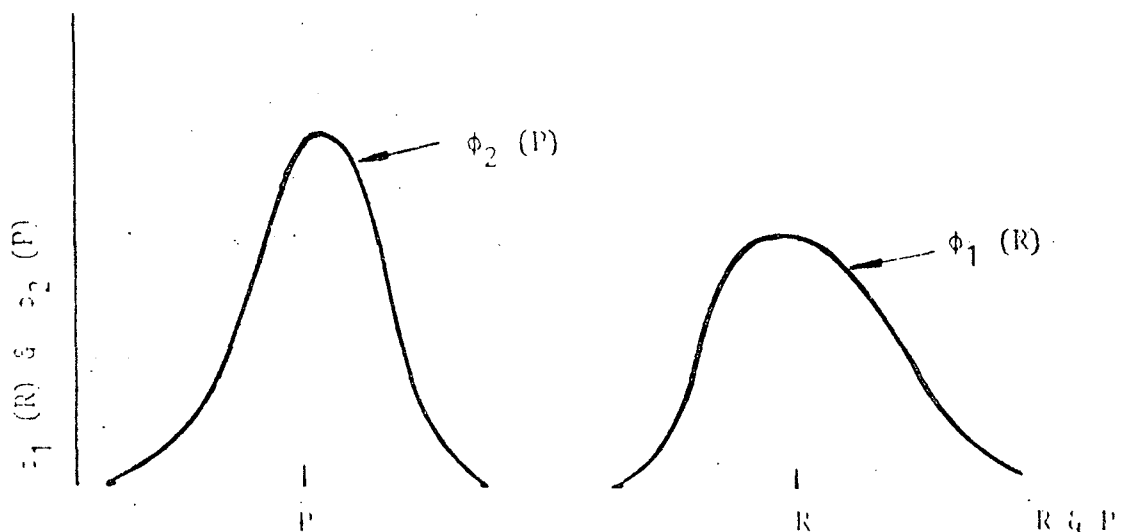


Figura 2. Condición para probabilidad de falla nula.

Se puede analizar ahora la influencia formal de las densidades $\phi_1 (R)$ & $\phi_2 (P)$ sobre la probabilidad de falla.

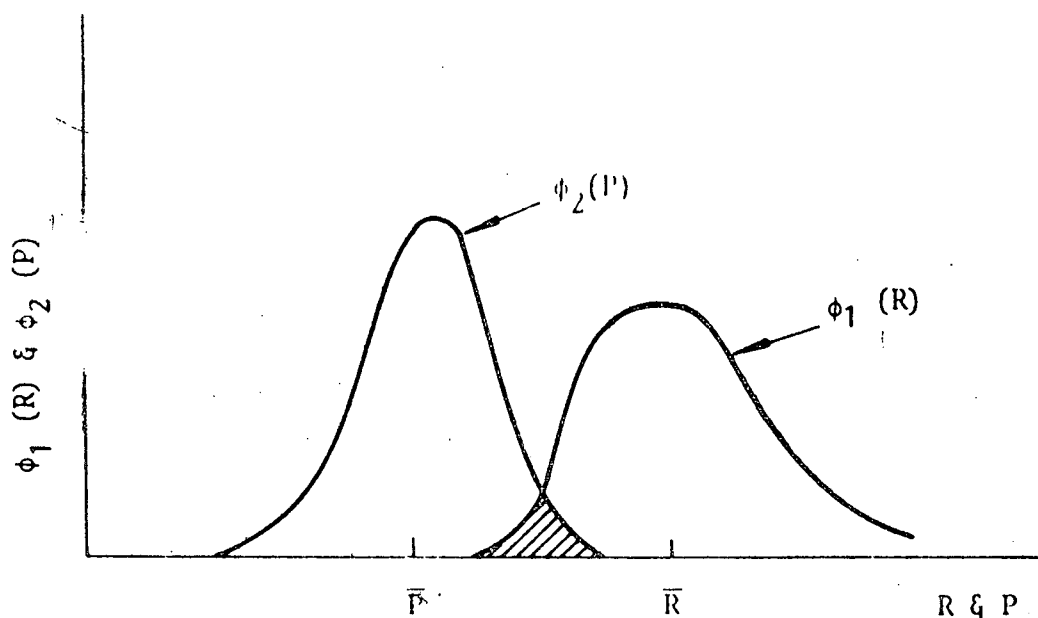


Figura 3. Al existir superposición de las densidades $\phi(P)$ & $\phi(R)$ (zona sombreada) existe una probabilidad no nula de falla. Nótese que es $\bar{R} > \bar{P}$.

Por definición de densidad de probabilidad, la probabilidad elemental, dp_1 , de encontrar un valor de resistencia comprendido entre $\underline{S}$ y $(S + dS)$ es:

$$dp_1 = \phi_1 (S) dS \quad (5)$$

y en forma análoga, la probabilidad elemental, dp_2 , de encontrar un valor

de la carga, P , comprendido entre $\underline{S}$ y $(S + dS)$ es:

$$dp_2 = \phi_2(S) dS \quad (6)$$

por lo tanto, la probabilidad, P_2 , que la carga de servicio exceda un cierto nivel $\underline{S}$ es:

$$P_2 = \int_{\underline{S}}^{\infty} \phi_2(S) dS \quad (7)$$

Como la ocurrencia de un dado valor de resistencia y otro de sollicitación pueden ser considerados como eventos independientes, la probabilidad elemental, dp , que la resistencia esté comprendida entre $\underline{S}$ y $(S + dS)$ y que la sollicitación sea mayor que $\underline{S}$, es igual al producto de las probabilidades de cada evento, es decir:

$$dp = P_2 dp_1 \quad (8)$$

Finalmente, la probabilidad, p , que la carga sea mayor para todos los valores posibles de la resistencia, es la suma de las probabilidades elementales

$$p = \int_{-\infty}^{+\infty} P_2 dp_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \int_{\underline{S}}^{\infty} \phi_2(S) dS \right| \phi_1(S) dS \quad (9)$$

Las densidades de probabilidad, $\phi_1(R)$ y $\phi_2(P)$, controlan la falla mecánica del componente a través de una interacción considerablemente complicada. La expresión (9), puede ser considerada como la expresión formal de la interacción entre la calidad del producto y la performance que del mismo se requiere. Es importante notar que la densidad ϕ_1 generalmente sufre alteraciones a medida que el componente va pasando cada una de las etapas de fabricación.

Con el fin de minimizar la probabilidad de falla, p el diseñador utiliza un criterio de falla acoplado a un programa de control de calidad. Consideremos, primero, la utilización de un criterio de falla. El más simple y el más utilizado de los criterios de falla es el criterio de la "máxima tensión admisible". En su versión más sofisticada, este criterio consiste en dimensionar el componente de tal manera que una cierta función, $f(\sigma_{ij})$, de las tensiones inducidas por las cargas de servicio no supere, en ninguna zona del componente, un cierto valor que se supone característico del material:

$$f(\sigma_{ij}) < \kappa \quad (10)$$

donde σ_{ij} son las tensiones elásticas inducidas por las cargas de servicio y κ una tensión característica del material. El criterio presentado por la Ec. (10) es intuitivamente correcto. Su validez dependerá de la elección

que se haga para la función f . Históricamente, la función f , fue elegida a partir de observaciones experimentales sobre probetas de ensayo normadas (tracción, flexión, etc.). En estos casos, la experiencia muestra que la rotura de la probeta tiene lugar luego de la ocurrencia de deformación plástica. La suposición, por cierto apresurada, fue que podría expresarse un comportamiento similar para el caso de un componente, adoptándose para la función f algunos de los criterios de plasticidad (Tresca o Von Mises):

TRESCA

$$|\sigma_2 - \sigma_3| < 2\kappa$$

$$|\sigma_3 - \sigma_1| < 2\kappa$$

$$|\sigma_1 - \sigma_2| < 2\kappa \quad (11)$$

VON MISES $(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 < 6\kappa^2 \quad (12)$

donde (σ_i) son las tensiones principales y κ la tensión de fluencia plástica al corte.

La experiencia pronto demostró que el criterio de máxima tensión admisible era incapaz de prever la rotura de grandes componentes contruidos con materiales de alta resistencia. La solución de coyuntura fue utilizar, en las experiencias en ecuaciones (11) y (12), en lugar de κ el valor (κ/n) , donde n , que es mayor que uno, es denominado "coeficiente de

seguridad". Esta es una solución ineficiente ya que la utilización de un valor excesivamente grande para n implica un sobredimensionamiento del componente (es decir, un aumento de peso) que puede comprometer seriamente su funcionalidad y rentabilidad.

La ocurrencia de roturas catastróficas de componentes diseñados sobre la base del criterio de la máxima tensión admisible demostró que la invalidez de este criterio estaba asociada con roturas producidas por la propagación catastrófica de una fisura estructural que podía ocurrir a tensiones considerablemente inferiores (del orden del 70%) de las previstas por el criterio. La rotura de los buques "Liberty" en la década del 50, implicando consecuencias económicas y estratégicas formidables, desencadenaron una actividad intensa en la investigación sobre las causas básicas de este tipo de falla. Tales estudios desembocaron en lo que más tarde se denominaría "FRACTOMECAÁNICA" que, fundamentalmente, es un método racional para analizar los factores que controlan el comportamiento de fisuras. Como veremos más adelante, el Análisis Fractomecánico provee criterios esencialmente similares a (11) y (12) para prevenir la falla estructural por fisuras propagantes. Es necesario puntualizar que los criterios Fractomecánicos deben ser considerados complementarios y no excluyentes del criterio de máxima tensión admisible. Más aún, en defensa de este criterio, es fácil mostrar que en el caso de rotura por fisuras propagantes, el criterio es, en última instancia, válido. En efecto, el análisis muestra que en presencia de una fisura, el material en su vértice su

fre deformación plástica a cargas infinitamente pequeñas.

Consideremos, ahora, la utilización de un control de calidad para minimizar la probabilidad de falla mecánica.

Se ha visto que, sobre la base del formalismo estadístico, se llega a la desafortunada conclusión superconservadora, de que la ocurrencia de falla es inevitable. En efecto, la misma resulta de suponer que las densidades ϕ_1 y ϕ_2 son nulas únicamente para valores infinitos de R y P . Es decir, se supone que existen componentes con valores de resistencia extremadamente bajos y valores de sollicitación extremadamente altos. En la práctica, los componentes con valores extremadamente bajos de resistencia son eliminados. Esta eliminación puede ser lograda utilizando procedimientos de diversa rigurosidad, según sea la responsabilidad del componente, a través de lo que se denomina "control de calidad". Aquí, es posible encontrar un amplio espectro de tipos de control de calidad. En un extremo, existen controles de calidad que son llevados a cabo por un operario de taller y, en el otro extremo, procedimientos que requieren una alta capacitación profesional y un sofisticado instrumental.

Se ha visto que la ocurrencia de una falla es posible sólo si existe una superposición entre las densidades ϕ_1 y ϕ_2 , Fig. 3. Como se esquematiza en la Fig. 4, al efectuar un control de calidad se establece un nivel de aceptación de la resistencia del componente. Evidentemente, pareciera que si se establece un nivel de aceptación suficientemente alto, puede

lograrse una probabilidad de falla nula. Sin embargo, el nivel de aceptación está limitado por factores económicos. En efecto, si una fracción b de la producción es descartada por el control de calidad, el costo es absorbido por el porcentaje restante, a , y el aumento del costo unitario, u , normalizado con respecto al costo previo al control de calidad es:

$$u = b/a = b / (1 - b)$$

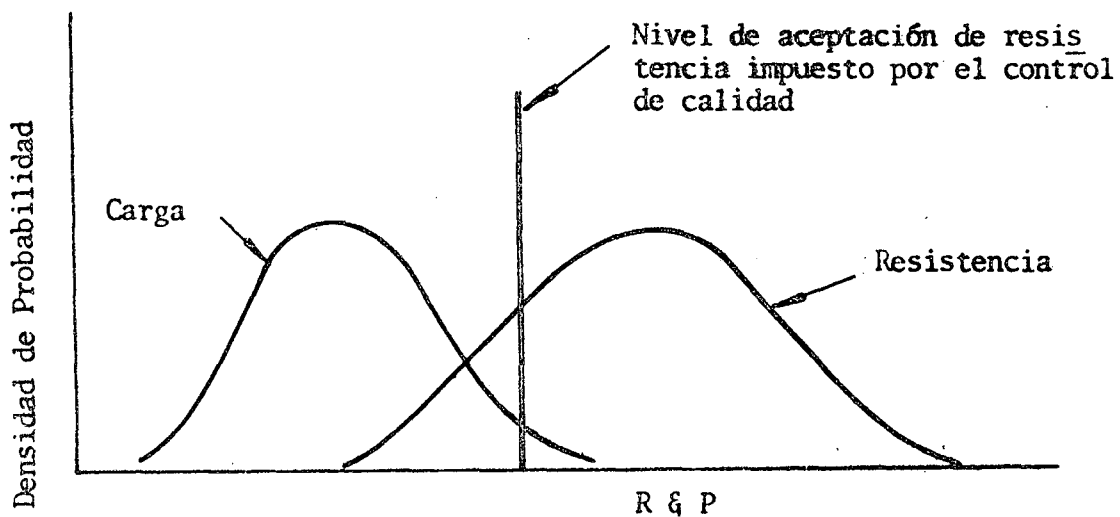


Figura 4

Es importante puntualizar que, frecuentemente, el nivel de aceptación de un componente a través de un control de calidad no se efectúa determinando

el valor del índice asociado con la propiedad mecánica que interesa. Es común que se determine el valor de un índice que no está relacionado directamente con la resistencia del componente aunque la "experiencia" indica la existencia de una cierta "correlación". Un caso típico es la aceptación o rechazo de un componente sobre la base del valor de la dureza o de la energía Charpy. En otros casos, el componente es sometido a un sistema de cargas representativo de las de servicio, aunque de mayor intensidad. Este tipo de control de calidad, que es el que nos interesa discutir aquí, es denominado "ensayo de prueba" del componente.

La experiencia muestra que, frecuentemente, los componentes pueden fallar en servicio, por fisuras propagantes a pesar de haber pasado exitosamente el ensayo de prueba. Una característica de este tipo de falla es que, en algunos casos, no puede ser evitada aunque se eleva considerablemente el nivel de aceptación. Existe una explicación simple para este tipo de falla: las condiciones de servicio están asociadas con "procesos de acumulación de daño", fundamentalmente, fatiga y corrosión. La presencia de estos procesos implica una real degradación de la confiabilidad mecánica del componente. En la mayoría de los casos, la fatiga y corrosión están asociadas con el crecimiento subcrítico de fisuras. En el esquema considerado aquí, este crecimiento implica un corrimiento de la densidad de probabilidad asociada con la resistencia mecánica, Fig. 5.

Desgraciadamente, en estructuras de alta performance

y eficiencia, la existencia de crecimiento subcrítico de fisuras es prácticamente inevitable, y el camino más eficiente para mantener un nivel de confiabilidad aceptable es la implementación de programas de inspección y reemplazo.

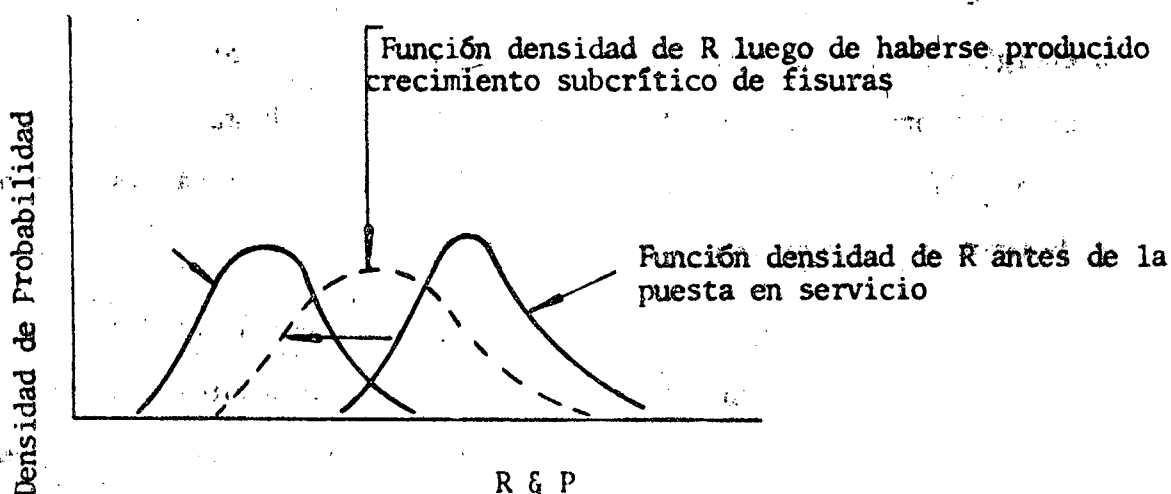


Figura 5

Para que estos programas resulten económicamente factibles, resulta imprescindible detectar los parámetros que controlan el comportamiento mecánico de componentes fisurados. En este sentido, el aporte de Fractomecánica ha sido esencial y ha descubierto perspectivas inéditas en la optimización del diseño estructural.

El objetivo fundamental de este trabajo es presentar los conceptos y resultados fractomecánicos en lo que respecta a la caracteri

zación de la resistencia a la rotura de materiales bajo carga estática. Los tópicos y conclusiones fundamentales serán presentados de una manera accesible para el diseñador estructural, con la esperanza que los criterios fractomecánicos sean adoptados en forma natural, como complementarios de los criterios clásicos de diseño. Esto se intentará en los próximos capítulos en los que, en muchos aspectos, se ha sacrificado la "rigurosidad científica" en beneficio de la practicidad.

CAPITULO II

LOS CRITERIOS FRACTOMECAÑICOS

El objetivo de los criterios fractomecánicos es es tablecer bajo qué condiciones una fisura estructural se vuelve propagante. Por fisura propagante, entenderemos una cuya velocidad de propagación es del orden de la velocidad del sonido en el sólido. Para que un criterio de diseño sea de utilidad es necesario que pueda ser expresado en función de los parámetros básicos de diseño: las cargas aplicadas y la geometría del componente. En el caso de componentes fisurados es necesario incluir la geo metría de la fisura.

Es posible arribar a los criterios fractomecánicos utilizando un análisis de mayor o menor sofisticación. De acuerdo a la expe riencia de quien escribe, estos enfoques, cuando son presentados con elegan cia y rigurosidad científica, causan un efecto negativo en los principales destinatarios: los diseñadores de estructuras. Por ello se ha preferido aquí presentar los conceptos de tal manera que los criterios fractomecánicos resul ten una extensión de los criterios clásicos de diseño. De esta manera y en forma conciente, se ha decidido sacrificar la rigurosidad y la elegancia en beneficio de la practicidad.

II. 1 LOS CRITERIOS DE PLASTICIDAD

Es bien sabido que la mayoría de los materiales que son de interés para el ingeniero presentan dos comportamientos mecánicos bien diferenciados: un comportamiento elástico y otro plástico. Cuando un componente es cargado, el comportamiento plástico procede al elástico. La mayoría de los componentes son diseñados (dimensionados) de tal manera que el material permanezca dentro del rango elástico. Por lo tanto, ha sido un antiguo (*) objetivo del diseñador contar con un criterio que le permita anticipar bajo qué condiciones el componente, en forma total o local entra en el rango plástico (**).

En última instancia, la deformación plástica es controlada por mecanismos microestructurales de extremada complejidad. Estos mecanismos involucran el movimiento e interacción de dislocaciones que tienen lugar en un espacio físico cuya dimensión característica puede ser del orden de algunos centenares de distancias atómicas. Por lo tanto, pareciera altamente cuestionable suponer que la mecánica del continuo pueda proveer las bases para el estudio de un fenómeno tan discontinuo e inhomogéneo como

(*) Tan antigua ha sido esta inquietud que el primer criterio fue enunciado por Coulomb en 1773.

(**) Posteriormente, la Plasticidad se ha ocupado del comportamiento post-plástico, que no será considerado aquí.

es el de la dinámica de dislocaciones. El hecho es que los criterios que aporta la mecánica del continuo, no se refieren a los mecanismos de deformación plástica sino que intentan describir la atmósfera en donde éstos ocurren. La hipótesis de trabajo fundamental es que, para un dado material, los fenómenos microscópicos que controlan los diferentes comportamientos mecánicos, están en correspondencia con la atmósfera de tensiones en donde ellos tienen lugar. Observemos en el caso de deformación plástica, un material levemente deformado plásticamente puede involucrar el movimiento e interacción de decenas de millones de dislocaciones por unidad de volumen. Cada una de ellas está asociada con una atmósfera local de tensiones cuyas interacciones y cambios debieran poder ser analizados en tiempo real, si uno desea una descripción detallada del fenómeno. La sugerencia mecanicista es que, si se consideran las características de la atmósfera "promedio" sobre un espacio físico mucho más grande que el asociado con cada dislocación, tal promedio debe coincidir con la atmósfera provista por la mecánica del continuo. Entonces, pareciera natural esperar que, para un dado material (o microestructura), similares atmósferas estén asociadas con similares mecanismos microestructurales. Resulta ilustrativo mostrar cómo se aplica esta idea para el caso de los criterios de fluencia plástica incipiente.

En forma muy general y como la deformación plástica siempre sigue al comportamiento elástico, se puede partir de la hipótesis de que la atmósfera de tensiones, al producirse la deformación plástica incipiente, es la provista por la Elasticidad y que está representada por el

tensor de tensiones (σ_{ij}) donde $i, j = 1, 2, 3$ (ó x, y, z). Como para una dada atmósfera la ocurrencia o no de deformación plástica depende del material, utilizaremos un parámetro, κ , que suponemos característico del mismo. Los conceptos anteriores pueden ser formulados a través de la convención que existe una función, $f(\sigma_{xx}, \sigma_{yz}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \kappa)$, tal que se anula cuando se produce la deformación plástica incipiente. Obsérvese que dimensionalmente, κ , debe ser una tensión.

Hasta aquí no se ha hecho ningún avance ya que existen infinitas elecciones para la función f y pareciera una tarea formidable "inventar" una que explique las observaciones experimentales. Sin embargo, sobre la base de ciertos argumentos físicos es posible determinar algunas propiedades fundamentales de la función f .

En primer lugar, es evidente que el fenómeno de deformación plástica no depende de la posición del observador. Esto lleva a la conclusión que las tensiones σ_{ij} deben figurar en la función f a través de los tres invariantes fundamentales asociados al tensor (σ_{ij}) cuyos valores no dependen del sistema de coordenadas. Como (σ_{ij}) es un tensor de tercer orden los tres invariantes asociados, I_1, I_2 e I_3 , son los siguientes:

$$I_1 = \sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}$$

$$I_2 = -\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{yy}\sigma_{zz} - \sigma_{zz}\sigma_{xx} + \sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{xz}^2 \quad (14)$$

$$I_3 = \sigma_{xx} \sigma_{yy} \sigma_{zz} + 2\sigma_{xy} \sigma_{yz} \sigma_{xz} - \sigma_x^2 \sigma_{yz} - \sigma_y^2 \sigma_{xz} - \sigma_z^2 \sigma_{xy}$$

Por lo tanto, si el criterio de fluencia (o la atmósfera de tensiones) debe ser independiente del sistema de coordenadas, su expresión formal debe ser:

$$f(I_1, I_2, I_3; \kappa) = 0 \quad (15)$$

Por otra parte; las experiencias de Bridgeman (1920) muestran que presiones hidrostáticas de hasta 2000 (Kg/cm²) no causan deformación plástica. O sea, que el fenómeno de deformación plástica pareciera independiente de la presión hidrostática presente en la atmósfera "elástica". Pero la componente hidrostática, $\underline{s}$, asociada con el tensor de tensiones (σ_{ij}) es:

$$s = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) / 3 = I_1 / 3 \quad (16)$$

y, por lo tanto, el criterio (15) no puede ser función de I_1 , es decir, debe ser:

$$f(I_2, I_3; \kappa) = 0 \quad (17)$$

Definamos ahora un tensor (s_{ij}) de la siguiente manera:

$$(s_{ij}) = \begin{vmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx}-S & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy}-S & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz}-S \end{vmatrix} \quad (18)$$

donde $\underline{s}$ es la componente hidrostática dada por (16). El tensor (s_{ij}) es denominado tensor de distorsión. Es evidente que el tensor (s_{ij}) es idéntico al tensor (σ_{ij}) excepto que se ha sustraído de las componentes normales, σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} , la componente hidrostática. Como ésta no afecta al fenómeno de deformación plástica, en el criterio de fluencia (17) podemos sustituir al tensor (σ_{ij}) por el (s_{ij}) . Ahora bien, de la definición (18) y utilizando (14) puede demostrarse que los invariantes asociados con el tensor (s_{ij}) , J_1 , J_2 , J_3 , son:

$$J_1 = 0$$

$$J_2 = \frac{1}{2} (s_{11}^2 + s_{22}^2 + s_{33}^2) + s_{12}^2 + s_{23}^2 + s_{13}^2 \quad (19)$$

$$J_3 = \frac{1}{3} (s_{11}^3 + s_{22}^3 + s_{33}^3) + 2s_{12}s_{23}s_{13} - s_{11}s_{23}^2 - s_{22}s_{13}^2 - s_{33}s_{12}^2$$

O bien en función de las tensiones principales

$$J_1 = 0$$

$$J_2 = \frac{1}{2} (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)$$

$$J_3 = \frac{1}{3} (s_1^3 + s_2^3 + s_3^3) \quad (20)$$

donde s_i son las tensiones principales asociadas con el tensor (s_{ij}) y el criterio de fluencia plástica incipiente resulta

$$F(J_2, J_3; \kappa) = 0 \quad (21)$$

que es independiente de la presión hidrostática.

Es importante notar que cualquier función que sea de la forma de (21) puede ser considerada un criterio de fluencia plástica formalmente válido. Sin embargo, su validez real estará supeditada a la descripción que provea de los resultados experimentales. Con respecto al enfoque que estamos utilizando aquí, la expresión (21) indica que las características de la atmósfera elástica que controla los procesos de deformación plástica incipiente, deben poder ser expresadas sólo en función de: J_1 o/y J_2 . Enseguida veremos la implicancia física de esta conclusión.

De los criterios clásicos de plasticidad el que mejor describe los resultados experimentales respetando la estructura formal de (21) es el criterio de Von Mises o el de "Energía de distorsión

crítica". Este criterio propone que la deformación plástica ocurre cuando:

$$J_2 = \frac{1}{3} \sigma_c^2$$

Donde σ_c es la tensión de fluencia plástica del material determinada en un ensayo a tracción. Resulta inmediato verificar que utilizando los valores principales del tensor (σ_{ij}) , σ_1 , σ_2 y σ_3 , el criterio (21) resulta:

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2 \sigma_c^2 \quad (22)$$

que es la forma original propuesta por Von Mises en 1910.

Consideremos ahora el significado físico de (21).

La energía de deformación elástica por unidad de volumen, U , es:

$$U = \frac{1}{2} (\sigma_1 \epsilon_1 + \sigma_2 \epsilon_2 + \sigma_3 \epsilon_3) \quad (23)$$

donde ϵ_1 son los valores de las deformaciones principales. La energía de deformación, U_H , asociada con el componente hidrostático de las tensiones es:

$$U_{II} = \frac{3}{2} s.c. \quad (24)$$

donde

$$s = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

$$e = \frac{1}{3} (\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3)$$

Hemos visto que la presión hidrostática no afecta sensiblemente el comportamiento plástico del material. Este resultado experimental lleva a considerar únicamente la energía de distorsión, U_D , que es lo que resulta de sustraer la energía de deformación hidrostática, U_{II} , de la energía total U :

$$U_D = \frac{1}{2} [(\sigma_1 - s)\epsilon_1 + (\sigma_2 - s)\epsilon_2 + (\sigma_3 - s)\epsilon_3] \quad (25)$$

O bien, de (18):

$$U_D = \frac{1}{2} (s_1\epsilon_1 + s_2\epsilon_2 + s_3\epsilon_3) \quad (26)$$

Por otra parte, las deformaciones asociadas al tensor de distorsión pueden ser obtenidas sustrayendo de las deformaciones totales las componentes hidros

efectivos:

$$e_1 = \epsilon_1 - e$$

$$e_2 = \epsilon_2 - e \quad (27)$$

$$e_3 = \epsilon_3 - e$$

Sustituyendo (27) en (26) y notando que, por definición es $(s_1 + s_2 + s_3) = 0$, resulta

$$U_D = \frac{1}{2} (s_1 e_1 + s_2 e_2 + s_3 e_3) \quad (28)$$

Además las deformaciones de distorsión están vinculadas al tensor de distorsión a través de la ley de Hooke:

$$e_1 = \frac{1}{E} [s_1 - \nu(s_2 + s_3)]$$

$$e_2 = \frac{1}{E} [s_2 - \nu(s_1 + s_3)]$$

$$e_3 = \frac{1}{E} [s_3 - \nu(s_1 + s_2)] \quad (29)$$

donde E es el módulo de elasticidad y ν la relación de Poisson. Sustituyendo

(29) en (28) resulta:

$$2E U_D = (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) - 2\nu (s_1 s_2 + s_2 s_3 + s_3 s_1) \quad (30)$$

Observando que:

$$(s_1 + s_2 + s_3)^2 = 2J_2 + 2(s_1 s_2 + s_2 s_3 + s_3 s_1) = 0$$

La expresión (30) puede escribirse:

$$2E U_D = 2J_2 (1 - \nu)$$

O bien

$$J_2 = \frac{E}{(1 - \nu)} U_D$$

Por lo tanto, el criterio de plasticidad (21)

implica que la deformación plástica incipiente ocurre cuando la energía elástica de distorsión, U_D , supera un cierto valor característico del material. Es decir, el criterio de fluencia plástica puede escribirse:

$$U_D \geq \frac{(1 - \nu)}{3} \frac{\sigma_c^2}{E} \quad (31)$$

Dicho de otra manera, el criterio de Von Mises establece que la característica de la atmósfera de tensiones elásticas que controla a los mecanismos de deformación plástica es la energía de distorsión U_D . Es notable indicar que este criterio predice resultados con error menor del 5% para materiales isótropos y homogéneos.

II. 2 EL CRITERIO FRACTOMECANICO " K_C "

Como para el caso de la deformación plástica, la propagación de una fisura en un material está controlada, en última instancia, por mecanismos microscópicos de extrema complejidad, con dos agravantes: primero, que al producirse la rotura del material su estructura ha sido mucho más distorsionada que en el caso de deformación plástica y segundo, el fenómeno de la propagación de una fisura puede estar asociado con una inestabilidad mecánica del sistema, mientras que el proceso de deformación plástica es, generalmente, una sucesión de estados de equilibrio. Obviamente, la intensidad y magnitud de la distorsión de la estructura del material que acompaña a la propagación de una fisura debe estar relacionada con su ductilidad. Es razonable suponer que materiales de alta ductilidad presentarán una distorsión mucho mayor en relación con materiales moderadamente frágiles. En este sentido, la observación experimental indica que, en general, la cantidad de deformación plástica asociada con la propagación de una fisura disminuye a medida que aumenta la resistencia a la fluencia plástica del material. Para lo

aceros, por ejemplo, esta deformación plástica es mínima cuando la propagación de la fisura ocurre a temperaturas inferiores a la temperatura de transición. En este caso, el mecanismo microscópico de rotura que controla el fenómeno es el clivaje, es decir, la separación del material a través de planos cristalográficos.

Se ha mencionado en el párrafo anterior que el criterio de Von Mises, para deformación plástica incipiente, provee una excelente concordancia con los datos experimentales para materiales isótropos y homogéneos. Como se ha visto, el significado físico de este criterio es que, en un material elasto-plástico, la deformación plástica ocurre cuando la energía elástica de distorsión, U_D , alcanza su valor crítico, característico del material. Resulta, entonces, tentador intentar un enfoque similar para el caso de la propagación de una fisura que se propaga en un medio esencialmente elástico. Evidentemente, los mecanismos microscópicos que preceden y acompañan a la propagación de una fisura en materiales moderadamente frágiles, ocurren en la zona inmediata al vértice de la misma. Resulta, entonces, natural investigar el campo elástico que rodea al vértice de una fisura, determinar sus características fundamentales y luego establecer, por vía experimental, cuáles de esas características pueden ser asociadas con comportamientos particulares de la fisura. La justificación para un intento semejante puede encontrarse en el éxito obtenido en plasticidad en donde se muestra, que más allá de la complejidad del fenómeno de deformación plástica, su ocurrencia está controlada por una sola y simple característica de la atmósfera elástica de tensiones: la energía

elástica de distorsión.

George R. Irwin fue el primero que efectuó un análisis directo y general de la atmósfera elástica que rodea al vértice de una fisura (1, 2, 3). En lo que sigue mencionaremos los resultados fundamentales de ese análisis.

a) Definamos una fisura como dos superficies libres de tensiones que se encuentran en una línea (borde de la fisura). Impongamos la condición de que el borde de la fisura es infinitamente agudo (radio de curvatura cero) y asociemos al mismo el sistema de coordenadas polares que muestra la Fig. 6.

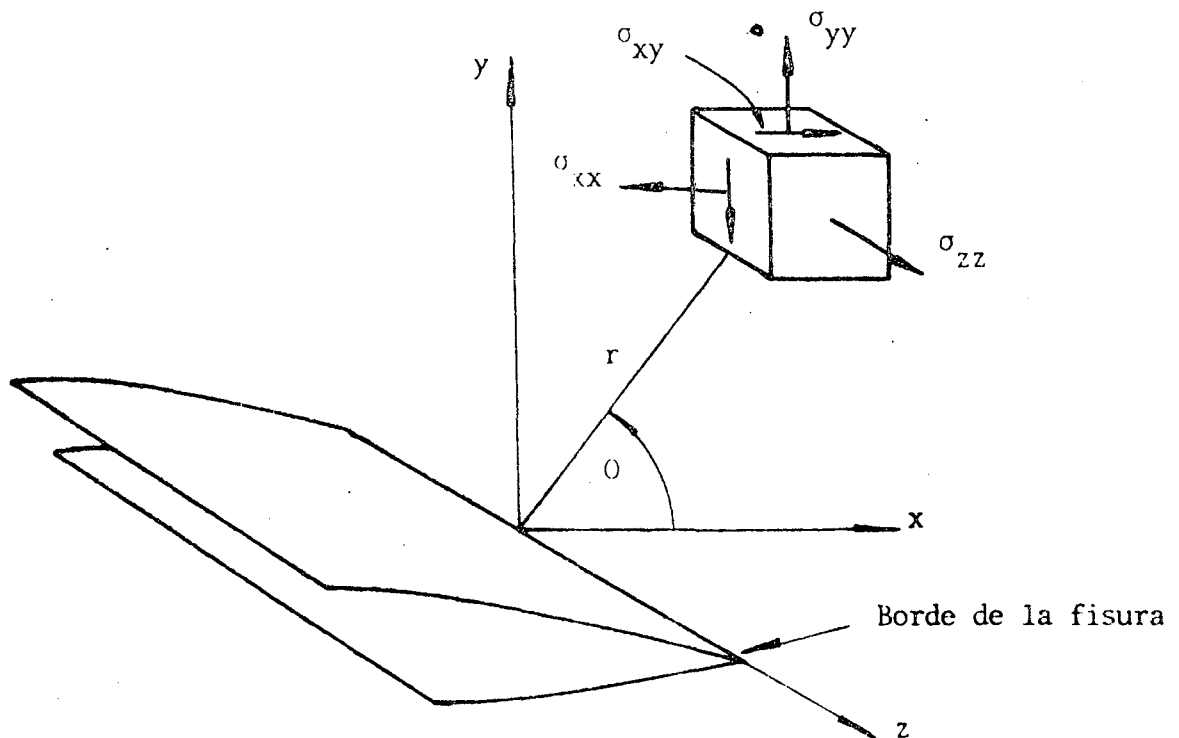


Figura 6: Sistema de coordenadas asociado con el vértice de la fisura.

En la zona adyacente al vértice de la fisura las tensiones elásticas varían como $(1/\sqrt{r})$

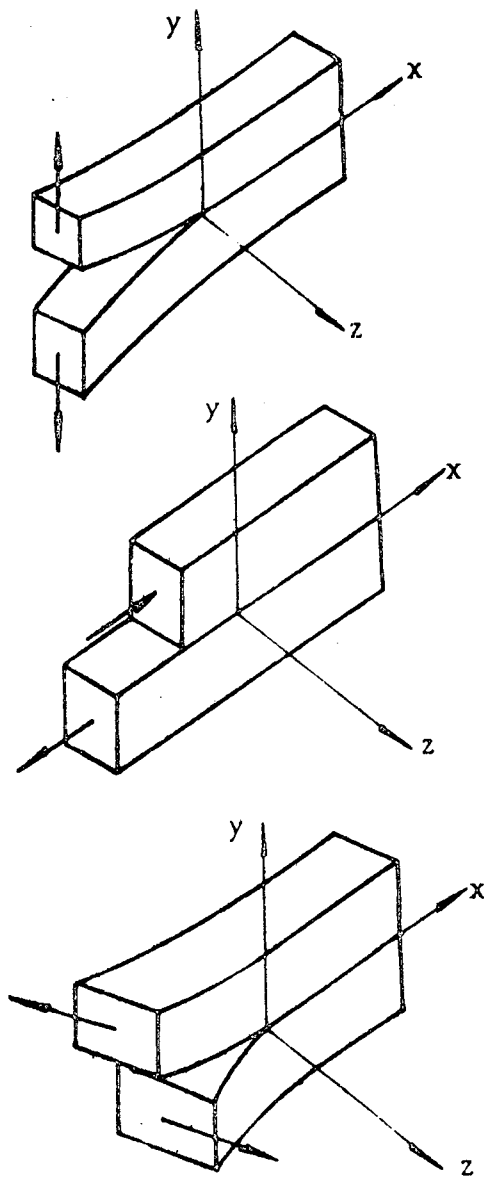
$$\sigma_{ij} = \frac{K}{\sqrt{r}} f_{ij}(\theta) \quad (32)$$

Donde K , que es llamado el coeficiente de intensidad de tensiones depende de las cargas aplicadas y de la geometría del cuerpo.

b) Para una dada geometría y sistema de cargas exteriores, la expresión analítica de K depende del movimiento relativo de las superficies de la fisura. Lo mismo vale para la función $f_{ij}(\theta)$ (obsérvese que $f_{ij}(\theta)$ es sólo función del ángulo y no de las cargas ni de la geometría).

c) Cualquier movimiento relativo de las superficies de la fisura puede obtenerse como una combinación de tres movimientos básicos o "modo de apertura", denominados, MODO I, MODO II, y MODO III, tal como se indica en la Fig. 7.

d) Para el Modo de Apertura I, o tensil, que es el más frecuente en la práctica, la estructura completa del campo de tensiones en la zona adyacente al vértice de la fisura (es decir para $r \rightarrow 0$) es:



MODO I

MODO II

MODO III

Figura 7: Los tres desplazamientos relativos básicos o "Modos de Apertura".

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= \frac{K}{\sqrt{2\pi} r} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) + \sigma_{x0} + O(\sqrt{r}) \\
\sigma_{yy} &= \frac{K}{\sqrt{2\pi} r} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) + O(\sqrt{r}) \\
\sigma_{xy} &= \frac{K}{\sqrt{2\pi} r} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + O(\sqrt{r}) \\
\sigma_{zz} &= \begin{cases} \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) & \text{para deformación plana} \\ 0 & \text{para tensión plana} \end{cases}
\end{aligned} \tag{33}$$

Donde ν es la relación de Poisson y donde el subíndice "I" que afecta a K indica que se trata del Modo I de apertura. La tensión σ_{x0} es una tensión constante, que no depende de r y que debe satisfacer las condiciones de borde.

e) La expresión analítica de K_I , K_{II} o K_{III} como una función de las cargas aplicadas y de la geometría del cuerpo puede ser determinada utilizando los métodos comunes de la Elasticidad y en especial, el método de Westergaard (9). La expresión de K puede ser también determinada utilizando métodos numéricos tales como elementos finitos (10, 11, 12, 13). La Fig. 8, esquematiza las expresiones de K_I para algunas geometrías comunes.

Recientemente, Tada, Paris e Irwin han editado un manual con más de 500 expresiones para K_I , K_{II} y K_{III} cubriendo un amplio espectro de geometrías y configuraciones de carga (14).

f) La extensión de una fisura en un continuo elástico fisurado está siempre asociada con una reducción de la energía potencial, U (15, 16). La disminución de energía potencial, $(-dU)$ es la energía disponible para ser utilizada en el proceso de rotura. Sea A el área de la superficie de la fisura que se incrementa en (dA) debido a la extensión de la misma. Por definición la cantidad $G = (-dU/dA)$ es la fuerza generalizada asociada con la coordenada generalizada, A y la denominaremos, aquí "Fuerza de Griffith" (*). La relación entre G y K resulta:

Para MODO I

$$G_I = \frac{K_I^2}{E'} \quad (34)$$

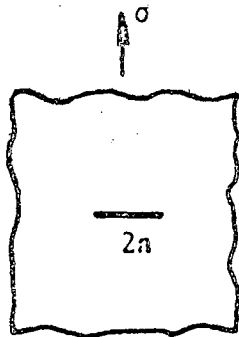
Para MODO II

$$G_{II} = \frac{K_{II}^2}{E'} \quad (35)$$

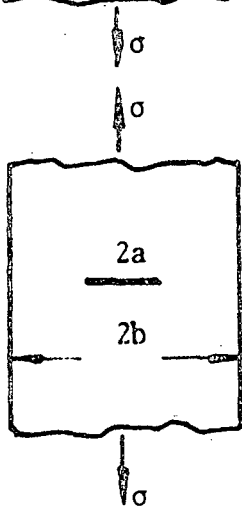
Para MODO III

$$G_{III} = \frac{1 + \nu}{E} K_{III}^2 \quad (36)$$

(*) Históricamente, la primera teoría de fractura frágil, fue formulada por Griffith en 1923 analizando las variaciones de energía del sistema. Más tarde, en la década del 50, Irwin denominó G (por Griffith) a la variación de energía potencial $(-dU/dA)$. En inglés G se denomina "driving force" y no posee una traducción exacta en castellano. Por esta razón y respetando la intención de Irwin, denominamos a G "Fuerza de Griffith".



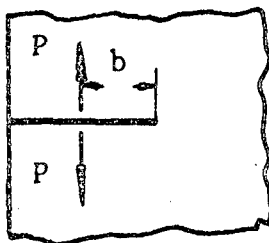
$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a}$$



$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} \cdot F(a/b)$$

$$F(a/b) = \left| 1 - 0.025(a/b)^2 + 0.06(a/b)^4 \right| \sqrt{\sec \frac{\pi a}{2b}}$$

Exactitud: 0.1% para cualquier (a/b)



$$K_I = \frac{P}{\sqrt{2\pi b}}$$

$$\begin{aligned} (a/b) &< 0.6 \\ (s/b) &= 4 \end{aligned}$$

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} \cdot F(a/b)$$

$$\sigma = (6M/b^2) ; M = (ps/4)$$

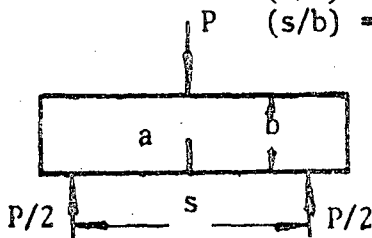


Figura 8:

$$F(a/b) = 1.090 - 1.735(a/b) + 8.20(a/b)^2 - 14.18(a/b)^3 + 14.57(a/b)^4$$

Donde $E' = E$ para un estado de tensión plana y $E' = E/(1-\nu^2)$ para un estado de deformación plana, siendo ν la relación de Poisson y E el módulo de Young del material.

De (33) y (34), una forma alternativa de describir la atmósfera de tensiones elásticas que rodean al vértice de una fisura tensil (bajo Modo I) es:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \sqrt{\frac{G}{2\pi r}} \cdot E' \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) + \sigma_{x0} + O(\sqrt{r}) \\ \sigma_{yy} &= \sqrt{\frac{G}{2\pi r}} \cdot E' \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) + O(\sqrt{r})\end{aligned}\quad (37)$$

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\frac{G}{2\pi r}} \cdot E' \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} + O(\sqrt{r})$$

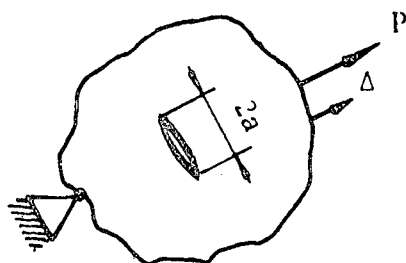
$$\sigma_{zz} = \begin{cases} \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) & \text{para deformación plana} \\ 0 & \text{para tensión plana} \end{cases}$$

g) Sea un continuo elástico lineal o hookeano fisurado y sometido a una carga P que, por simplicidad, supondremos que produce un

Modo I de apertura. Supondremos que el continuo es una placa de espesor B y que la fisura es de longitud $2a$. Fig. 9. Sea Δ_p el desplazamiento de la carga P . Como el continuo es elástico lineal se tendrá

$$\Delta_p = C.P \quad (38)$$

donde C lo denominaremos, coeficiente de rigidez y depende, evidentemente de la longitud de la fisura, $2a$. Resulta la siguiente relación entre la fuerza de Griffith, G y C : (6,17)



$$G = (-dU/dA) = \frac{P^2}{2B} \left(\frac{dC}{da} \right) \quad (39)$$

Figura 9

La expresión (39) conduce a un significado sencillo para G . En la Fig. 10, se ha esquematizado la relación lineal entre (P) y (Δ_p) para dos longitudes de fisuras que difieren en una cantidad infinitesimal, $2da$. Para un valor constante de la carga, P_1 , el área asociada con cada una de las rectas es:

$$AREA = \frac{1}{2} P_1 \Delta_p = \frac{1}{2} P_1^2 \cdot C(a) \quad (40)$$

y la diferencia de áreas es:

$$d(\text{AREA}) = \frac{1}{2} P_1^2 dC(a) = \text{B.G.} da$$

en donde $d(\text{AREA})$ se ha sombreado en la Fig. 10.

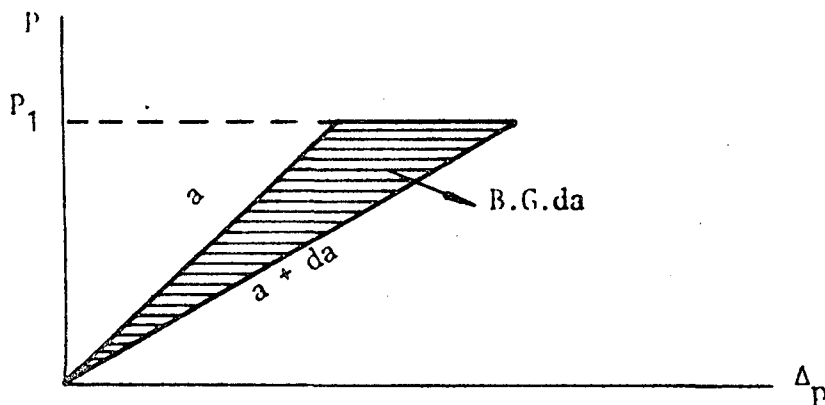


Figura 10: Representación gráfica de G (carga constante).

Consideremos ahora un valor constante del desplazamiento de la carga, $(\Delta_p)_1$. En este caso el área asociada con cada una de las rectas es, Fig. 11

$$\text{AREA} = \frac{1}{2} (\Delta_p)_1^2 \left| 1/C(a) \right|$$

y la diferencia en áreas, que se ha sombreado en la Fig. 11, es:

$$\begin{aligned} d(\text{AREA}) &= -\frac{1}{2} (\Delta_p)_1^2 \left[1/C(a)^2 \right] dC(a) = \\ &= -\frac{1}{2} p_1^2 \cdot dC = -B.G_I \cdot da \end{aligned} \quad (41)$$

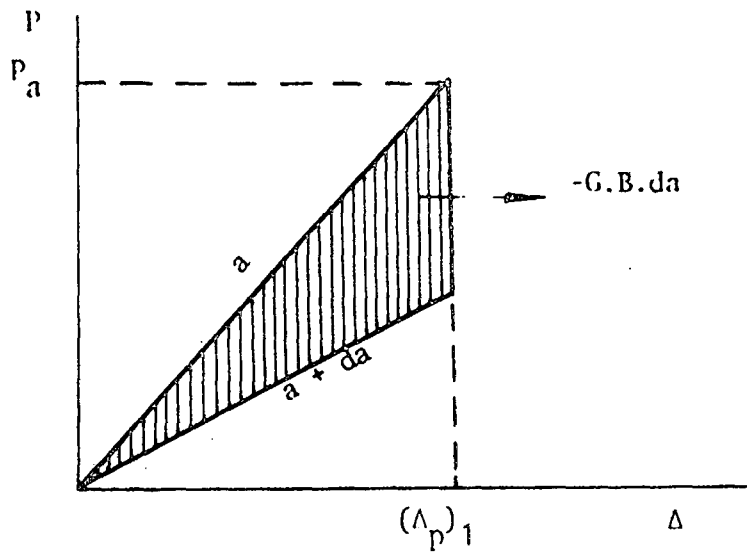


Figura 11: Representación gráfica de $\underline{G}$. Desplazamientos constantes.

Los puntos a) - g) indicados más arriba pueden ser considerados los resultados fundamentales que se obtienen al analizar el campo de tensiones elásticas en el vértice de la fisura de un continuo elástico-lineal. Estos resultados permiten adelantar las siguientes conclusiones:

1) En la zona del vértice de una fisura, las tensiones varían como la inversa de la raíz cuadrada de la distancia a dicho vértice. En zonas más distantes del vértice de la fisura las tensiones varían como la raíz cuadrada de dicha distancia, Ecuaciones (33) y (37). Entonces, para $r \rightarrow 0$ la atmósfera elástica posee una singularidad del tipo $(1/\sqrt{r})$ y los demás términos pueden ser ignorados.

2) Para un mismo modo de apertura y para un mismo estado de tensiones (tensión o deformación plana) la atmósfera elástica en la zona inmediatamente adyacente al vértice ($r \rightarrow 0$) está caracterizada por un único parámetro: el factor de intensidad de tensiones, $\underline{K}$, o la fuerza de Griffith, $\underline{G}$, Ecuaciones (33) y (37).

3) El factor de intensidad, $\underline{K}$, y la fuerza de Griffith, $\underline{G}$, dependen, únicamente, de la geometría del cuerpo (incluyendo las dimensiones de la figura) y de la configuración de cargas aplicadas. Por lo tanto, independientemente, de las cargas y de las geometrías, dos atmósferas elásticas en el vértice de una fisura serán idénticas si lo son $\underline{K}$ ó $\underline{G}$ puntos d) y f).

4) Las expresiones analíticas de $\underline{K}$ o $\underline{G}$ como función de las cargas y de la geometría pueden ser obtenidas utilizando los métodos comunes de Elasticidad, punto e).

Consideremos una fisura en un continuo elástico lineal totalmente frágil. Que sea totalmente frágil significa que la exten

si3n o propagaci3n de la fisura no produce ninguna distorsi3n plástica en el campo elástico. Esta condici3n es, por supuesto, una idealizaci3n pero resulta una buena aproximaci3n en materiales como el vidrio, mica o para aceros a muy bajas temperaturas.

Bajo estas condiciones ideales, el "CRITERIO K_C " propone que la extensi3n o propagaci3n de la fisura esté controlada por el valor de $\underline{K}$ o $\underline{G}$. Para el caso particular de la propagaci3n, el criterio propone que la misma ocurre cuando $\underline{K}$ (o $\underline{G}$) alcanzan un valor crítico K_C (1 G_C) característico del material. En el caso particular que la fisura sea tensil (MODO I de apertura) el valor de K_C se denomina K_{IC} (o G_{IC}). De esta manera, el valor K_{IC} resulta una característica del material denominada "FRACTOTENACIDAD".

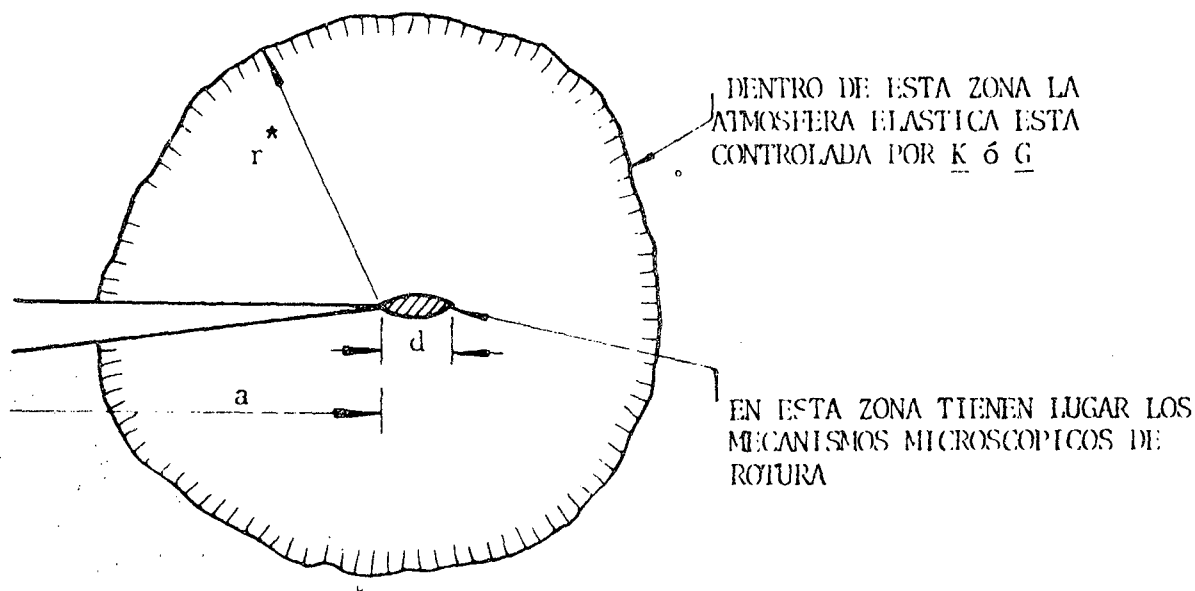


Figura 12: El criterio K_C es conceptualmente válido si ($r^* \gg d$), ($a \gg r^*$) y, por lo tanto, ($a \gg d$). Además, el material debe ser elástico lineal y totalmente frágil.

Conceptualmente, existe una fuerte similitud entre el criterio K_C y el criterio de plasticidad incipiente de Von Mises o de "Energía de Distorsión Crítica" visto en (II.1). Ambos criterios hacen omisión de los mecanismos microscópicos asociados con los respectivos fenómenos, considerando en cambio, la característica de la atmósfera en donde los mismos ocurren. Para el fenómeno de deformación plástica incipiente, tal característica es la energía elástica de distorsión, U_D , que está dada por la Ec. (26). Para la extensión o propagación de la fisura tal característica es el factor de intensidad de tensiones, K o la fuerza de Griffith, G . Sin embargo, como todo criterio, el criterio K_C es válido si se cumplen ciertas condiciones. Estas condiciones pueden ser determinadas a partir del análisis que lleva al descubrimiento de K y que hemos visto más arriba. En primer lugar, debemos considerar la zona en donde tienen lugar los mecanismos microscópicos que producen la extensión o propagación de la fisura. Como se esquematiza en la Fig. 12, éstos tienen lugar en una zona inmediata al vértice de la fisura, que posee una dimensión característica, d . Por lo tanto, puede esperarse que el criterio K_C sea válido si, para un mismo material y para distintas configuraciones de carga y geometría el factor k (o G) controla la atmósfera elástica a una distancia r , del vértice de la fisura mucho mayor que d . Considerando la figura 12, esta condición se expresa de la siguiente forma:

$$r^* \gg d \quad (42)$$

Segundo, habíamos concluido anteriormente que el factor K (o G) controlaba la atmósfera de tensiones para la condición matemática, $r \rightarrow 0$, Ecs. (33), (37) y conclusión (2). Físicamente, la conclusión $r \rightarrow 0$ significa, dentro del esquema de la Fig. 12, que:

$$r^* \ll a \quad \text{y demás dimensiones del cuerpo} \quad (43)$$

Y, de las condiciones (42) y (43) resulta una tercera condición:

$$a \gg d \quad (44)$$

Resumiendo, el criterio K_C es conceptualmente válido para continuos elásticos lineales, totalmente frágiles y que cumplen las condiciones (42) - (44). En el próximo capítulo se discutirá la validez del criterio K_C en el caso de materiales reales y bajo condiciones de ensayo que pueden violar las condiciones (42)-(44).

El criterio K_C (o G_C) fue propuesto por G. Irwin en 1958 y, de acuerdo a la información que posee el autor, Irwin verificó por primera vez su criterio utilizando datos experimentales obtenidos por Weis y Klier en 1955. El análisis de Irwin fue presentado en el "First Symposium on Naval Structural Mechanics" que se llevó a cabo entre el 11 y el 14 de agosto de 1958 en la Universidad de Stanford, California (6). Los experimentos de Weiss y Klier utilizaron probetas de tracción cilíndricas de la aleación de

aluminio AL-7075-T6 (18). El diámetro de las probetas, varió entre 0,2" a 1,4". A un conjunto de probetas se les maquinó una entalla circular con una profundidad tal que la sección normal de cada probeta entallada fue reducida en un 50%. El radio de la entalla fue, aproximadamente, de 0,01" = 0,25 mm. La experiencia consistió en determinar la resistencia a la

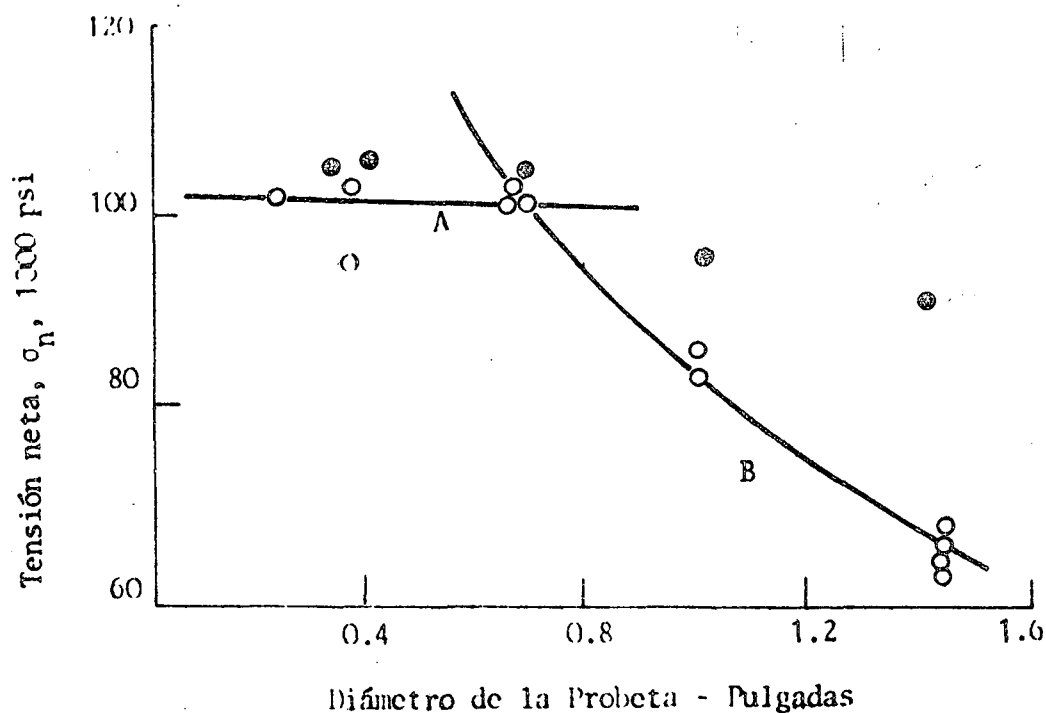


Figura 13: Resultados experimentales de Weiss y Klier (18).
 ●: Probetas sin entalla; ○: Probetas entalladas (reducción de la sección resistente: 50%); Material: AL-7075-T6.

tracción de las probetas con o sin entalla. Los resultados experimentales

se muestran en la Fig. 13.

A fin de analizar rápidamente los datos de la Fig. 13, debemos conocer la expresión analítica de K_I en función de la carga aplicada y la geometría de la probeta.

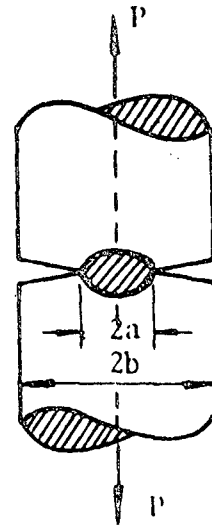
La Fig. 14, esquematiza la geometría y configuración de cargas utilizadas por Weiss y Klier y muestra la expresión para K_I .

$$\text{Tensión neta} = \sigma_n = \frac{P}{\pi a^2}$$

$$K_I = \sigma_n \sqrt{\pi b} \quad F(a/b)$$

Para $(a/b) = 0,5$ es

$$F(a/b) \sim 0,3$$



$$K_I = \sigma \sqrt{\pi b} \quad F\left(\frac{a}{b}\right)$$

Figura 14: Expresión de K_I para la configuración experimental utilizada por Weiss y Klier.

Como el criterio de K_C dice que la fisura se propagará cuando el valor de K alcance un valor crítico (en este caso K_{IC}) característico del material,

podemos determinar a partir de las expresiones de la Fig. 14, el valor de la tensión neta, σ_n , en el momento de la rotura que denominaremos $(\sigma_n)_{cr}$

$$K_{IC} = \text{Constante} = (\sigma_n)_{cr} \sqrt{\pi b} \cdot 0,3$$

O bien:

$$(\sigma_n)_{cr} = 3,3 \frac{K_{IC}}{\sqrt{\pi b}} \quad (45)$$

En la fig. 13, la curva indicada "B" es la que resulta de la Ec. (45), haciendo $K_{IC} = 32,5 \text{ ksi (in)}^{1/2} = 35,7 \text{ MN: m}^{3/2}$. Se observa que para diámetros de probetas mayores que, aproximadamente, 0,7", la correlación entre el criterio K_{IC} y los datos experimentales es muy satisfactoria. Para probetas con datos menores que 0,7" (es decir, para una profundidad en la entalla menor que 0,11" = 2,67 mm.) la tensión neta de rotura es, aproximadamente, la tensión de rotura de probetas sin entalla (recta "A" en la Fig. 13). Este efecto del tamaño de la entalla sobre la "validez" del criterio K_{IC} no puede sorprendernos, puesto que lo habíamos previsto a través de los conceptos dados por las condiciones, (42) - (44). En el próximo capítulo se verá con cierto detalle los diferentes "efectos de tamaño" sobre la "validez" del criterio K_{IC} . Ahora es suficiente notar que resultados experimentales como los obtenidos por Weiss y Klier indican que conceptualmente el cri

terio K_{IC} es correcto.

II. 3 LA CORRECCION POR PLASTICIDAD DEL CRITERIO " K_{IC} "

Según las ecuaciones (33) y (37), que describen el campo elástico asociado con el vértice de una fisura, las tensiones en el vértice son infinitas debido a la singularidad ($1/\sqrt{r}$). Evidentemente, esta singularidad no puede ocurrir en el caso de materiales reales. Para materiales totalmente frágiles, las tensiones no pueden superar la tensión de rotura del material; para materiales que puedan deformarse plásticamente, las tensiones en el vértice de la fisura son relajadas por deformación plástica. Este último es el caso para la mayoría de los materiales utilizados en ingeniería y es el que nos interesa considerar aquí. Para estos materiales, podemos anticipar, entonces, que la extensión o propagación de una fisura, es tará precedida por un proceso de deformación plástica localizado en su vérti ce.

Hemos visto en II.2, que el criterio K_C es conceptual mente válido para continuos elásticos-lineales totalmente frágiles. No es po sible anticipar "a priori" si la presencia de deformación plástica invalida o no al criterio K_C . Esto sólo puede ser dilucidado por vía experimental. En

este sentido, la experiencia indica que bajo ciertas condiciones el criterio K_C es válido aún en presencia de deformación plástica, tal como se verá en detalle en el Capítulo III. Sin embargo, cuando existe deformación plástica, la validez del criterio K_C exige introducir ciertas correcciones cuyas características pueden ser previstas estudiando los aspectos fundamentales de la deformación plástica que ocurre en el vértice de la fisura.

Para analizar la corrección por plasticidad del criterio K_C es suficiente el siguiente análisis, el cual, aunque aproximado, rescata los aspectos fundamentales del problema.

Consideremos una fisura tensil (MODO I), en un continuo elástico-perfectamente plástico, es decir, un continuo cuya curva (tensión-deformación) es del tipo que muestra la Fig. 14.

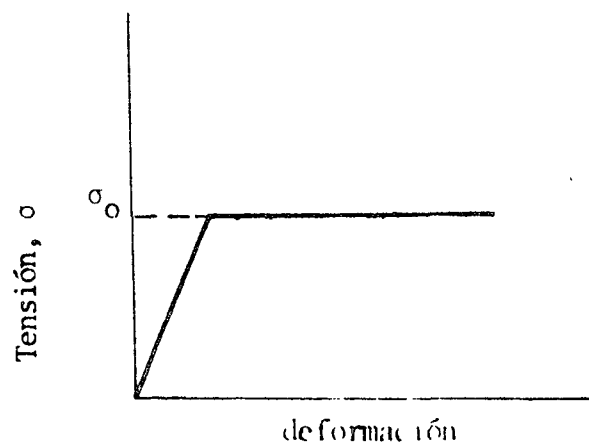


Figura 14: Curva (tensión-deformación) para un continuo elástico-perfectamente plástico. La tensión σ_0 es la tensión de fluencia del material.

Supongamos que, bajo condiciones de tensión plana la zona del material deformado plásticamente se extiende hasta una distancia r_p del vértice de la fisura. Nos interesa estimar el orden de magnitud de esta distancia. Por de pronto, un análisis dimensional elemental de las Ecs. (33) o (37) indica que, si K_I describe la intensidad del campo elástico, debe ser (19, 20)

$$r_p \propto (K_I / \sigma_o)^2 \quad (45)$$

para obtener información acerca de la constante de proporcionalidad en la Ec. (45), podemos hacer una primera estimación averiguando a qué distancia, r_y , del vértice de la fisura es $(\sigma_{yy} = \sigma_o)$ (*), Fig. 15.

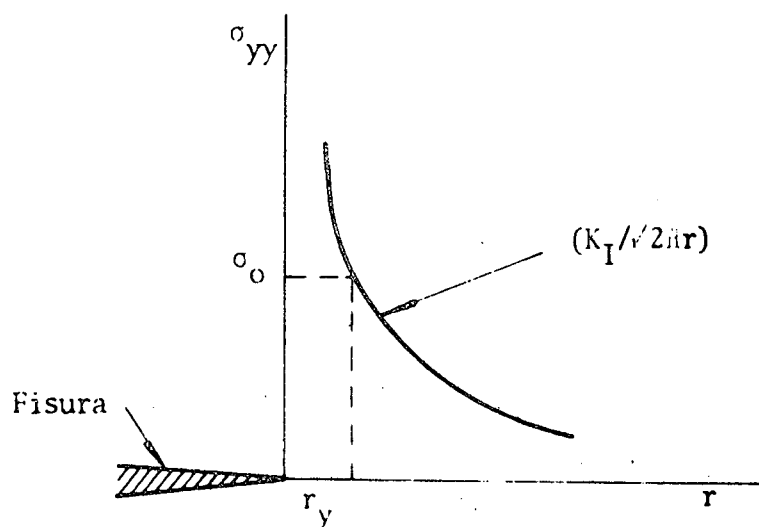


Figura 15: A una distancia r_y del vértice de la fisura la tensión σ_{yy} es igual a la tensión de fluencia.

(*) Aunque es una aproximación muy grosera, obsérvese que como para $\theta = 0$ es $(\sigma_{yy} = \sigma_{xx})$ y para tensión plana es $\sigma_z = 0$, el criterio de Von Mises, Ec. (22) es, $\sigma_{yy} = \sigma_o$.

De las Ecs. (33) o (37) resulta

$$r_y = \frac{1}{2\pi} (K_I^2 / \sigma_o^2) \quad (46)$$

Sin embargo, es fácil demostrar que debe ser $r_p > r_y$. En efecto, si la zona plástica se extendiese una distancia r_y la "fuerza", F_p , repartida en r_y sería:

$$F_p = \sigma_o \cdot r_y \quad (47)$$

Por otra parte, en ausencia de zona plástica, la "fuerza" F_e , repartida en r_y es:

$$F_e = \int_0^{r_y} (K_I / \sqrt{2\pi} r) \cdot dr = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot K_I \sqrt{r_y} \quad (48)$$

Introduciendo (46) en (48) y comparando a F_e con F_p resulta

$$F_e - F_p = \frac{1}{\pi \sigma_o} \frac{K_I^2}{r_y} > 0$$

Es decir que para mantener el balance de fuerzas, una porción de la

fuerza F_c debe ser distribuída en la parte deformada elásticamente, elevando las tensiones elásticas. Este incremento de tensiones elásticas producirá, a su vez, un incremento en r_y , Fig. 16

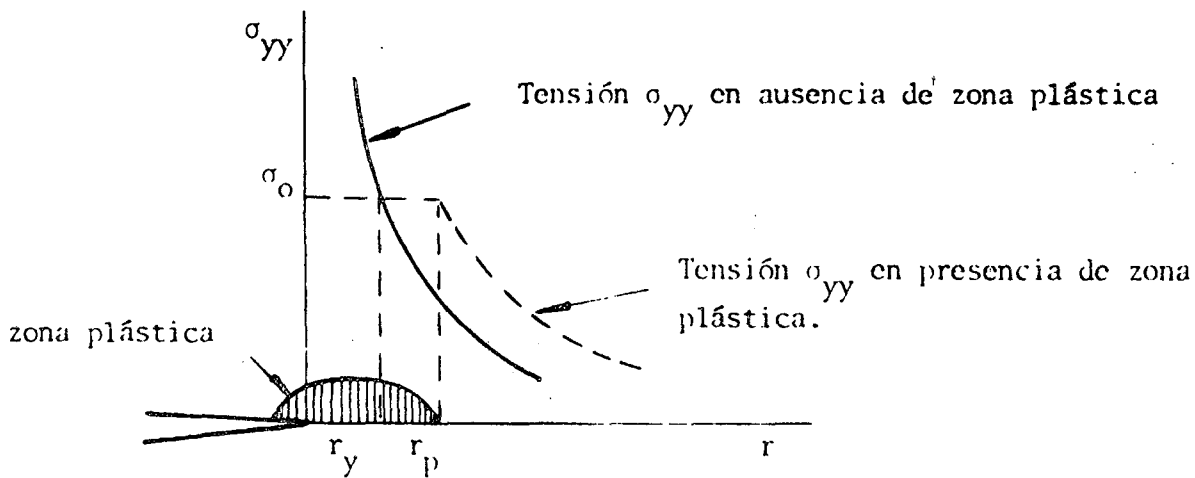


Figura 16: La presencia de una zona de deformación plástica aumenta el valor de las tensiones elásticas.

Para estimar el incremento en r_y es necesario estimar, primero, la variación en el campo elástico causada por la presencia de la zona de deformación plástica. Intuitivamente, es razonable suponer que, si la zona plástica es suficientemente pequeña, la nueva distribución de tensiones elásticas podrá ser descripta, en buena aproximación, considerando una "longitud efectiva"

de la fisura, a_{ef} , dada por (ver Fig. 17):

$$a_{ef} = a + \alpha \quad (49)$$

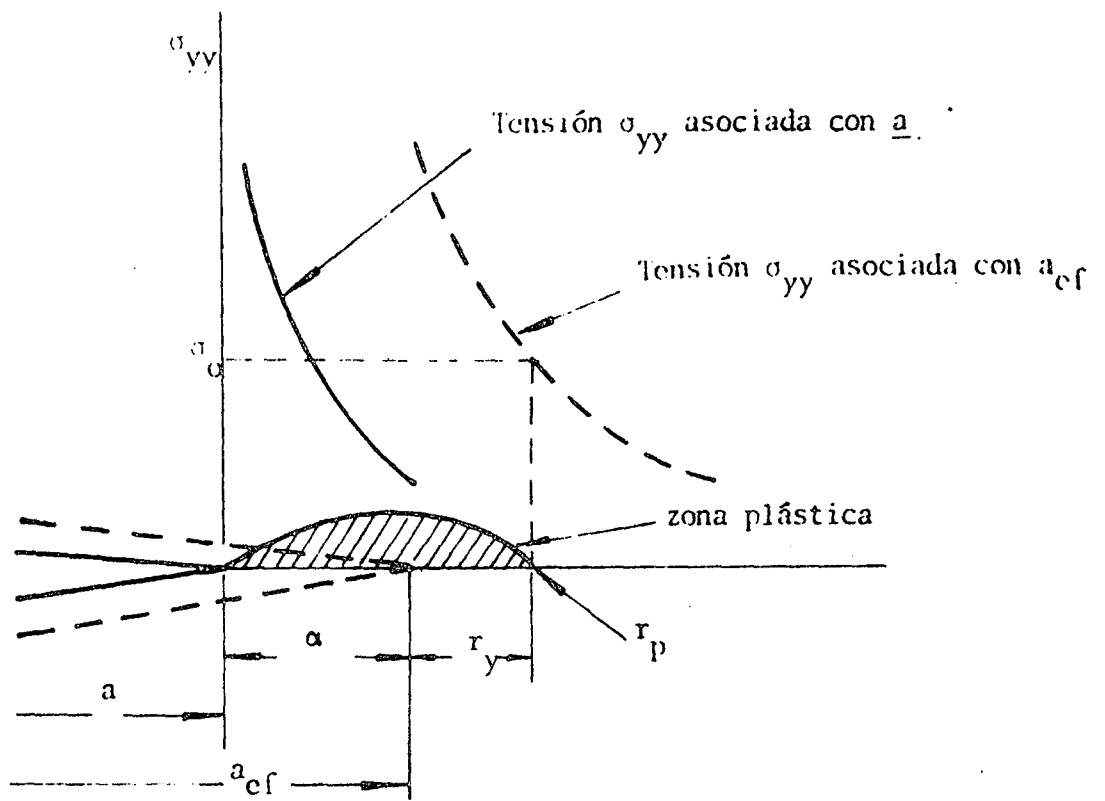


Figura 17: La modificación en el campo elástico producida por la zona plástica puede ser descrita considerando una longitud "efectiva" de fisura, a_{ef} .

Comparar con Fig. 16.

Es interesante notar que si el cuerpo es de dimensión infinita y si $r_p \ll a$, entonces, es obvio que la descripción del campo a través de a_{ef}

es exacta, ya que a es la única longitud característica en el problema.

Es posible estimar, ahora, el valor de α , es decir, la distancia entre el vértice ficticio y el vértice físico de la fisura.

Consideremos la condición de igualdad de fuerzas distribuidas a lo largo del eje de la fisura antes y después de la formación de la zona plástica. De la Ec. (33) y de la Fig. 17, resulta evidente que dicha condición es:

$$\int_0^{\infty} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot dr = (\alpha + r_y) \sigma_0 + \int_0^{\infty} \frac{K_{Ic}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot dr$$

Donde K_{Ic} es el valor de K_I , reemplazando a por a_{ef} .

$$\sqrt{2} \frac{K_{Ic}}{\pi} \sqrt{r_y} = (r_y + \alpha) \sigma_0 \quad (50)$$

Como antes (ver Ec. (46)), el límite de la zona plástica estará a una distancia r_y del vértice ficticio de la fisura e igual a:

$$r_y = \frac{1}{2\pi} - \frac{K_{Ic}^2}{\sigma_0^2} \quad (51)$$

Es decir:

$$K_{Ie} = \sigma_0 \sqrt{2\pi r_y} \quad (52)$$

Introduciendo (52) en (50) resulta la II. para τ_y (*).

$$2 r_y = r_y + \alpha$$

Es decir:

$$\alpha = r_y \quad (53)$$

y, por lo tanto, el resultado de la presente estimación es que, bajo condiciones de tensión plana, la zona plástica se extiende una distancia r_p del vértice de la fisura igual a (**):

$$r_p = 2 r_y = \frac{1}{\pi} \frac{k^2}{\sigma_0} \quad (54)$$

Es necesario enfatizar que aunque la estimación hecha aquí es, por cierto, sobresimplificada, los resultados obtenidos utilizando métodos analíticos

(*) Obsérvese que la ecuación es independiente de K_I o K_{Ie} .

(**) La distancia entre el límite de la zona plástica y el vértice de la fisura ficticio es $(\frac{1}{2} r_p)$, tal como resulta de la Fig. 16.

considerablemente sofisticados no difieren significativamente de los anteriores (16, 21, 22, 23, 24).

Los resultados anteriores corresponden al caso en que el estado de tensiones en el vértice de la fisura es uno de tensión plana (es decir, $\sigma_{zz} = 0$ ó un espesor infinitamente pequeño del cuerpo). El análisis para un estado de deformación plana (es decir, $\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$ o un espesor infinitamente grande del cuerpo) es considerablemente más complicado. En este sentido, Irwin (20) ha sugerido que el valor de r_p para el caso de deformación plana puede ser estimado considerando, simplemente, la influencia de un estado triaxial de tensiones sobre el valor de σ_o . Los datos experimentales (y también los criterios de fluencia) indican que bajo un estado triaxial de tensiones la tensión de fluencia, es aproximadamente, $\sqrt{3} \sigma_o$. Es decir que, para un estado de deformación plana, el valor de r_p puede ser estimado a través de:

$$r_p \text{ (deformación plana)} = \frac{1}{3\pi} \frac{K_I^2}{\sigma_o^2} \quad (55)$$

Los valores estimados de r_p (Ecs. 54 y 55) no son los resultados fundamentales del análisis aproximado hecho más arriba. Lo que es importante remarcar es que el efecto de la zona plástica sobre la atmósfera elástica puede ser tenido en cuenta en una corrección tan simple como es la

de considerar una longitud "efectiva" de fisura, dada por:

$$a_{ef} = a + r_y = a + \frac{1}{\alpha I I} \frac{K_I^2}{\sigma_o^2} \quad (56)$$

donde $\alpha = 2$ para un estado de tensión plana y $\alpha = 6$ para un estado de deformación plana.

La solución exacta para la zona plástica en MODO III conduce al resultado anterior cuando $r_p \ll a$ (y en general, mucho menor que cualquier longitud asociada con la geometría del cuerpo) (15, 22, 24, 26, 27, 28). Es decir, cuando r_p es pequeño, la atmósfera elástica que rodea la zona de deformación plástica está, también, controlada por K . Es razonable suponer que este resultado, que es exacto para el MODO III, sea también válido cuando se considera el MODO I o tensil. Es conveniente puntualizar que no existe un criterio riguroso que establezca cuán pequeño debe ser r_p para que la atmósfera elástica sea controlada por K . Por ejemplo, Vázquez y Paris han utilizado la Ec. (54), como base para analizar un cierto modo de falla (falla por inestabilidad de la zona plástica) donde r_p puede ser comparable con a , obteniendo buenos resultados.

Consideremos ahora, el criterio K_C en el caso que, en el vértice de la fisura, exista una zona plástica.

De manera similar al caso elástico, es razonable que

los mecanismos microestructurales que producen, finalmente, la rotura del material, tienen lugar en una zona de dimensión característica $\underline{d}$, la cual desde el punto de vista macroscópico, es asiento de deformaciones extremas, Fig. 18. Aquí la diferencia fundamental con el caso totalmente elástico (ver Fig. 12), es que la zona de rotura, $\underline{d}$, está rodeada por una atmósfera elasto-plástica que se extiende a través de una distancia característica, r_p . A su vez, esta atmósfera elasto-plástica está inmersa en una atmósfera totalmente elástica. Si $r_p \gg \underline{d}$ y utilizando el mismo esquema que en el caso

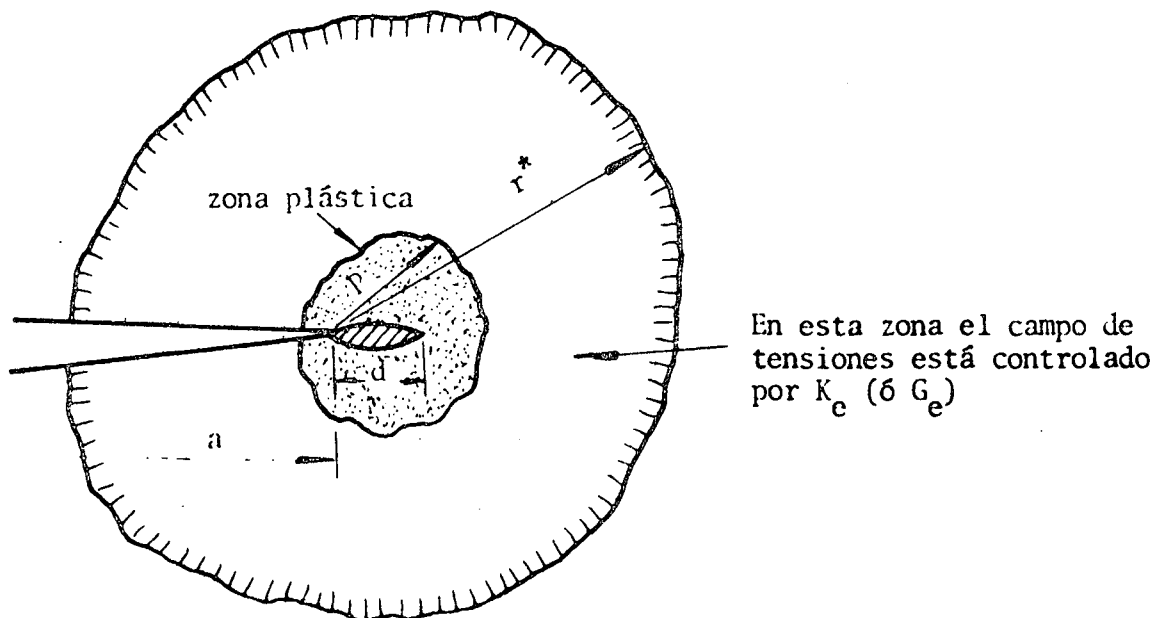


Figura 18: Descripción de la atmósfera de tensiones en presencia de una zona plástica. La atmósfera puede ser descrita en función de K (δG) si $(\underline{d} \ll r_p)$ ($r_p \ll r^*$) y $(r^* < a)$.

totalmente elástico, puede suponerse que los procesos que ocurren en $\underline{d}$ serán iguales cuando lo sean las atmósferas elasto-plásticas asociadas con r_p .

Omitiendo, por ahora, una descripción del campo elasto-plástico y si r_p es pequeño de manera que la zona plástica pueda ser considerada una "perturbación", es evidente que a distancias del vértice de la fisura, $r \gg r_p$, el campo de tensiones debe tender, asintóticamente, al dado por las Ecs. (33) ó (37). Es decir, para el MOIX I, por ejemplo:

$$\lim \sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij} (0) \quad (57)$$

$$(r/r_p) \rightarrow \infty$$

donde $f_{ij} (0)$ representa a las funciones trigonométricas que aparecen en las Ecs. (33) y (37). Bajo las condiciones implícitas en (57), es razonable suponer que el estado de tensiones y deformaciones en la zona plástica está controlado por la atmósfera de tensiones elásticas que la rodea. En la zona adyacente a la interfase elasto-plástica, con una longitud característica, r^* , el campo de tensiones está controlado por K_{Ie} (ó G_{Ie}) es decir, por el valor efectivo de K_I (ó G_I), que se obtiene reemplazando en la expresión de K_I (ó G_I) la longitud de la fisura, a , por a_{ef} , dado por la Ec. (56).

De esta manera, los mismos argumentos que conducen al criterio K_C , para el caso totalmente elástico, conduce a adoptar como el valor crítico de K , cuando existe una zona plástica, el valor efectivo de K_{Ce} . Por tradición el subíndice "e" es omitido y se habla del valor K_C corregido por plasticidad. (*)

II. EL CRITERIO DE ESTABILIDAD " R_C "

Bajo carga estática (es decir aplicada en forma gradual y lenta) una fisura posee dos comportamientos fundamentales: extensión o propagación. La experiencia demuestra que en los materiales que pueden deformarse plásticamente, la propagación está, generalmente, precedida por una extensión (estable) de la fisura. Esta extensión estable puede ser significativa (comparable o aún mayor que la longitud inicial de la fisura). El criterio " R_C ", propone cuáles deben ser las condiciones para que se produzca la inestabilidad o propagación de una fisura (29, 30, 31). Una de las hipótesis fundamentales en la formulación de este criterio es que la extensión estable de la fisura ocurre en un campo elasto-plástico cuyas caracte

(*) Cuando K_C describe la atmósfera elástica en presencia de deformación plástica, diremos que la configuración es una de "plasticidad en pequeña escala" de acuerdo al concepto introducido por Rice.

rísticas son controladas por el valor efectivo del factor de intensidad de tensiones, K_{Ic} (*), discutido en el párrafo anterior. De esta manera, el criterio " R_c " es un criterio de estabilidad de fisuras formulado por configuraciones de plasticidad en pequeña escala. (Ver nota pie, pág. 58).

Las bases conceptuales del criterio R_c son similares a las del criterio K_{Ic} en el sentido que se supone que, para un dado material, las características de la extensión estable de la fisura están controladas por la atmósfera de tensiones y, entonces, por $K_{Ic}(\sigma G_{Ic})$. Es importante hacer notar que es razonable anticipar que las características de extensión estable de la fisura van a depender, también, del estado de tensiones (tensión plana, deformación plana, o un estado intermedio) en el vértice de la fisura. En efecto se produce un campo elasto-plástico asociado con una configuración de plasticidad en pequeña escala. Hemos visto en el párrafo anterior que las dimensiones de la zona plástica (y, en general, los parámetros macroscópicos asociados con la descripción de la misma) dependen del estado de tensiones (ver Ec. (56)). Por lo tanto, la descripción del campo de tensiones a través de K_{Ic} , depende también del estado de tensiones. Por esta

(*) El criterio " R_c " ha sido formulado, básicamente, para fisuras bajo MOJO I o tensiles, y éstas serán las que consideremos aquí.

razón, cuando se analiza o aplica el criterio R_C , se entiende que el mismo provee una característica del material, sólo para un mismo tipo de estado de tensión (32).

Consideremos la Fig. 19, en la cual se ha graficado en abscisas la extensión estable de la fisura, representada por Δa . La extensión de Δa es medida a partir de la longitud inicial de la fisura, a_0 . La hipótesis fundamental en el criterio R_C es que, para un dado estado de tensiones, la curva de la Fig. 19, es característica del material (es decir, independiente de la geometría y la configuración de cargas) si Δa se grafica en función de K_{Ie} ó G_{Ie} . Esta hipótesis es la más discutida en la formulación del criterio " R_C ", aunque recientes resultados experimentales obtenidos por Wang y McCabe indicarían su validez (33).

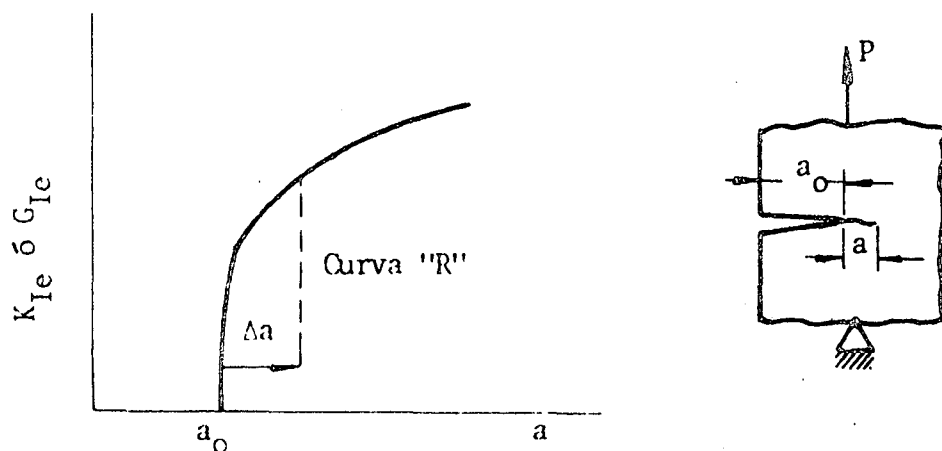


Fig. 19: Para un dado estado de tensiones, la función $\Delta a = f(K_{Ie} \text{ ó } G_{Ie})$ depende sólo del material.

Consideremos otro tipo de gráfico, tal como el que se muestra en la Fig. 20, en donde se ha graficado K_{Ie} ó G_{Ie} en función de Δa_{ef} donde

$$\Delta a_{ef} = a - a_o + r_y = \Delta a + r_y \quad (58)$$

donde r_y representa el incremento ficticio de la longitud de la fisura, a , tal que el campo elástico que rodea a la zona plástica pueda ser descrito por $K_I (a + r_y) = K_I (a_{ef})$. Es decir, no adoptamos una expresión explícita para r_y tal como la Ec. (56). Si no existe extensión estable de la fisura ($a_o = a$)

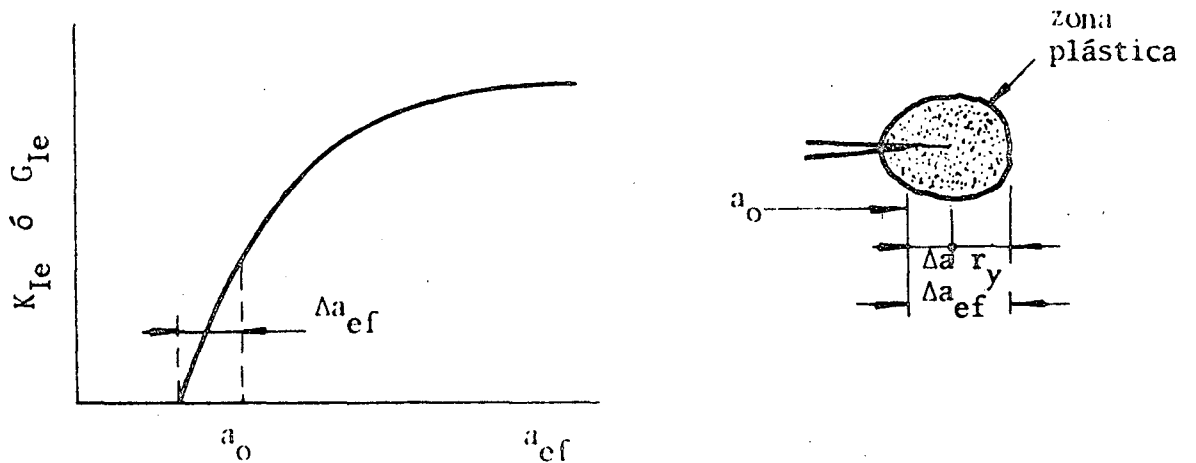


Fig. 20: Para un dado estado de tensiones, la función $\Delta a_{ef} = f(K_{Ie} \text{ ó } G_{Ie})$ depende sólo del material.

es evidente que la figura 20, representa, simplemente, la dimensión de la zona plástica en función de K_{Ic} ó G_{Ic} (*). Si existe extensión de la fisura, el término Δa_{ef} incluye el incremento en la longitud de la fisura debido al proceso de crecimiento estable.

Una hipótesis alternativa para el criterio R_c es que, para un dado estado de tensiones, la relación entre Δa_{ef} y G_{Ic} (ó K_{Ic}) es una característica del material (33, 34). Esta hipótesis se basa en la anterior, es decir que la extensión real de la fisura Δa , es una función única de G_{Ic} (ó K_{Ic}) y en el resultado obtenido en (II.3) para una configuración de plasticidad en pequeña escala, Ec. (56). Es importante notar que esta hipótesis alternativa del criterio R_c implica que la formación de la zona plástica y la extensión de la fisura son procesos "lineales", en el sentido que sus efectos pueden ser sumados independientemente. Como se verá en el próximo capítulo, los datos experimentales indicarían la validez de esta suposición.

En la actualidad, las curvas $\Delta a = f(K_{Ic} \text{ ó } G_{Ic})$ y $\Delta a_{ef} = f(K_{Ic} \text{ ó } G_{Ic})$ (Figs. 19 y 20), se denominan las curvas de resistencia a la extensión de fisuras o curvas "R" del material.

Analizaremos ahora las condiciones de estabilidad (o inestabilidad) de una fisura a partir de las características de la Curva R

(*) Si el análisis de (II.3) fuese exacto, la Fig. 19 sería la representación gráfica de la Ec. (56).

del material.

Consideremos una fisura tensil (MODO I) de longitud inicial a_0 . Cuando se produzca una extensión, Δa , la longitud de la fisura será ($a = a_0 + \Delta a$). Supondremos, además, que tanto el factor de intensidad de tensiones, K_I , como la fuerza de Griffith, G_I , son una función conocida de a y de las cargas aplicadas, P :

$$K_I = K_I(a; P)$$

$$G_I = G_I(a; P) \quad (59)$$

Finalmente, supondremos que, en todo momento, la configuración es una de plasticidad en pequeña escala. Esto es equivalente a suponer que la atmósfera de tensiones está controlada por K_{Ic} ó G_{Ic} dados por:

$$K_{Ic} = K_{Ic}(a_{ef}; P)$$

$$G_{Ic} = G_{Ic}(a_{ef}; P) \quad (60)$$

donde

$$a_{ef} = a + r_y \quad (61)$$

Consideremos ahora la curva R. Hemos dicho que la hipótesis fundamental del criterio R_c es que tanto la extensión de la fisura, $\Delta a = (a - a_0)$ como la extensión efectiva, $\Delta a_{ef} = (\Delta a + r_y)$ dependen, únicamente, de K_{Ic} (ó G_{Ic}), es decir, dependen de la geometría (incluyendo a_0) y de las cargas exteriores, sólo a través de estos factores, Fig. 21. En otras palabras, existen dos funciones:

$$R = R(\Delta a)$$

$$R = R(\Delta a_{ef}) \quad (62)$$

que son características del material. Los valores numéricos de estas funciones son los valores de las Ecs. (60) calculados para los diferentes puntos de equilibrio durante la extensión de la fisura.

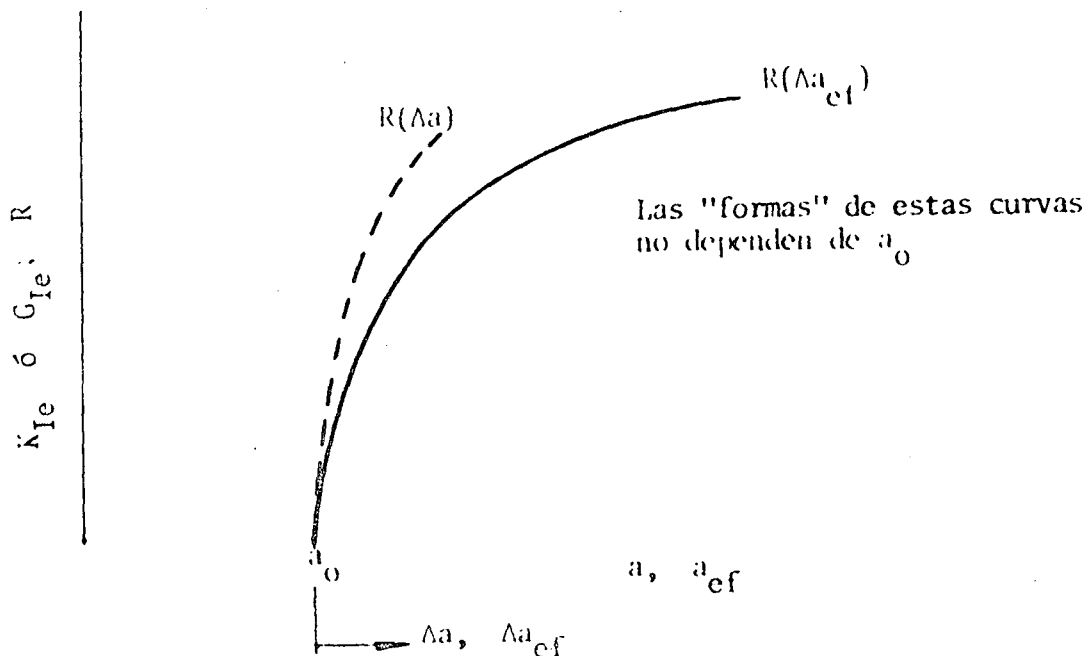


Figura 21: La extensión estable de una fisura es descripta por la curva "R", que es una característica del material.

Habíamos visto en (II.2) que la fuerza de Griffith, G , representa la variación de energía potencial por unidad de incremento en la longitud de la fisura. Es decir, G es la energía disponible, liberada por el campo elástico, para el proceso de rotura de un material elástico totalmente frágil. Consideremos el caso de una fisura en un continuo elasto-plástico bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala. Habíamos visto en (II.3) que, en este caso, el campo elástico que rodea a la fisura es "incapaz" de diferenciar entre una extensión real de la fisura y la formación de la zona plástica. Es decir, bajo estas condiciones, y en ausencia de extensión de la fisura, el proceso que absorbe la energía liberada por el campo elástico es la formación de la zona plástica. Si existe además extensión de fisura, ambos procesos absorben la energía liberada por el campo elástico a través de una ecuación de equilibrio aún no conocida y, posiblemente, extremadamente compleja. La suposición básica en el criterio R_c , es que esa ecuación de equilibrio puede ser establecida a través de Δa_{cf} , "sumando" la energía absorbida por la zona plástica adicional. Los diferentes estados de equilibrio están representados por la curva R . Siendo estados de equilibrio, los puntos sobre la curva R representan las condiciones de constancia de la energía:

$$\text{Energía liberada} = \text{Energía absorbida}$$

$$G_{Ie} = G_I(a_{ef}) = R(a_{ef}) \quad (63)$$

que es la ecuación de equilibrio para una fisura que se extiende en forma estable bajo una configuración de plasticidad en pequeña escala, es decir, a través de un campo elasto-plástico controlado por G_{Ie} . Consideremos, ahora, la condición de inestabilidad. Como es bien sabido, la estabilidad de un sistema mecánico puede ser analizada comparando la cantidad de energía liberada por el proceso con la cantidad de energía absorbida por el mismo. Si son iguales el sistema está en equilibrio, si la energía liberada "tiende" a superar la cantidad de energía absorbida, el equilibrio es inestable e, inversamente, el proceso es estable. Es decir, la estabilidad del sistema, cuya ecuación de equilibrio es la Ec. (63), puede ser determinada a través de las desigualdades:

$$\frac{\partial G_{Ie}}{\partial a_{ef}} = \frac{\partial G_I(a_{ef})}{\partial a_{ef}} > \frac{\partial R(a_{ef})}{\partial a_{ef}} \quad (64)$$

donde ($<$) implica estabilidad y ($>$) inestabilidad.

La Ec. (64) es la expresión formal del criterio de inestabilidad R_c .

Las Ecs. (63) y (64) tienen una clara interpretación

gráfica. En efecto, consideremos en el plano (G_{Ic}, a_{cf}) , la gráfica de la segunda de las Ecs. (60); como esta ecuación depende de las cargas aplicadas, P , se podrá graficar una familia de curvas tomando a P como parámetro, Fig. 22. Por otra parte, en el mismo plano, puede graficarse la segunda de las ecuaciones (62), $R = R(a_{cf})$, que depende sólo del material (ver Fig. 21). Es evidente que los puntos de intersección entre la familia de curvas y la curva R representan las soluciones gráficas, teniendo a P como parámetro, de la ecuación de equilibrio (63). Obsérvese que para todas las curvas,

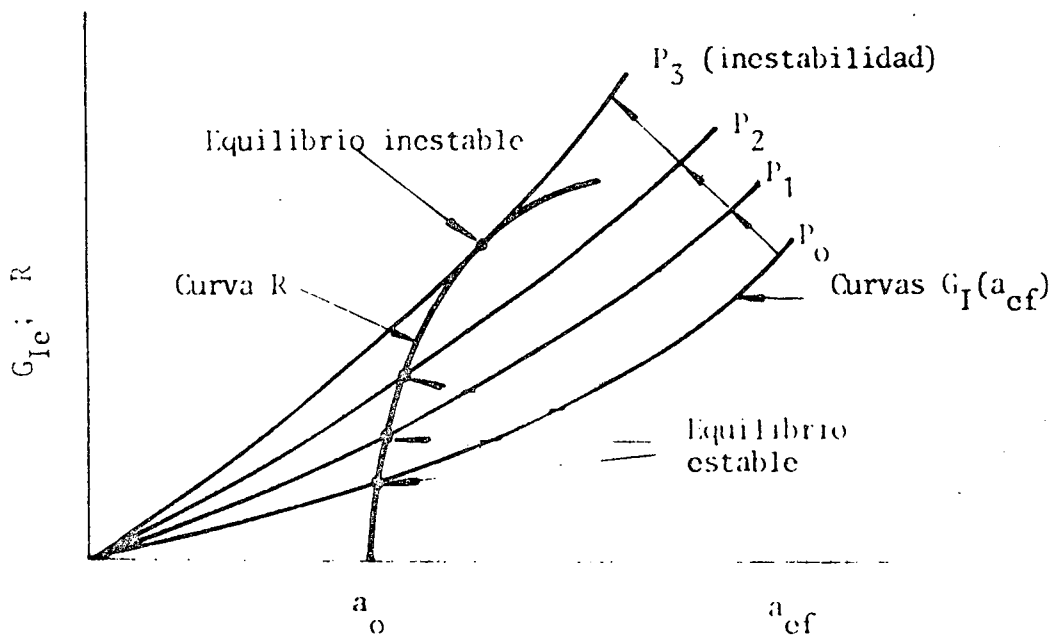


Figura 22: Representación gráfica del criterio R_c .

excepto la indicada por "inestabilidad", los puntos de intersección cumplen con el signo (+) de la Ec. (64), indicando que el equilibrio es estable. Por fin, existe un valor de P para el cual la curva $G_I(a_{ef})$ es tangente a la curva R . En el punto de tangencia se cumplen simultáneamente las Ecs. (63) y (64), esta última con el signo (-) y por lo tanto representa la condición de equilibrio inestable. Un incremento infinitesimal de a_{ef} ó P para un sistema que se encuentra en ese punto causará la inestabilidad del mismo.

Consideremos algunas consecuencias fundamentales del análisis anterior.

a) El criterio R_c y el análisis que lo fundamenta es desarrollado sobre la base de la longitud efectiva de la fisura, a_{ef} . En el plano (G_{Ic}, a_{ef}) la curva R es característica del material. Sin embargo, la función $(G_{Ic}$ vs. $a_{ef})$ depende de la geometría del cuerpo y de las cargas aplicadas. Esto resulta evidente de la Fig. 8 y de la Ec. (34). Por lo tanto, se define que el valor de G_{Ic} asociado con la inestabilidad de una fisura que experimenta extensión estable depende de la geometría y de la configuración de cargas. En la Fig. 23, se esquematiza tal situación.

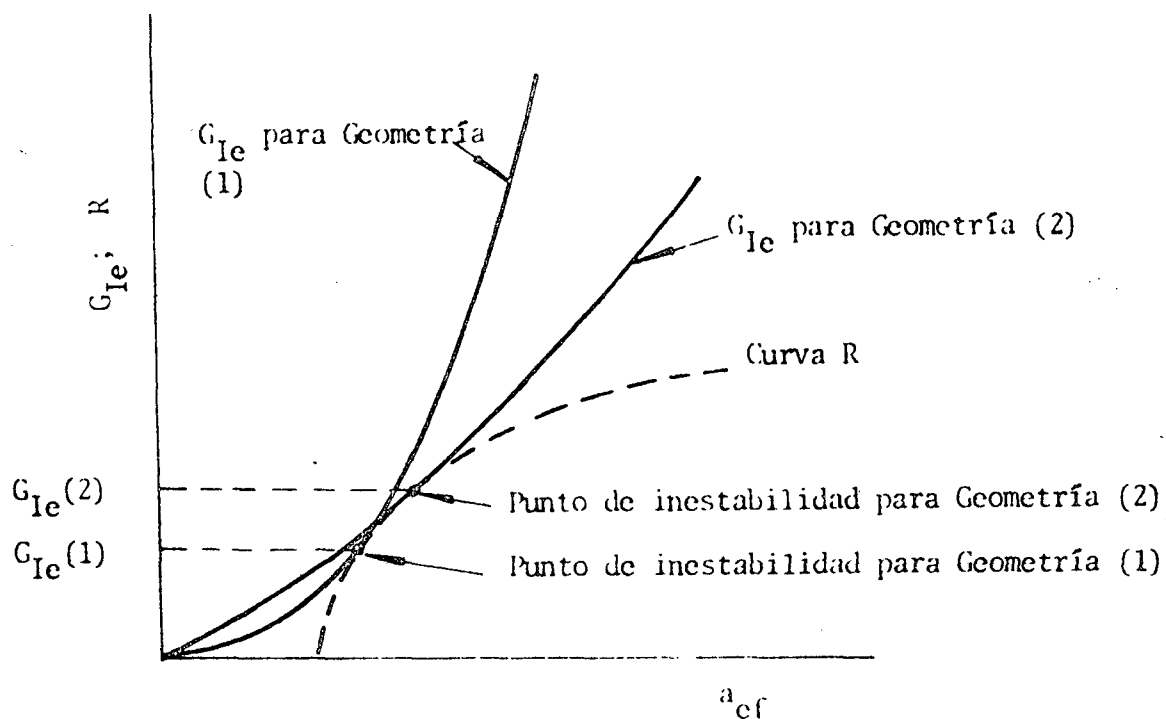


Figura 23: Los valores de G_{Ie} asociados con la inestabilidad dependen de la geometría.

b) Resulta ilustrativo considerar el criterio R_c para el caso de un continuo totalmente frágil. En este caso la curva R es del tipo que ilustra la Fig. 24 y, por lo tanto, como $G_{Ie} = G_I$ (ya que $r_y = 0$), el valor de la fuerza de Griffith ó (K_I) asociados con la inestabilidad no dependen de la geometría, tal como lo sugiere el criterio K_c , Fig. 24.

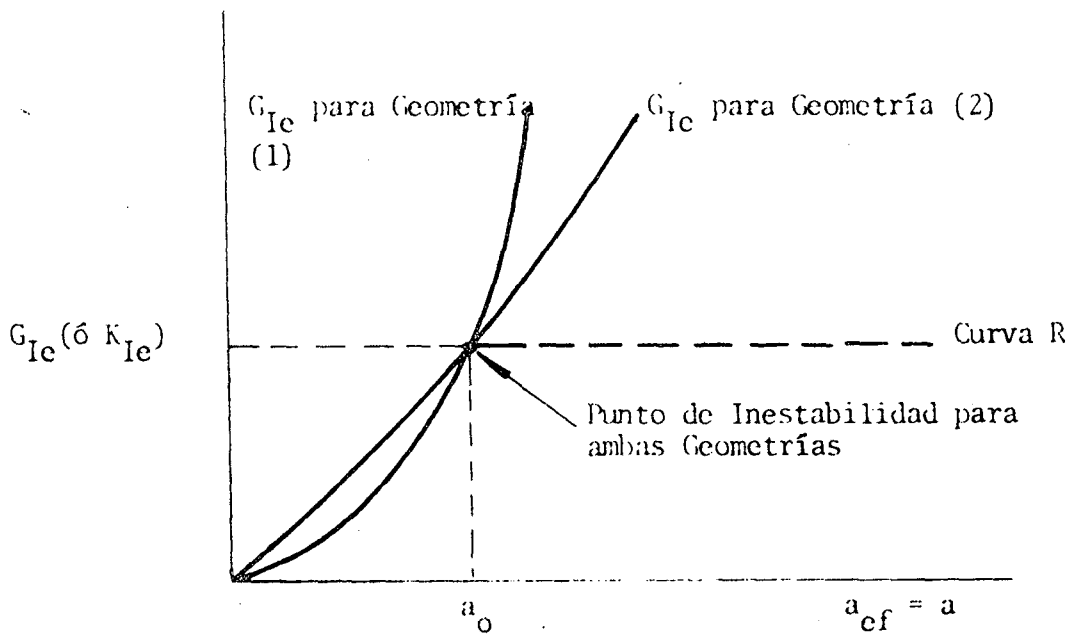


Figura 24: Para un continuo frágil el valor de $G_{Ic} = G_I$ asociado con la inestabilidad no depende de la geometría.

c) El análisis de estabilidad de una fisura que experimenta extensión estable puede hacerse, también, utilizando la extensión real o física de la fisura, Δa . Consideremos la Fig. 25, donde la curva, $\underline{R}$, se ha graficado tanto en función de a como de Δa_{cf} . Obsérvese que para ambas curvas tanto los valores de Δa como de Δa_{cf} son correlacionados de acuerdo a la Ec. (63), es decir utilizando los valores de $G_I(a_{cf})$ y no

$G_I(a)$. En esta figura, la condición de inestabilidad está dada por la tangencia entre $G_I(a_{ef})$ y $R(a_{ef})$. El punto de tangencia define un valor crítico de G_{Ie} , G_{Iec} . Considerando la curva $R(\Delta a)$, al valor de G_{Iec} le corresponde un valor a_c de longitud real o física de la fisura. Este tipo de gráfico ~~permite definir~~ la extensión crítica de la fisura, Δa_c , que es

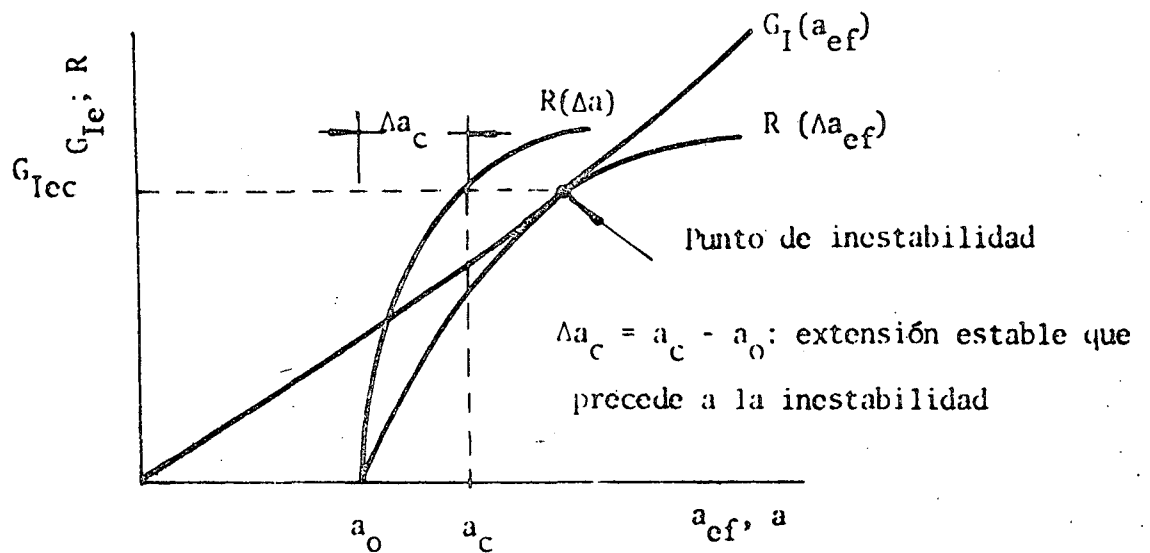


Figura 25: Determinación de la extensión estable que precede a la inestabilidad.

la extensión real o física que ocurre antes de producirse la inestabilidad. Algunos autores han realizado experimentos que indicarían que Δa_c sería independiente de la geometría y cargas (incluyendo la longitud inicial, a_0) es decir, una característica del material. Sin embargo, los datos obtenidos hasta el presente, no son suficientes para arribar a una conclusión definitiva.

Del análisis precedente resulta claro que en el caso de fisuras que presentan extensión estable, las condiciones de rotura (o inestabilidad) pueden ser analizadas sobre la base de la Curva R, la cual lleva al criterio R_c .

Más adelante (Capítulo III) se discutirá la determinación experimental de la Curva R.

Es necesario enfatizar que la cantidad de extensión estable que precede a la inestabilidad, Δa_c en la Fig. 25, depende fuertemente del estado de tensiones (deformación o tensión plana). La experiencia demuestra que bajo condiciones de deformación plana y de plasticidad en pequeña escala (tal como ocurre, generalmente, en el caso de la rotura de grandes componentes) la extensión que precede a la inestabilidad, Δa_c , como así también Δa_{cf} pueden ser muy pequeñas con respecto a la longitud inicial, a_0 . En estos casos, la curva R presenta una fuerte similitud con la curva R correspondiente a un continuo frágil, Fig. 24 y, por lo tanto, las condiciones de rotura (o inestabilidad) están controladas por un solo parámetro,

K_{IC} (o G_{IC}), que es característico del material y que se denomina Fractoténacidad del mismo, Fig. 24.

II. 5 EL CRITERIO " J_{IC} "

En los materiales de interés para la ingeniería, la extensión o propagación de una fisura está, generalmente, acompañada por cierto grado de deformación plástica. Hemos visto que la aplicación de la elasticidad al problema de fisuras desemboca en el criterio K_C (o G_C) a través del análisis Fractomecánico, el cual es exacto para continuos elásticos-totalmente frágiles. Se ha visto, también, que si a este análisis se le introducen correcciones apropiadas, también es capaz de describir el comportamiento de fisuras en presencia de deformación plástica limitada. Es decir, el análisis Fractomecánico, formulado para continuos elástico-lineales-totalmente frágiles, es aplicable a continuos elasto-plásticos bajo condiciones especiales que hemos denominado de plasticidad en pequeña escala. Se ha propuesto, de esta manera, el criterio K_C corregido por plasticidad y el criterio de inestabilidad R_C . Por razones que veremos enseguida, el análisis Fractomecánico que sustenta a los criterios K_C , K_C corregido por plasticidad y R_C , se denomina Análisis Fractomecánico Lineal. La utilidad de la Fractomecánica Lineal para el análisis de fisuras en continuos elasto-plásticos reside en el hecho afortunado que la atmósfera de tensiones que

rodea al vértice de la fisura puede ser descripta utilizando el esquema elástico-lineal a través de los valores efectivos del factor $K(K_e)$ y de la fuerza de Griffith $G (G_e)$. La introducción de estos valores "efectivos" es posible debido a que, para situaciones de plasticidad en pequeña escala, la perturbación que la zona plástica produce en la atmósfera elástica es equivalente a considerar una fisura de mayor dimensión, a_{ef} .

El concepto de "plasticidad en pequeña escala" no es cuantificable. Es decir, no es posible, por ahora, establecer cuantitativamente los límites de la aplicación de la Fractomecánica Lineal. En este sentido, es necesario tener en cuenta que las bases de la Fractomecánica Lineal fueron establecidas y desarrolladas para resolver el problema de roturas catastróficas de estructuras que ocurrieron bajo situaciones de plasticidad en pequeña escala, como el caso de la rotura de la cámara de combustión del "Polaris". A partir de la década del 60, ciertas tecnologías (especialmente la de reactores nucleares) y, posiblemente, sobre la base de resultados e implicancias de la Fractomecánica Lineal, encararon la utilización de materiales de alta tenacidad y moderada resistencia para la fabricación de componentes. La caracterización de tales materiales utilizando la Fractomecánica Lineal es, cuando no imposible, extremadamente costosa. En efecto, estudiar experimentalmente el comportamiento de fisuras bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala implica, para estos materiales, la utilización de probetas extremadamente grandes que, además de ser extremadamente costosas, superan, generalmente, la capacidad de las máquinas de

ensayos comunes. Por estas razones, a partir de la segunda mitad de la década del 60, existió una fuerte presión por parte de la tecnología para la obtención de resultados concretos y prácticos que permitiesen la descripción del comportamiento de fisuras en condiciones que no fuesen de plasticidad en pequeña escala. Los resultados obtenidos en tal sentido, sentaron las bases de lo que se denomina Fractomecánica-no-Lineal y cuyo resultado más concreto es la Integral J y el Criterio J_{IC} que discutiremos más abajo.

Es conveniente puntualizar aquí que en la presentación del Criterio J_{IC} que se hará más abajo no se ha respetado la cronología de los hechos. Por claridad, hemos preferido presentar las bases y resultados de tal criterio en forma similar a lo que se hizo para el Criterio K_C . El enfoque utilizado aquí ha sido desarrollado por P.C.Paris (35).

Hemos visto en (II.2) cómo el criterio K_C es el resultado natural del análisis de la atmósfera de tensiones elásticas que existe en el vértice de una fisura en un continuo elástico-lineal. Consideremos, entonces, los resultados acerca de la atmósfera de tensiones que rodea el vértice de una fisura bajo una configuración plástica, es decir, una configuración en donde los resultados obtenidos para una configuración en pequeña escala no son aplicables. La Fig. 26 esquematiza la situación que nos interesa analizar.

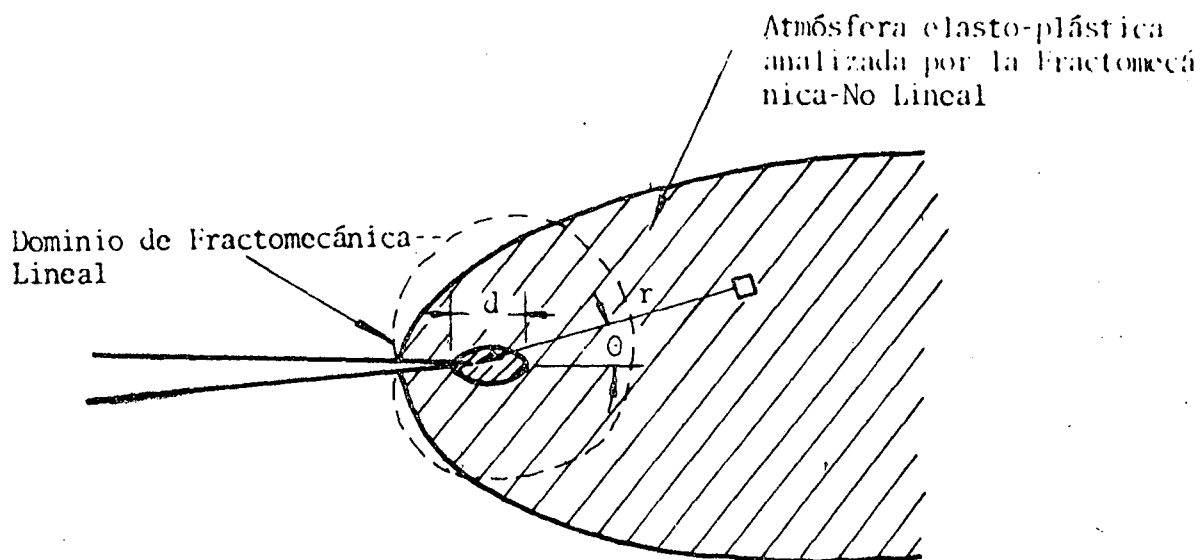


Figura 26

Esta figura es totalmente similar a las figuras 12 y 18 que esquematizan la situación en el vértice de la fisura asociada con el criterio K_C . En la Fig. 26 la zona de dimensión d representa la región en donde tienen lugar los procesos microscópicos de rotura. La diferencia con las figuras 12 y 18 es que, en la figura 26, estas zonas están rodeadas por una atmósfera elasto-plástica cuyas dimensiones son comparables con la longitud de la fisura y demás dimensiones del cuerpo. La región donde existe esta atmósfera es indicada por la zona rayada en la Fig. 26. En esta figura se ha indicado, también, por líneas cortadas, cuál debiera ser el tamaño máximo de la zona plástica para una descripción válida de la atmósfera de tensiones a través de $K (6 G)$. En otras palabras, la situación esquematizada en la Fig. 26 es

una en que la presencia de material deformado plásticamente ya no puede ser, formalmente, considerada como una "perturbación" al campo elástico descrito por K (6 G). Aquí, el volumen del material deformado plásticamente es tal, que controla la atmósfera que rodea la zona de rotura, d. Como una ampliación del concepto que sustenta al criterio K_C , es razonable anticipar que sería posible omitir el análisis de los mecanismos de rotura a través de las características de la atmósfera en donde los mismos ocurren. Apoya este razonamiento el éxito obtenido con el mismo concepto en la formulación de los criterios de plasticidad (en II.1) y los criterios K_C (en II.2), K_C corregido por plasticidad (en II.3) y R_C (en II.4).

El análisis de la atmósfera de tensiones que rodea al vértice de una fisura bajo una configuración plástica, demandó un intenso esfuerzo analítico debido a que la teoría de la plasticidad no ha alcanzado un desarrollo tal que permita encarar un análisis directo del problema. Este tipo de análisis fue realizado primeramente para fisuras bajo MODO III de apertura que presenta dificultades matemáticas considerablemente más simples que para los otros modos de aperturas (25, 28). Los estudios realizados para fisuras bajo MODO III tuvieron carácter francamente exploratorio ya que este tipo de fisuras se presenta rara vez en la práctica. El objetivo básico en el estudio de fisuras bajo MODO III era intentar vislumbrar los resultados que podían esperarse para fisuras bajo MODO I, ya que las dificultades analíticas que presentaban estas últimas eran, en ese momento, infranqueables. Los primeros resultados concretos sobre la atmósfera de ten

siones para fisuras tensiles (MODE I) bajo condiciones plásticas fueron obtenidos independientemente en 1968 por Hutchinson, en la Universidad de Harvard y por Rice y Rosengren en la Universidad de Brown (36,37). Una hipótesis fundamental utilizada por estos investigadores y que les permitió llegar a resultados concretos, fue que el comportamiento elasto-plástico del continuo podía ser descrito como si el mismo fuese un continuo elástico-no-lineal. Esta hipótesis no es privativa de Fractomecánica ya que fue propuesta por Hencky en 1924 al establecer las bases de la teoría que lleva su nombre (*). Kachanov ha mostrado rigurosamente que las ecuaciones de estado que provee la teoría de Hencky son, exactamente, las ecuaciones de un continuo elástico-no-lineal. Es posible también demostrar que la teoría de Hencky describe en muy buena aproximación el comportamiento del continuo elasto-plástico siempre que las cargas aplicadas varíen monotónicamente y que no se produzca descarga del material.

Los resultados fundamentales de los análisis de Hutchinson, Rice y Rosengren tal cual ha sido resumido por Paris, (35) son los siguientes:

(*) En inglés, la teoría de Hencky se denomina "Deformation Theory of Plasticity" y no posee en castellano una traducción directa. Por ello se ha preferido aquí darle a la teoría el nombre de su autor.

En el análisis de Rice, el continuo elasto-plástico es modelado como un elástico no lineal, incompresible, para el cual el tensor de distorsión, s_{ij} , (ver II.2, Ecs. (18) y (27)) y las correspondientes deformaciones e_{ij} , están relacionadas a través de una ecuación de la siguiente forma:

$$s_{ij} = \frac{2\tau}{\gamma} e_{ij} \quad (64)$$

donde

$$\tau = \frac{\sqrt{1}}{2} s_{ij} s_{ij} \quad (65)$$

y

$$\gamma = \sqrt{2} e_{ij} e_{ij} \quad (66)$$

o, en función de los valores principales del tensor de tensiones

$(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ y de deformaciones, $(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3)$

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2} \quad (67)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + (\epsilon_2 - \epsilon_3)^2 + (\epsilon_3 - \epsilon_1)^2} \quad (68)$$

Por otra parte, las características de endurecimiento por deformación del continuo son consideradas a través de:

$$\begin{aligned} \tau &= G\gamma = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \gamma \quad \text{para } \gamma \leq \gamma_0 \\ \tau &= \tau_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^N \quad \text{para } \gamma \geq \gamma_0 \end{aligned} \quad (69)$$

donde G es el módulo elástico de corte y τ_0 y γ_0 son la tensión y deformación, respectivamente, para la fluencia bajo corte puro. N es el coeficiente de endurecimiento por deformación. Para el caso de tensión uniaxial, las Ecs. (69) resultan (considerando al continuo como incompresible):

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} \quad \text{para } \epsilon \leq \epsilon_0 \\ \sigma &= \sigma_0 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^N \quad \text{para } \epsilon \geq \epsilon_0 \end{aligned} \quad (70)$$

donde σ_0 y ϵ_0 son la tensión y deformación, respectivamente, para la fluencia bajo una sollicitación uniaxial. La Ec. (70) está esquematizada en la Fig. 27.

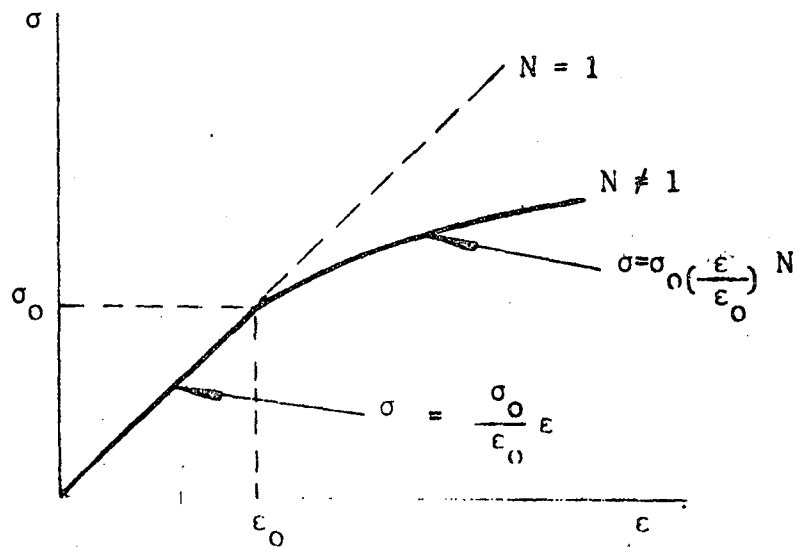


Figura 27: Modelación de un continuo elasto-plástico con endurecimiento por deformación a través de las ecuaciones de un continuo elástico No-Lineal (bajo tensión uniaxial).

Los análisis de Hutchinson, Rice y Rosengren indican que para un material incompresible con ecuaciones constitutivas del tipo (64) y (69), las tensiones y deformaciones que rodean el vértice de una

fisura tensil (MOKO 1) a distancia r , tal que (ver Fig. 26):

$d < r \ll$ longitud característica del cuerpo

están dadas por:

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= \sigma_0 \left(\frac{J_I}{r \sigma_0 \epsilon_0} \right)^{\frac{N}{N+1}} \Sigma_{ij}(r, \theta, N) \\ \epsilon_{ij} &= \epsilon_0 \left(\frac{J_I}{r \sigma_0 \epsilon_0} \right)^{\frac{N}{N+1}} E_{ij}(r, \theta, N)\end{aligned}\quad (71)$$

con

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{\epsilon_{ij} \sigma_{ij}}{r} \rightarrow \text{una función de } \theta$$

Consideremos ahora el parámetro J que aparece en

(71)

Es evidente que J controla la amplitud de la singu

laridad de las tensiones y deformaciones en el vértice de la fisura. El significado de J puede ser explorado analizando la primera de las Ecs (71) para el caso particular de un continuo elástico lineal ($N=1$) con un módulo de Young, $E = (\sigma_0/\epsilon_0)$. En este caso, las tensiones resultan:

$$\sigma_{ij} = \left(\frac{J_I E}{r} \right)^{1/2} \Sigma_{ij}(r, \theta, 1) \quad (72)$$

Obviamente, estas tensiones deben ser idénticas a las que se determinan a través de los métodos de la elasticidad lineal y que fueron presentadas en las Ecs. (37). Comparando estas últimas con la (72), resulta evidente que, para un continuo elástico lineal ($N=1$), es:

$$G_I = J_I \quad (\text{continuo elástico-lineal}) \quad (73)$$

Habíamos visto en (II.2) que G_I representa la variación de energía potencial, dU , por unidad de variación de la superficie de la fisura, dA

$$G_I = - \frac{dU}{dA}$$

Ahora bien, las Ecs. (71) han sido obtenidas modelando un continuo elasto-plástico como un elástico No-Linear y resulta intuitivo que, independientemente del carácter lineal o no del continuo elástico, el parámetro J_I debe retener su significado físico. Es decir, es razonable anticipar que para un continuo elástico (lineal o No-Linear) debe ser (*):

$$J_I = - \frac{dU}{dA} \quad (\text{elástico lineal o No-Linear}) \quad (74)$$

Es decir, J_I representaría la variación de energía potencial por una unidad de variación de superficie de fisura. En el caso particular del continuo elástico-lineal resulta, entonces, $J_I = G_I$.

Para completar la estructura de la atmósfera de tensiones dada por las Ecs. (71) es necesario determinar una expresión explícita para J_I . Aquí, la situación es considerablemente diferente que en caso del continuo elástico-lineal, para el cual la determinación de la expresión analítica para G_I en función de la geometría y de las cargas aplicadas es relativamente sencilla utilizando los métodos comunes de la elasticidad. Por

(*) Rice ha demostrado rigurosamente que, efectivamente, $J_I = - \frac{dU}{dA}$.

ahora, la determinación directa de la expresión de J_I en función de la geometría y de las cargas aplicadas, ha sido hecha sólo para algunos casos particulares y empleando técnicas matemáticas que no son sencillas. Sin embargo, Rice ha demostrado que la expresión más general para J_I puede ser obtenida a través de la siguiente integral, llamada Integral J (38).

$$J_I = \int_{\Gamma} \left(W \, dy - T_i \frac{du_i}{dx} \, ds \right) \quad (75)$$

donde

$$W = W(\epsilon_{mn}) = \text{densidad de deformación} = \int_0^{\epsilon_{mn}} \sigma_{ij} \, d\epsilon_{ij} \quad (76)$$

Las coordenadas x e y están definidas en la Fig. 28. El contorno Γ sobre el que se hace la integral (75) es CUALQUIER curva que, partiendo de la superficie inferior de la fisura, encierra el vértice y termina en la superficie superior, Fig. 28. Es decir, la Integral J se calcula en el sentido antihorario. T_i y u_i son las componentes de las fuerzas y desplazamientos, respectivamente, que actúan sobre Γ , con el signo de acuerdo a la normal $\vec{n}$ indicada en la Fig. 28. Finalmente, s es el elemento de la longitud de arco del contorno Γ .

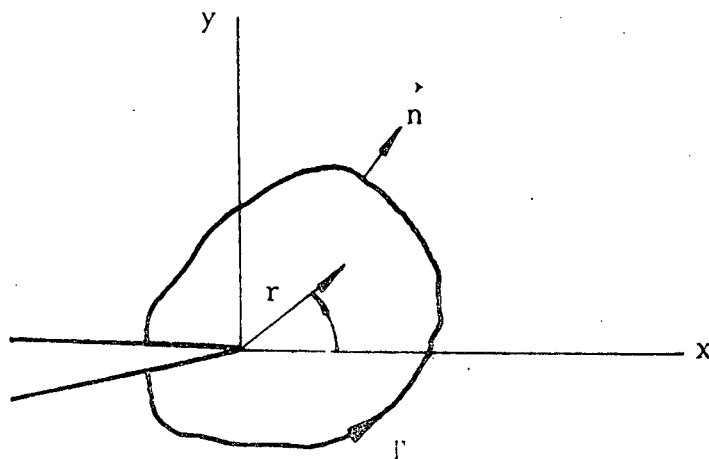


Figura 28: Parámetros geométricos asociados con la Integral J.

Rice ha demostrado que el valor de J es independiente de la forma del contorno Γ . Obsérvese que la independencia de J respecto al contorno es una condición necesaria si J es la variación de energía potencial en un continuo elástico, ya que dU debe ser una diferencial exacta. Si bien la integral (75) resulta útil en el estudio de ciertas geometrías bien determinadas, como en el caso de probetas, en las que se utilizan técnicas numéricas, es comprensible que esta integral no despierte un interés peculiar en el ingeniero preocupado en resolver sus problemas de diseño. En cambio, la estructura analítica de la Integral J , Ec. (75), ha permitido a Paris adelantar una interpretación física esclare

cedora y que es la siguiente (35): Consideremos la Integral J calculada según un contorno Γ que rodea al vértice de una fisura de longitud a . Supongamos que la fisura se extiende una cantidad da llevando al contorno consigo, Fig. 29. La Integral J , está dada por (75). Multiplicando ambos miembros por da , resulta:

$$J \cdot da = \int_{\Gamma} W \, dy \, da - \int_{\Gamma} T_i \frac{du_i}{dx} \, da \, ds$$

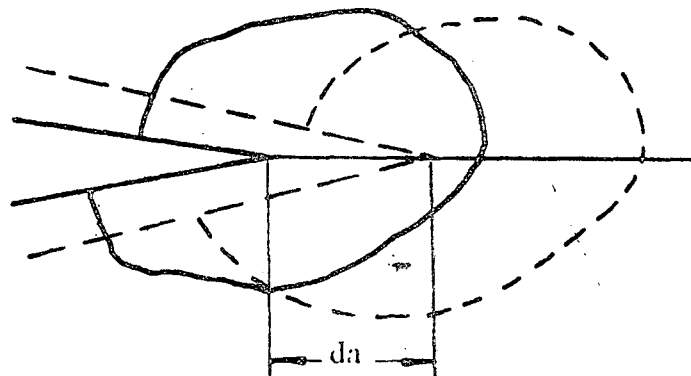


Figura 29: (J, da) representa que atraviesa el contorno Γ cuando la fisura se extiende una cantidad da .

el primer término del segundo miembro representa el incremento neto de la

energía de deformación elástica dentro del contorno Γ . Este incremento se produce porque al moverse el contorno existe un flujo positivo y negativo de energía. Claramente, el segundo término representa el trabajo realizado (gastado) por fuerzas sobre el contorno a medida que éste se desplaza. Entonces, $(J_I)_{da}$ representa, para continuos elásticos, la energía que entra a la zona cuyo contorno es Γ y que está disponible para el proceso de rotura. Resulta claro, entonces, la equivalencia conceptual, para continuos elásticos, entre J_I y G_I . Es necesario enfatizar que este resultado es válido para continuos elásticos. Para continuos elasto-plásticos, aunque sean modelados como elásticos No-Lineales, el término $\int W \, dy \, da$, aunque representa energía de deformación, no es una energía almacenada puesto que parte de ella es disipada irreversiblemente en el proceso de deformación plástica. Más tarde volveremos sobre esta observación.

Aunque hemos visto que: a) J_I controla, para un dado material elasto-plástico que pueda ser modelado como un elástico No-Lineal, la atmósfera de tensiones en el vértice de una fisura tensil; b) que J_I posee un claro significado físico y c) que J_I es calculable a través de una integral de contorno (la Ec. 75), no se ha hecho mención cómo puede determinarse experimentalmente el valor de J_I . Este es un requerimiento indispensable si J_I ha de usarse como base para la caracterización de materiales y/o análisis de falla. La evaluación experimental de J_I , para un material elástico No-lineal se basa en los mismos conceptos utilizados para G_I . Esto es

natural, puesto que para estos materiales, J_I y G_I poseen el mismo significado físico. Habíamos visto en (11.2) (ver discusión asociada en Figs. 10 y 11) que la variación de energía potencial, es decir ($G_I \cdot dA$ para un elástico lineal y $J_I \cdot dA$ para un elástico No-Lineal) debido a un incremento en la superficie de la fisura, dA , está dada por el área comprendida entre las curvas (P vs. Δ_p) obtenidas por las áreas de fisuras, A y $(A + dA)$, donde P representa la carga exterior y ($P \Delta_p$) es el trabajo que realiza la misma. Es decir, Δ_p es el desplazamiento del "punto" de aplicación de la carga P . Este resultado, esquematizado en el Fig. 30 es totalmente análogo al discutido para el caso G_I (ver Figs. 10 y 11)

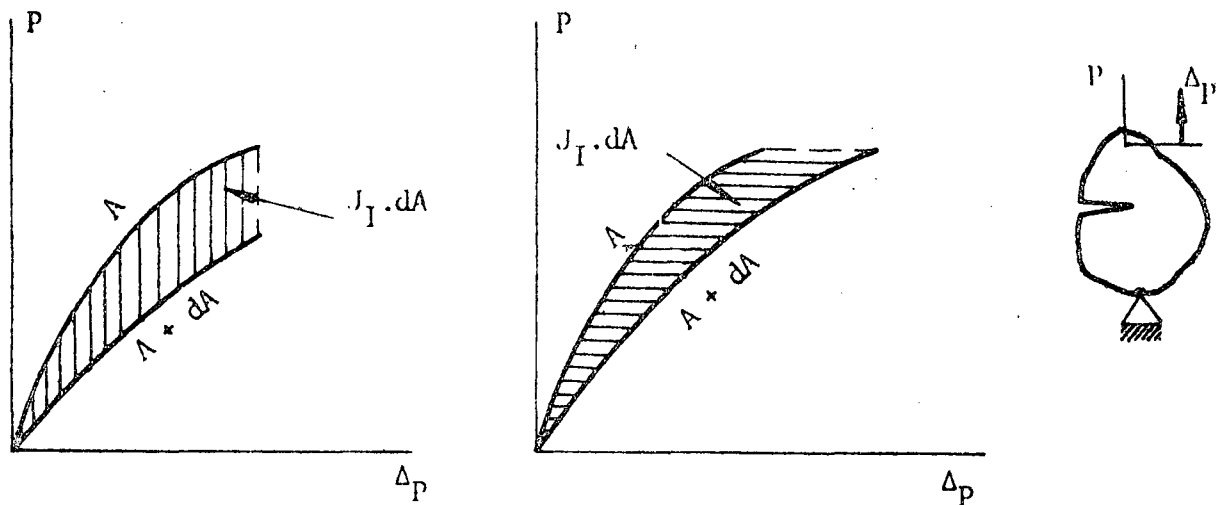


Figura 30: Base para la determinación experimental de J_I . El área comprendida entre dos curvas (P vs. Δ_p) correspondientes a dos superficies de fisuras, A y $(A + dA)$ es igual a $(J_I \cdot dA)$.

En 1972, Begley y Landes representaron los primeros resultados experimentales de ensayos exploratorios sobre la utilización de J_I para la caracterización de la resistencia a la rotura de materiales en rango elasto-plástico (39). Los datos fueron obtenidos para dos aceros: A533 y un acero al Ni-Cr-Mo-Va. Estos materiales fueron elegidos debido a que, utilizando probetas de grandes dimensiones se había logrado caracterizar a estos materiales bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala, determinando los respectivos valores de fractoténacidad, K_{IC} . A temperatura ambiente, los valores de K_{IC} y $G_{IC} = (K_{IC}^2 / E')$ (ver Ec. 34) para cada acero son:

ACERO al Ni-Cr-Mo-Va

$$K_{IC} = 200 \text{ MN m}^{3/2}$$

$$G_{IC} = 0,17 \text{ MN m}$$

ACERO A533

$$K_{IC} = 210 \text{ MN m}^{3/2}$$

$$G_{IC} = 0,19 \text{ MN m}$$

Es importante el hecho de que, para estos materiales, ensayados bajo condiciones de deformación plana y bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala, no se observó extensión estable de la fisura. Es decir, que el valor de K_{IC} (ó G_{IC}) está asociado, directamente, con la iniciación de la propagación.

En su trabajo Begley y Landes utilizaron probetas de pequeñas dimensiones, asegurando un estado de deformación plana. Como los materiales ensayados presentan alta tenacidad, las condiciones de ensayo no fueron de plasticidad en pequeña escala, presentando las probetas un comportamiento No Lineal. De esta manera, el objetivo fundamental de Begley y Landes fue explorar la equivalencia entre G_{IC} y J_{IC} . Para ello fue necesario evaluar experimentalmente el valor de J_I y fijar un criterio que estableciera cuál valor de J_I debía ser considerado como "crítico", J_{IC} . Debido a que, como hemos visto anteriormente, en el esquema de la Integral J , el material es modelado como un elástico No-Lineal y estudiado sobre la base de la teoría de Hencky, la cual no admite descarga de tensiones en el material, Begley y Landes propusieron adoptar como valor J_{IC} el valor de J_I asociado con la iniciación de extensión de la fisura.

El método experimental utilizado por Begley y Landes será discutido más adelante (Capítulo III). Aquí, basta mencionar que los valores experimentales de J_{IC} resultaron ser los siguientes:

ACERO al Ni-Cr-Mo-Va

$$0,15 < J_{IC} < 0,17 \quad \text{MN.m}$$

ACERO A533

$$0,17 < J_{IC} < 0,18 \quad \text{MN.m}$$

demonstrando, de esta manera, la equivalencia entre J_{IC} y G_{IC} .

En esta misma época (1972) otro trabajo de Begley y Landes dejó entrever que el valor de J_{IC} sería independiente de la geometría y de la configuración de cargas aplicadas, que son condiciones necesarias para la validez del criterio de fractura (40). Sobre la base de estas observaciones, Begley y Landes propusieron el "Criterio J_{IC} " para la caracterización del comportamiento de fisuras tensiles, en deformación plana y bajo condiciones plásticas.

Aunque los trabajos iniciales de Begley y Landes fueron conceptualmente sencillos, sus implicancias fueron profundas y sentaron la base fundamental de la Fractomecánica No-Lineal. Dos conclusiones fundamentales resultan de los mismos: a) los materiales reales, en el rango elasto-plástico pueden ser modelados como continuos elásticos No-Lineales y b) Como en el caso del sólido elástico-lineal, la atmósfera de tensiones elasto-plástica asociada con el vértice de una fisura, puede ser caracterizada por un

solo parámetro: la Integral J.

II.6 EL ANALISIS J - R - M.

Una vez que Begley y Landes demostraron la factibilidad de analizar el comportamiento de fisuras bajo condiciones de plasticidad mediante la utilización de la Integral J, se creó un fuerte interés, que perdura hasta el día de hoy, en utilizar el concepto de la Integral J, para analizar diferentes comportamientos de fisuras en el rango elasto-plástico. Así, también la Integral J fue empleada para caracterizar el comportamiento de fisuras bajo condiciones de "creep", de fatiga bajo grandes deformaciones como para describir la extensión estable de fisuras bajo condiciones elasto-plásticas y totalmente plásticas. Este último tipo de problema llevó a la introducción del análisis J-R-Ma que se encuentra, todavía, en pleno desarrollo. Como se verá enseguida, este análisis es la extensión del que sustenta el concepto de la Curva R (ver II.4) para el caso de una configuración plástica.

Los datos experimentales muestran que, generalmente, bajo condiciones plásticas y bajo un estado de deformación plana, una fisura sometida a carga estática sufre un proceso de extensión estable de considerable magnitud. Más aún, es posible que, bajo tales condiciones la fisura no se

torne propagante, es decir, que no alcance una condición de inestabilidad. Esta es una diferencia fundamental con el caso de fisuras en deformación plana bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala. Habíamos mencionado (II.4) que bajo estas últimas condiciones la cantidad observada de extensión estable es, generalmente, insignificante y que la curva R se aproxima a la de un material totalmente frágil.

Landes y Begley fueron los primeros en explorar la correlación experimental entre la extensión de una fisura bajo condiciones plásticas, Δa , y J_I (41). Posteriormente, otros autores han obtenido más datos sobre este problema (42, 43). Aunque por ahora la cantidad de datos existentes no son suficientes para fundamentar una conclusión definitiva, el análisis de los resultados obtenidos hasta la fecha indicaría que, el proceso de extensión de una fisura bajo condiciones plásticas puede ser descrito por J_I , independientemente de la geometría y de la configuración de cargas aplicadas. La Fig. 31, por ejemplo, presenta los datos obtenidos por Clarke y asociados (43), en un acero ASTM A469, utilizando probetas del tipo compacto con diferentes dimensiones. Estas curvas representan la "resistencia" del material a la extensión de la fisura y son denominadas, generalmente, curvas (J-R Δa). Los métodos experimentales para su determinación serán discutidos más adelante (Capítulo III).

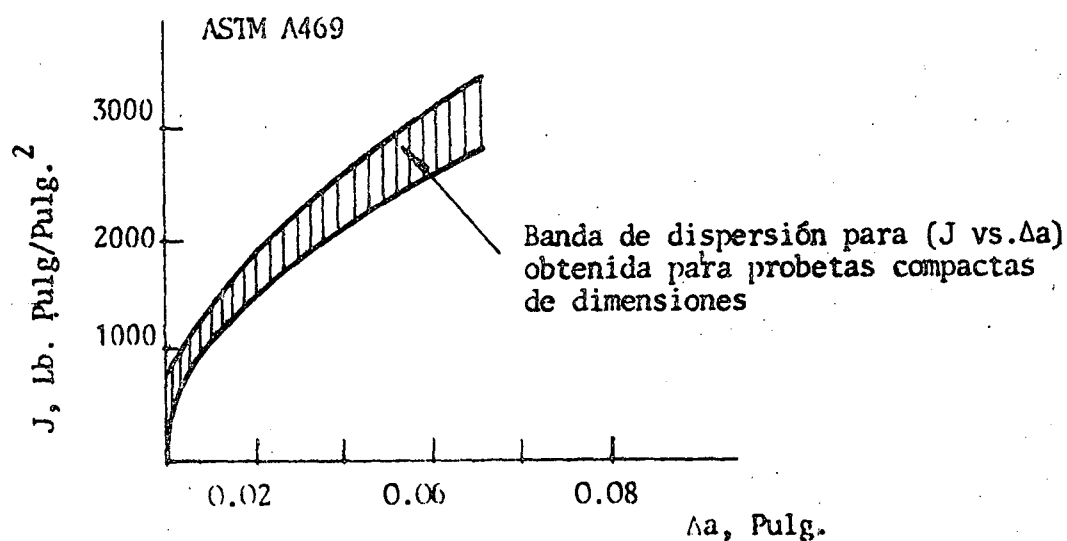


Figura 31: Valores de (J vs. Δa) obtenidos por Clarke y asociados sobre probetas compactas con diferentes dimensiones (43)

La experiencia muestra que para materiales moderadamente dúctiles y para el tamaño de probeta generalmente utilizado en el laboratorio, una fisura que se extiende en forma estable bajo condiciones plásticas no se torna, generalmente, inestable. Es decir, la fisura se extiende en forma estable hasta que se produce la separación total de la probeta. Como en el caso de la curva R, es razonable suponer que bajo con

diciones plásticas, la inestabilidad de una fisura, que se extiende en forma estable dependerá, de la geometría del cuerpo. Este es, posiblemente, el modo natural de falla de grandes componentes contruidos con materiales de alta tenacidad. En este sentido, no se ha formulado, todavía, un criterio de inestabilidad de fisuras en el rango plástico. Es decir, en el caso de una estructura real es altamente probable que la relación entre J_I y Δa sea la misma que la que se obtiene en el laboratorio sobre probetas relativamente pequeñas. Sin embargo, es razonable anticipar que, en una estructura real, la fisura que se extiende en forma estable, alcanzará una condición de inestabilidad transformándose en una fisura propagante en un campo elasto-plástico. Las condiciones para esta inestabilidad no han sido aún detectadas (*).

II. 7 ALGUNOS COMENTARIOS SOBRE LA INTEGRAL J

El esquema propuesto sobre la base de la Integral J está aún en desarrollo. Como generalmente ocurre en otras disciplinas, la

(*) El Dr. P.C.Paris ha comunicado previamente al autor que su grupo, en la Universidad de Washington (Missouri), ha formulado criterios de inestabilidad bajo condiciones plásticas, sobre la base de la curva J-R- Δa , para algunas geometrías sencillas. Sin embargo, antes de establecer conclusiones definitivas, es necesario realizar algunas experiencias críticas.

introducción de una nueva idea con potencialidad para describir fenómenos "inmanejables" desencadena una intensa actividad y desmedidas esperanzas acerca de la utilidad de esa nueva idea. Esto está ocurriendo con la integral J y, en algunos casos, se está aplicando la idea en condiciones que violan las hipótesis que la fundamentan.

Por lo tanto, es conveniente adelantar algunas observaciones relacionadas con los alcances y limitaciones de la Integral J .

El enfoque de la Integral J es exacto para continuos elásticos (lineales o No-Lineales). En este caso, la Integral J representa la variación de energía potencial que, para continuos elásticos, es la energía disponible para utilizar en el proceso de rotura. Esto resulta claro de la interpretación de la Integral J dada por Paris (35) (ver discusión asociada con la Fig. 29). Cuando se trata de continuos elasto-plásticos, modelados como elásticos No-Lineales, la Integral J no es la energía disponible para el proceso de rotura, ya que una fracción de la energía es disipada en la deformación plástica del material.

El alcance de la Integral J , en su actual formulación para describir el comportamiento de fisuras bajo condiciones plásticas, está supeditado a en qué medida un material elasto-plástico puede ser modelado como un elástico No-Linear. Haciendo una revisión de la teoría de Hencky, que es la que trata con este tipo de continuos, es posible concluir que la misma implica que las deformaciones plásticas deben ser del mismo orden que las

elásticas, suponiendo un comportamiento elástico-lineal. Este, seguramente, es el caso de zonas alejadas del vértice de una fisura bajo condiciones plásticas. Pero, la situación puede ser totalmente diferente en zonas cercanas al vértice, en donde las deformaciones pueden ser varios órdenes de magnitud mayor que las elásticas (44). Sobre estas observaciones consideremos, por ejemplo, la constancia de la Integral J respecto al contorno de integración. Para un continuo elástico (lineal o No-Lineal) el valor de J es independiente del contorno. Para un material real, J seguirá siendo independiente del contorno siempre y cuando el contorno del material encerrado por el mismo, se comporte, en promedio, como un elástico No-Lineal. Por lo tanto, es dudoso pensar que el valor de J se mantendrá constante a medida que tomamos contornos de menor perímetro. Algunos resultados preliminares obtenidos por McMeeking indicarían esta tendencia (45). Esto no invalida, conceptualmente, el esquema de la Integral J , simplemente está indicando sus limitaciones para estudiar materiales elasto-plásticos. Siguiendo esta línea de razonamiento resulta, entonces, dudoso que el valor de la Integral J pueda ser determinante del estado de tensiones y deformaciones sobre el vértice, que es donde tienen lugar los procesos últimos de rotura.

En suma, la Integral J debe ser considerada, por ahora, como un parámetro que caracteriza a la atmósfera de tensiones en el vértice de una fisura bajo condiciones plásticas, tal como sucede en el parámetro K bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala.

CAPITULO III

III. 1 CRITERIO K_{IC}

Hemos visto en el capítulo II que la idea fundamental en Fractomecánica es relacionar el comportamiento de una fisura con la atmósfera macroscópica de tensiones que rodea su vértice. Por lo tanto, si se desea estudiar experimentalmente la influencia de diferentes parámetros de servicio sobre el comportamiento de una fisura o bien, evaluar la performance de diferentes materiales ante la presencia de fisuras, es esencial poder controlar experimentalmente la atmósfera de tensiones asociada con la fisura. En este sentido, evaluar dos materiales comparando los respectivos valores de K_{IC} correspondientes a atmósferas de tensiones no similares, tiene el mismo valor que evaluar la resistencia a la tracción de materiales comparando las cargas de rotura medidas sobre probetas de diferentes secciones.

Para materiales elasto-plásticos, el criterio K_{IC} se basa en la hipótesis que el campo elástico que rodea a la zona plástica controla a los procesos que ocurren en ella. A su vez, la zona plástica afecta al campo elástico que la rodea. Por lo tanto, para comparar diferentes materiales o geometrías, es necesario asegurar que la interacción (zona plástica $\leftrightarrow$ campo elástico) sea similar en todos los casos. Un simple análisis permite anticipar alguno de los parámetros que pueden afectar tal similitud.

En primer lugar, en el esquema de la Fractomecánica Lineal, dentro del cual está ubicado el criterio K_C , la zona plástica debe actuar como una perturbación en el campo elástico asociado con la fisura. Aunque esta condición es conceptualmente clara, es extremadamente difícil cuantificarla. Esto es lo que ha intentado Rice al introducir el concepto de "plasticidad en pequeña escala" formalmente definido por la Ec. (57). Sin embargo, desde el punto de vista experimental, no es posible establecer los límites experimentales para la validez de la Ec. (57). Sólo se puede asegurar que, si la zona plástica es "muy pequeña" respecto a otras dimensiones planares del cuerpo, entonces esa zona plástica puede ser considerada, dentro del formalismo Fractomecánico, como una "perturbación". Consideremos por ejemplo, la Fig. 13, que muestra el efecto del tamaño de la fisura (o defecto) sobre la validez del criterio K_C . Esta figura indica que, para probetas con un diámetro mayor de 0.8", siendo el tamaño de la entalla tal que reduce a un 50% a la sección resistente, la tensión nominal de rotura está controlada por el criterio K_C . En efecto, la curva "B" en la Fig. 13, corresponde a un valor constante $K_C = 35,7 \text{ MN m}^{3/2}$. La geometría correspondiente a los datos de la Fig. 13, a un diámetro de probeta de 0.8" le corresponde una entalla con una profundidad de 0,12" = 3 mm. O sea que los datos en esta figura indicarían que, con respecto al tamaño de defecto, la zona plástica puede considerarse una "perturbación" si la profundidad de la entalla es mayor que 3 mm. Por supuesto, esta conclusión es válida para el material ensayado (Al-7075T6). Es ilustrativo comparar este tamaño "límite" de defecto

con el tamaño de la zona plástica que puede ser estimada utilizando la Ec. (55) propuesta para un estado de deformación plana. Para la aleación de aluminio 7075-T651 la tensión de fluencia es, aproximadamente, 480 MN: m^2 ($\sim 49 \text{ Kg/mm}^2$). El tamaño de la zona plástica asociada con la curva "B" de la Fig. 13, puede ser estimado vía Ec. (55) sustituyendo K_I por el valor crítico $K_{IC} = 35,7 \text{ MN: m}^{3/2}$. De esta manera se obtiene:

$$r_p = 2r_y = \frac{(35,7)^2}{(9,4) (480)^2} \sim 0,6 \text{ mm (deformación plana)}$$

y si lo hubiésemos calculado para un estado de tensión plana se habría obtenido, vía Ec. (54)

$$r_p \sim 1,8 \text{ mm (tensión plana)}$$

y para ambas estimaciones resulta natural concluir que, para el material Al-7075-T651 y bajo las condiciones de ensayo a las que se refiere la Fig. 13, la zona plástica deja de ser una perturbación cuando r_p resulta comparable con el tamaño de defecto. Por lo tanto, el caso ilustrado en la Fig. 13, que K_{IC} no controle las condiciones de rotura cuando el tamaño de la entalla es

menor que 3 mm. no implica que el criterio no es válido conceptualmente, sino que las condiciones experimentales no respetan la hipótesis sobre las que fundamentan el criterio K_C .

Considerando siempre, los datos de la Fig. 13, los mismos indican que para diámetros de probetas menores que 0,8" (tamaño de entalla menor que 3 mm) la tensión neta de rotura es prácticamente constante e igual a la tensión de rotura en probetas sin entalla (Curva "A" en la Fig. 13). La conclusión más inmediata es que el material bajo las condiciones de ensayo asociadas con la Fig. 13, "ignora" la presencia de defecto, si éstos son más pequeños que cierta dimensión límite (en este caso particular, 3 mm). Este comportamiento particular puede ser asociado, por lo menos, con las siguientes dos circunstancias:

a) Hemos visto en el capítulo II que el campo de tensiones elásticas asociado con el vértice de una fisura presenta una singularidad del tipo $(K/r^{1/2})$ (Ec. 32). Físicamente, esto implica que existe un fuerte gradiente de tensiones (el cual controla los mecanismos de rotura) para $r \rightarrow 0$. La condición $r \rightarrow 0$ es una abstracción formal y su equivalente físico es $(r/a) \rightarrow 0$, donde a representa el tamaño de la fisura. En otras palabras, para $r \sim a$ el gradiente de tensiones asociado a $(K/r^{1/2})$ no es significativo y el campo de tensiones es descrito por términos no singulares del tipo $(r^{1/2})$ (Ec.33). Consideremos ahora la presencia de una zona plástica. Dentro de la zona plástica, las tensiones elásticas son fuertemen

te relajadas y el gradiente de tensiones depende de una interacción compleja entre la zona plástica y el campo elástico que la rodea, como así también de las características elasto-plásticas del material. Si el factor K va a ser utilizado para describir el comportamiento de la fisura, es esencial que el campo de tensiones que rodea al vértice retenga las características básicas asociadas a un campo elástico puro. Una de las condiciones evidentes para que esto ocurra es que la relajación de tensiones asociada con la zona plástica tenga lugar en una zona cuya dimensión sea un infinitésimo de segundo orden respecto al tamaño de defecto a , ya que K controla el campo elástico en el ámbito $(r/a) \rightarrow 0$. Es decir, debe ser $(r_p/a) \rightarrow 0$, que es la condición para tener una situación de plasticidad en pequeña escala. Entonces, una posibilidad es que, cuando $r_p \sim a$, las componentes singulares del campo de tensiones elásticas asociadas con una fisura son relajadas por deformación plástica. La fisura pierde su característica de "concentrador de tensiones" y las tensiones nominales controlan el estado de deformación del cuerpo, tal como sucede con la curva "A" en la Fig. 13.

b) El comportamiento que ilustra la curva "A" en la Fig. 13, admite otra explicación razonable sobre la base de los conceptos que fundamentan al criterio de inestabilidad " R_c ", discutido en II.4. Como se discutió al presentar este criterio, una de las hipótesis fundamentales es: la curva "R" es una característica del material, independiente de la geometría, es decir, independiente de la longitud inicial de la fisura, a_0 .

Consideremos las Figs. 19 y 20 que esquematizan a las curvas "R" descritas en función de K_I (δG_I) o del valor efectivo, K_{Ie} (δG_{Ie}), respectivamente. Que la curva "R" sea una característica del material, implica que las curvas "R", obtenidas para diferentes tamaños de fisura, se obtienen a través de una translación sobre el eje a ó a_{ef} , de las curvas "R" de las Figs. 19 y 20, respectivamente, tal como se indica en la Fig. 32 (en donde se ha elegido la representación en función de G_{Ie}).

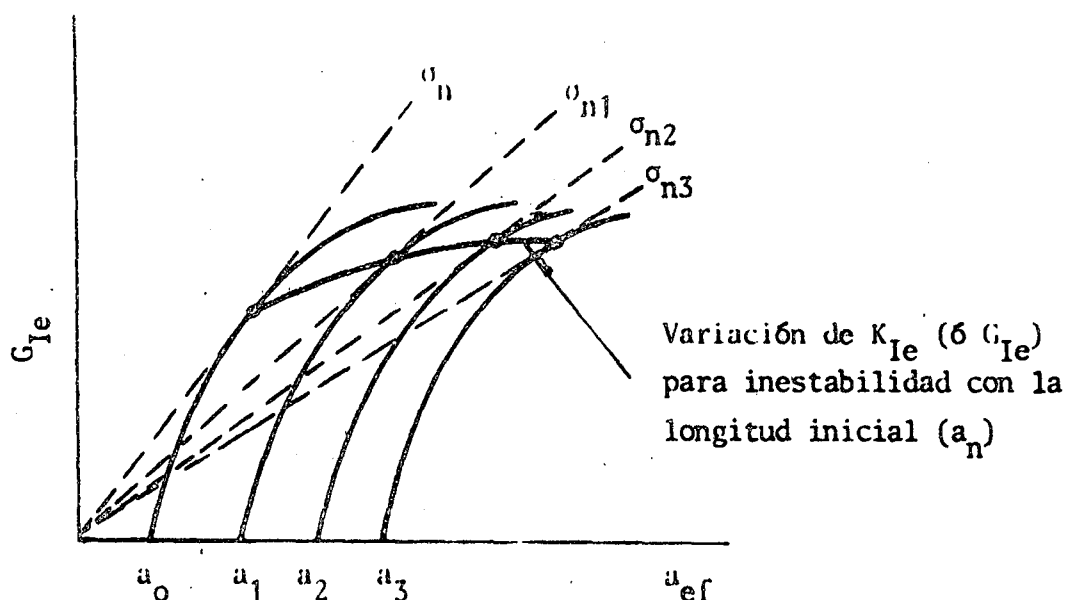


Figura 32: Efecto de la longitud inicial de la fisura sobre la condición de inestabilidad.

Como se discutió en (II.4) la condición de inestabilidad está representada, en el esquema de la Curva R, por la tangencia entre la curva R y la curva G_{Ie} en función de a_{ef} . Por la simplicidad supongamos que G_{Ie} es una función lineal de a_{ef} (*). Considerando el caso de la Fig. 13, las rectas de la Fig. 32, representan los valores de G_{Ie} en función de a_{ef} , para diferentes valores de la tensión neta, σ_n . Supongamos en la Fig. 32, que la tensión neta, σ_{no} , sea igual a la tensión de fluencia del material. De la construcción geométrica utilizada en esta figura, es evidente que en el caso que se alcance la condición de inestabilidad para las longitudes de fisura, a_1 , a_2 , a_3 , etc., el modo de falla para la longitud a_0 será competitivo entre propagación de la fisura y fluencia generalizada y que, para longitudes menores que a_0 la probeta fallará por fluencia plástica general antes que se produzca la inestabilidad de la fisura. Por lo tanto, el criterio R_c ofrece una razonable descripción del comportamiento representado por la curva "A" en la

(*) Esta es una buena suposición. Para una fisura de longitud $2a$ en una placa infinita sometida a una tensión nominal, σ , es $G_{Ie} = \sigma^2 \Pi a_{ef}$. Para la geometría considerada en la Fig. 14, y que es la que corresponde de los datos en la Fig. 13, la expresión G_{Ie} en función de a_{ef} y si $a_{ef} \sim 0.4 b$, es (14). $G_{Ie} = \frac{1}{4} \sigma_n^2 \Pi a_{ef}$ en donde σ_n es la tensión neta y E es el módulo de elasticidad.

Fig. 13. Es decir, esta "falla" del criterio K_C es prevista por conceptos que fundamentan a la Fractomecánica.

En suma, el análisis anterior permite prever un efecto de tamaño de la fisura y, en general, de las otras dimensiones planares del cuerpo, sobre la aplicabilidad del criterio K_C . También se podría especular que la magnitud de tales efectos sería despreciable cuando lo sea la dimensión de la zona plástica.

Hemos dicho que la atmósfera de tensiones asociada con el vértice de una fisura en un material elasto-plástico depende de la interacción del mismo con la zona plástica. Obviamente, las características de esta interacción dependerán de las características elasto-plástica del material y de las leyes que controlan el proceso de deformación. En este sentido es posible prever un marcado efecto del estado de tensiones (tensión o deformación plana) sobre las características de la atmósfera de tensiones descrita por K . La descripción detallada de este efecto es extremadamente difícil, sobre la base del actual "estado del arte". Sin embargo, resulta instructivo presentar los resultados obtenidos por Hutchinson en Ref. (36). Para analizar la atmósfera de tensiones elasto-plástica en el vértice de una fisura en un continuo elasto-plástico modelado como un continuo elástico No-lineal, Hutchinson utiliza la ecuación constitutiva de Ramberg-Osgood entre la deformación tensil, ϵ , y la tensión uniaxial, σ :

$$(\epsilon/\epsilon_y) = (\sigma/\sigma_y) + \alpha(\sigma/\sigma_y)^n$$

donde σ_y y ϵ_y son la tensión y la deformación uniaxial, respectivamente, para el índice elástico.

La Fig.33, presenta el resultado obtenido por Hutchinson cuando se compara la tensión σ_{yy} que está en la dirección perpendicular a la superficie de la fisura y en el plano de la misma ($\theta = 0$, ver Fig. 6) para un estado de tensión o deformación plana. Los resultados que muestra la Fig. 33 son elocuentes. Para materiales que presentan un bajo índice de endurecimiento por deformación (alto n) la tensión de tracción en el vértice de una fisura en deformación plana puede ser del orden 2,5 veces mayor que la correspondiente a un estado de tensión plana. Este es un efecto de la no linealidad entre tensiones y deformaciones. En efecto, cuando el continuo es elástico-lineal, el campo de tensiones dado por las Ecs. (33) muestra que el estado de tensiones no afecta a la tensión σ_{yy} . Resulta intuitivo esperar que exista una cierta correlación entre la resistencia a la rotura de un material y la tensión de tracción en el vértice de la fisura. En este sentido, los resultados de Hutchinson permiten prever que el valor de K_C debería ser sustancialmente menor bajo condiciones de deformación plana.

Es extremadamente difícil controlar experimentalmente

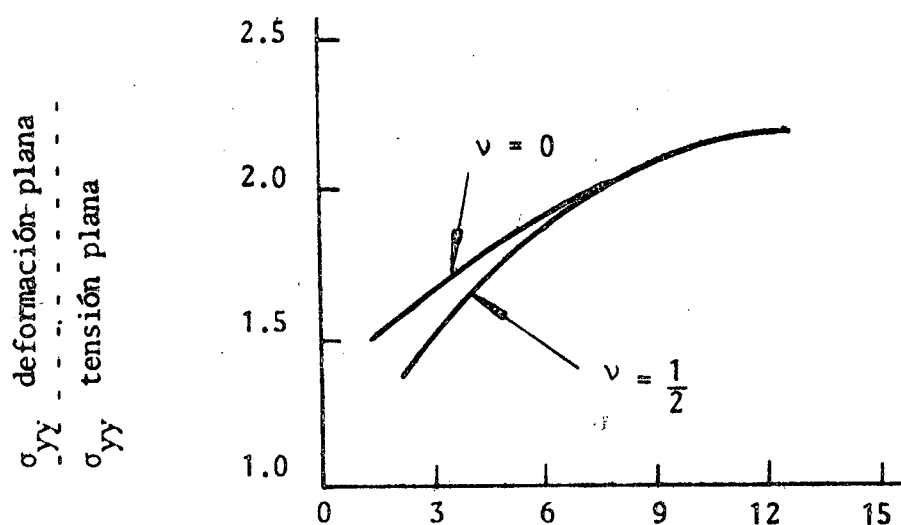


Figura 33: Los resultados de Hutchinson (Ref. 36) muestran que la tensión tensil en el vértice de una fisura en un material elasto-plástico es considerablemente mayor en el caso de deformación plana que en el caso de tensión plana. ν es la relación de Poisson.

en forma "exacta" el estado de tensiones en el vértice de una fisura. En el caso de cuerpos planos con fisuras pasantes, el camino más directo para obtener una condición cercana a la deformación plana es utilizar grandes espesores. De manera similar a otros análisis que hemos hecho anteriormente, es necesario establecer una medida de referencia para el espesor con respecto a

la cual el mismo es "grande" o "pequeño". Considerando, por ejemplo, la Fig. 33, es razonable suponer que en lo que hace a la descripción de la atmósfera de tensiones en el vértice de una fisura, la diferencia entre un estado de tensión o deformación plana radica en la presencia de una zona plástica. Por lo tanto, un simple análisis dimensional sugiere correlacionar el estado de tensiones con la relación entre la dimensión de la zona plástica y el espesor. Existen otros argumentos que apoyan a esta sugerencia. Si el tamaño de la zona plástica es pequeño con respecto al espesor, la correlación lateral en el borde de la fisura estará limitada por el, relativamente, gran volumen de material deformado elásticamente que rodea a la zona plástica. En este caso, las condiciones se acercan a la deformación plana y existirá un estado triaxial de tensiones. La tensión normal al plano de la fisura, σ_{zz} , resulta igual a $\nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$. En cambio, si el tamaño de la zona plástica es comparable con el espesor, la deformación lateral no será considerablemente limitada y, en el límite, la tensión lateral será insignificante, configurando una situación cercana a la tensión plana.

Es conveniente notar que, en el caso de cuerpos planos con geometrías pasantes, el estado de tensiones sobre las superficies laterales es siempre, obviamente, de tensión plana, independientemente del espesor del cuerpo. Por lo tanto es difícil (y, por ahora, imposible) establecer en forma "exacta" el mínimo espesor por arriba del cual las condicio

nes pueden ser consideradas como de deformación plana. Una afirmación similar vale para el caso de tensión plana.

Ya en los primeros años del desarrollo de la Fractomecánica, se detectó experimentalmente la influencia del estado de tensiones sobre la resistencia a la propagación de fisuras. La Fig. 34, extraída de la Ref. (6), muestra el efecto del espesor sobre el valor experimental de G_C para dos aleaciones de aluminio. Estos datos muestran claramente una "transición" en los valores de G_C con el cambio de espesor. Las curvas que muestra la Fig. 34, indicarían la validez de la hipótesis acerca de una correspondencia entre el estado de tensiones en el vértice de la fisura y la relación entre el espesor, B , y la dimensión característica de la zona plástica, $r_p = (1/\pi) (K_C/\sigma_y)^2$ donde σ_y es la tensión de fluencia del material. Como veremos más adelante, otros resultados experimentales confirman, aunque en forma menos dramática que la Fig. 34, la dependencia de K_C con el espesor a través de la influencia del estado de tensiones en el vértice de la fisura. La Fig. 34 muestra también, que para espesores mucho mayores que la zona plástica ($1/B \rightarrow 0$), el valor de G_C se aproxima rápidamente a un valor constante, independiente del espesor. Es decir, utilizando espesores "suficientemente grandes" respecto al tamaño de la zona plástica, el estado de tensiones en el vértice de la fisura es, prácticamente, uno de deformación plana, y el efecto del espesor es obviado.

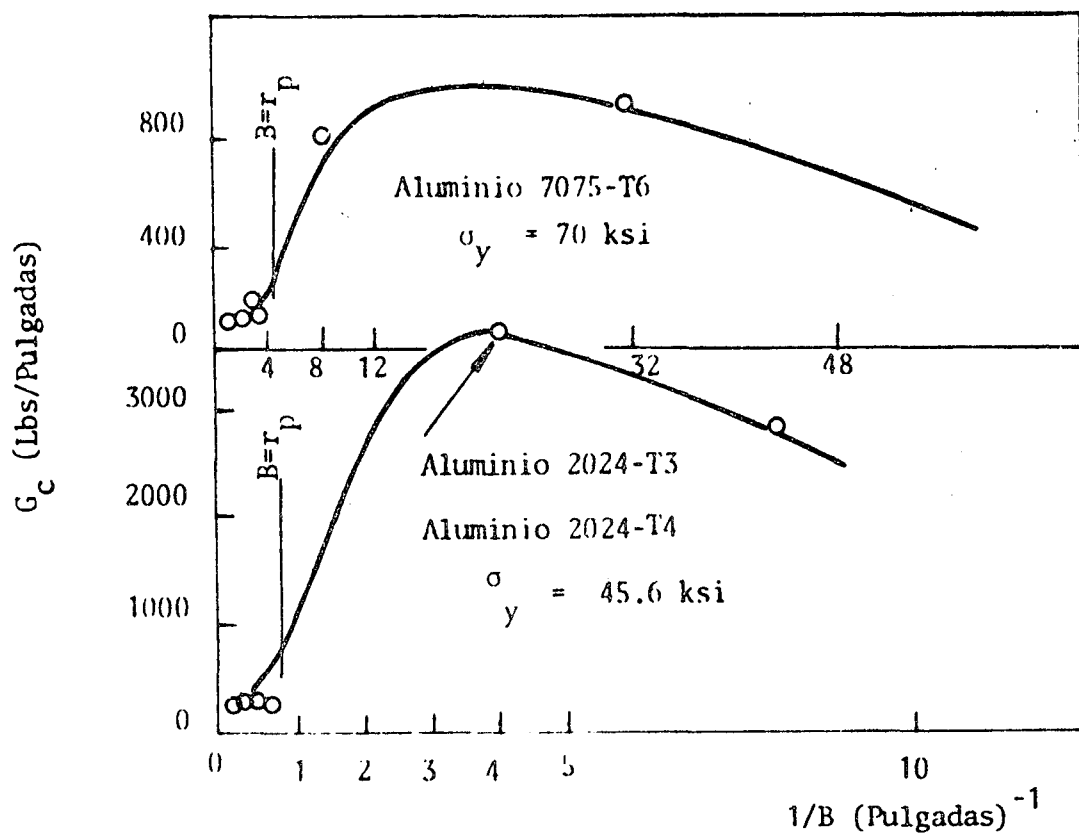


Figura 34: Efecto del espesor sobre G_C , Ref. (6).
 Los datos indican una correlación entre la transición en G_C y la condición $B = r_p$.

Hemos visto que en la determinación experimental del valor K_C puede anticiparse, por lo menos, dos efectos de "tamaño": uno, asociado con la longitud de la fisura (y, en general, con las dimensiones planares del cuerpo) y el otro relacionado con el espesor o el

estado de tensiones en el vértice de la fisura. El primer efecto está relacionado, fundamentalmente, con el concepto que, en Fractomecánica Lineal, la zona plástica debe ser una perturbación en el campo elástico circundante. El segundo efecto, está relacionado con la presencia o ausencia de un estado triaxial de tensiones en el vértice de la fisura. Experimentalmente, el primer efecto puede ser cancelado utilizando una configuración que asegure una situación de plasticidad en pequeña escala. Esto puede conseguirse logrando que la dimensión de la zona plástica sea mucho menor que cualquier otra dimensión asociada con cualquier zona excepto el espesor, que se encuentra bajo la influencia del campo de tensiones elásticas del vértice de la fisura. Así, por ejemplo, en una placa con una fisura central pasante, el ligamento debe ser "mucho mayor" que la dimensión característica de la zona plástica. El segundo efecto puede ser obviado utilizando espesores "suficientemente grandes" (para asegurar un estado de deformación plana) o "suficientemente pequeños" (para asegurar un estado de tensión plana). Sin embargo y como es obvio, desde el punto de vista de la factibilidad experimental, es más fácil asegurar una condición cercana a deformación plana que a tensión plana. Los datos experimentales muestran que, cuando el valor crítico K_{IC} se determina utilizando geometrías que aseguren un estado de deformación plana y una configuración de plasticidad en pequeña escala, entonces el valor K_{IC} resulta independiente de la geometría. ESTE VALOR DE K_{IC} OBTENIDO BAJO CONDICIONES DE DEFORMACION PLANA Y BAJO UNA SITUACION DE PLASTICIDAD EN PEQUEÑA ESCALA SE DENOMINA "FRACOTENACIDAD" DEL MATERIAL Y SE LO REPRESENTA

POR K_{IC} . Como existen argumentos para suponer que K_C disminuye cuando el estado de tensiones en el vértice de la fisura tiende a uno de deformación plana, la fractoténacidad, K_{IC} , estaría asociada con la mínima resistencia a la propagación catastrófica de fisuras, bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala.

El Comité E-24 de la ASTM es el encargado, en los EE.UU., de establecer las normas de ensayo para la determinación de la Fractoténacidad de K_{IC} de materiales elasto-plásticos.

Resulta ahora interesante presentar una rápida reseña de algunos datos experimentales obtenidos de acuerdo a la norma de la ASTM.

III. 2 EFECTOS DE "TAMAÑO" EN LA DETERMINACION EXPERIMENTAL DE " K_{IC} "

III.2.1. Resultados de Jones y Brown (46) (1970)

Norma: ASTM 399-70T (*)

Material: Acero 4340 revenido a dos niveles de tensión de fluencia (149 y 127 Kg/mm²).

Probeta: Flexionada en tres puntos (F = 3 P)

Geometrías: (**): $(a/W) = 0.50$; B, variable

Los datos de Jones y Brown indican una fuerte influencia del espesor, B, sobre las características de las curvas $(K, \Delta a_{ef})$ (ver apéndice "B" sobre el método para la obtención de la misma), Fig. 35. Los autores hacen notar que la longitud inicial de la fisura, a , no afecta notablemente a las curvas $(K, \Delta a_{ef})$. Sin embargo, es necesario tener en cuenta que (a/W) fue, para todos los casos, igual a 0,5. Los autores enfatizan que esta diferencia en las curvas $(K, \Delta a_{ef})$ causarían importantes variaciones en el valor de K_Q . Así, por ejemplo, la Fig. 35 muestra las diferencias en valores de K_Q para diferentes espesores y diferentes longitudes iniciales de fisuras cuando estos valores se calculan utilizando la carga P_Q correspondiente a $\Delta a_{ef} = 0,02$ a. Los autores hacen notar que, en la Fig. 35, si se utiliza para la elección de P_Q una longitud de fisura inicial de 0.5", los correspondientes valores de K_Q serían prácticamente iguales. En cambio, si se utiliza

- (*) El número 70 indica el año de su aprobación; la letra "T" que la norma es "Tentativa".
- (**) Las longitudes, a , W , B , etc. se refieren a la convención indicada en la norma. (Ver Apéndice "A").

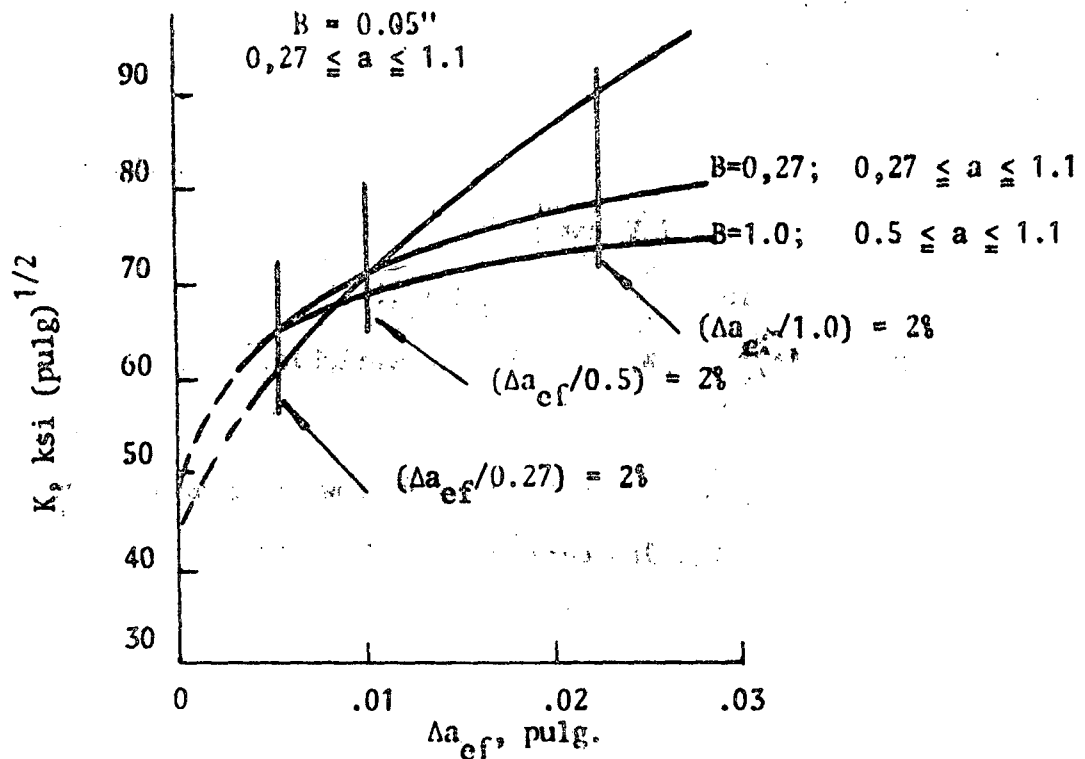


Figura 35: Efecto del espesor sobre las curvas $(K, \Delta a_{ef})$ según Jones y Brown (Ref. 46). Material: Acero 4340, $\sigma_y = 149 \text{ Kg/mm}^2$. Las longitudes están indicadas en pulgadas.

una longitud de fisura inicial de 0.27" K_Q aumentaría con el espesor y se tendría una tendencia opuesta si la longitud de fisura inicial fuese de 1.0". Es claro, entonces, que estas variaciones en K_Q son inherentes al método propuesto por la ASTM y, posiblemente, no reflejan diferencias en los procesos físicos involucrados. Es de hacer notar que la versión del año 70 de la norma ASTM E 399 determinaba la carga P_Q trazando desde el origen de la curva (P, v) una recta con una pendiente 5% menor que la de la recta inicial

de la carga. O sea que, utilizando probetas con diferentes geometrías, el valor de P_Q correspondía a diferentes valores de $(\Delta a_{ef}/a)$.

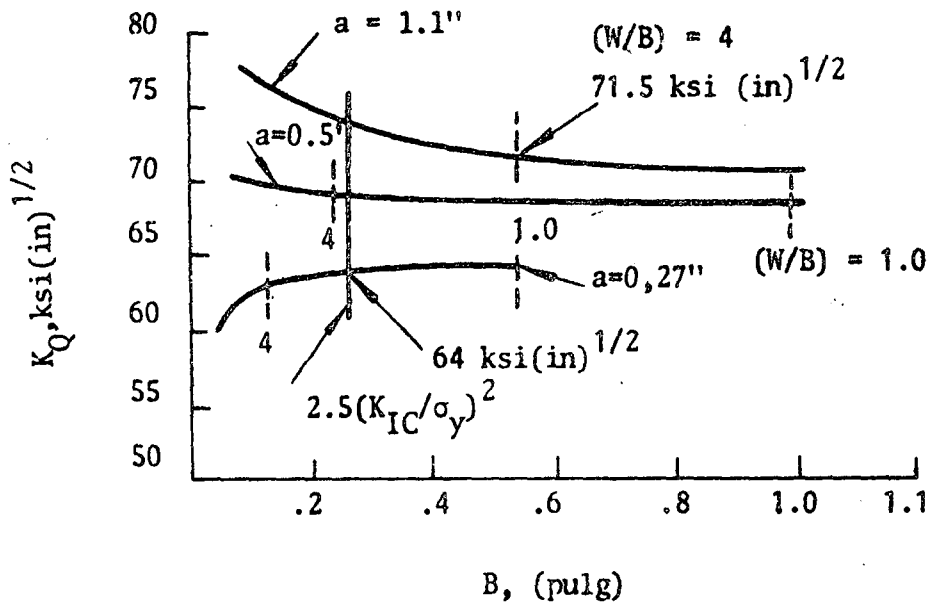


Figura 36: Efecto del espesor en el valor K_Q , para diferentes longitudes de fisura. Las líneas punteadas indican los valores límites de (W/B) (1 a 4) permitidos por la norma E 399-70T. Respetando esta norma resulta $64 \leq K_{IC} \leq 71.5 \text{ ksi}(\text{in})^{1/2}$.

La Fig. 36, muestra el efecto del espesor, B , sobre los valores de K_Q , para diferentes longitudes de fisura obtenidos en la Ref.

(46) para el acero 4340 con una tensión de fluencia de $149 \text{ (Kg/mm}^2\text{)}$. En esta figura se nota la eficiencia de la restricción $B > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2$ para el caso de fisuras de 1.1 y 0.27 pulgadas de longitud. Para estos ensayos se observa la eficiencia de la restricción $(1.0 \leq \frac{W}{B} \leq 4.0)$ para las probetas con una fisura de 1.1 pulgadas de longitud. Los resultados que muestra la Fig. 36 indican una diferencia del 12% entre el máximo y el mínimo valor "válido" de K_{IC} (71.5 y $64 \text{ Ksi (in)}^{1/2}$).

Los datos obtenidos para la misma aleación, pero con una resistencia a la fluencia de 127 Kg/mm^2 , muestran claramente los efectos de la violación de la norma E 399-70T cuando el valor de $(K_{IC}/\sigma_y)^2$ es moderadamente alto. Para un valor de $\sigma_y = 149 \text{ Kg/mm}^2$ es $(K_{IC}/\sigma_y)^2 \sim 0.11''$ mientras que para $\sigma_y = 127 \text{ Kg/mm}^2$, $(K_{IC}/\sigma_y)^2$ es, aproximadamente, $0.34''$. Las Figs. 37 y 38 muestran los valores de K_Q obtenidos para la aleación de menor resistencia a la fluencia ($\sigma_y = 127 \text{ Kg/mm}^2$). La Fig. 37 corresponde a un espesor $B = 1''$ mientras que la Fig. 38 muestra los valores de K_Q obtenidos para probetas con $B = 0.1''$. Es conveniente notar que los datos de la Fig. 37 corresponden a una relación $(W/B) = 2$ que está dentro de la norma E 399-70T mientras que para los de la Fig. 38 es $(W/B) = 20$ violando con exceso las recomendaciones de dicha norma. En las Figs. 37 y 38 se muestran también los valores de K asociados con la carga P_A que es la carga a la cual sensores de emisión acústica aplicados sobre la probeta indicaron el comienzo de una emisión continua de pulsos que pueden ser asociados con la extensión de la fisura. Consideremos la Fig. 37. Para estas probetas, la relación (W/B) está

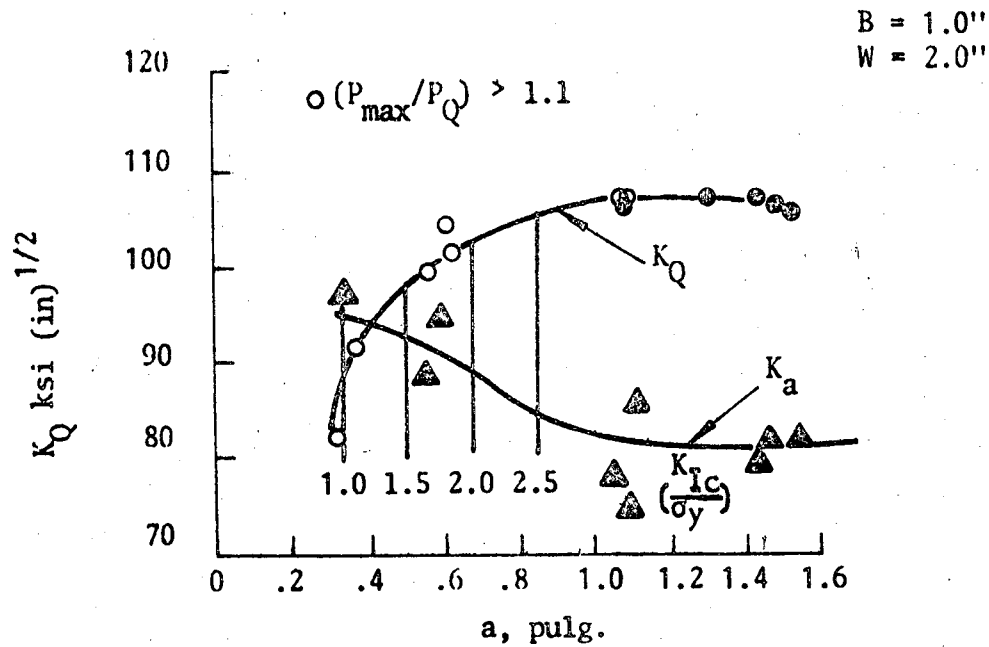


Figura 37: Efecto de la longitud de fisura sobre los valores de K_Q para probetas normadas (W/B) = 2 para el acero 4340, $\sigma_y = 127 \text{ Kg/mm}^2$. Ref. (46)

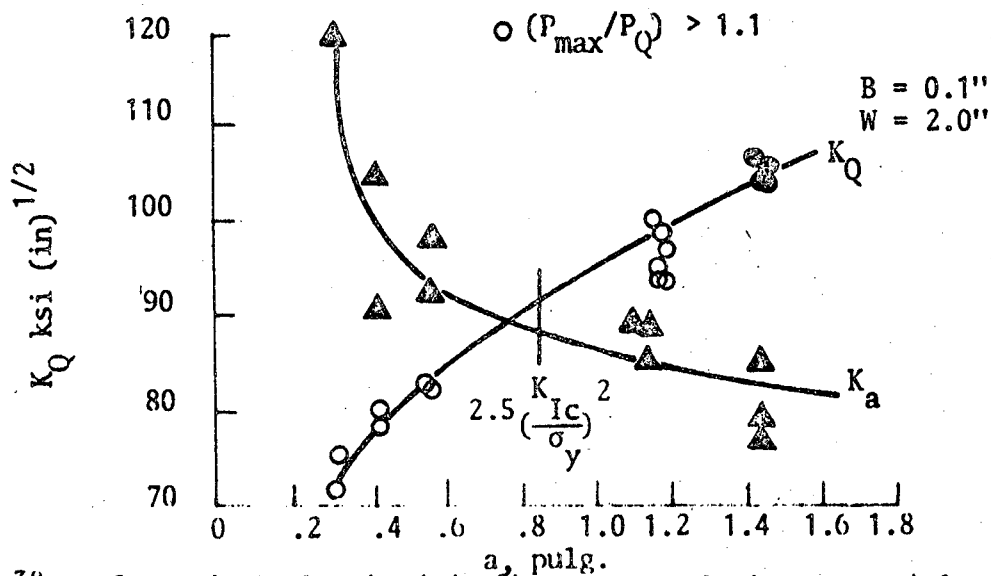


Figura 38: Efecto de la longitud de fisura para el mismo material que en la figura 37 pero utilizando probetas fuera de norma, (W/B) = 20. Ref. (46)

dentro del rango observado por la norma ASTM. Los datos indicarían que, para el material ensayado, la mínima longitud de fisura para asegurar un valor "constante" de K_{IC} está de acuerdo con el criterio $a > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2$. Acerca de estos datos los autores han hecho notar que, para longitudes menores que 0.5", los valores de K_Q decrecen rápidamente y que no logran satisfacer el criterio de plasticidad limitada, $(P_{\max}/P_Q) < 1.1$ (*). Además se observa que para fisuras más pequeñas que, aproximadamente, 0.4" es $K_a > K_Q$ que indicarían que, para estos tamaños de fisura, la no linealidad observada es por deformación plástica y no por extensión de la fisura. La Fig. 37 muestra, también, cuál sería el efecto, sobre los valores de K_Q de un cambio en el criterio $a > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2$. Por ejemplo, si se adoptase el criterio, $a > 1.0 (K_{IC}/\sigma_y)^2$ además de no obtener un valor K_Q constante, éste sería un 20% menor que el valor considerado "válido" por la norma ASTM. Finalmente, con respecto a los datos de la Fig. 37, es conveniente observar que, siendo $B = 1$, los que arrojan un valor K_Q aproximadamente constante con la condición $B > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2 \sim 0.85"$.

Consideremos, ahora, los resultados de la Fig. 38. Se nota que sólo para fisuras mayores de 1.4" satisfacen el criterio de plasticidad limitada $(P_{\max}/P_Q < 1.1)$. Para estas probetas, los valores de K_Q son del mismo orden que los obtenidos para probetas de 1". Este resultado

(*) En la versión de 1970 este criterio no era mandatorio.

es elocuente. La dimensión de la zona de deformación plástica es del orden de $(1/\pi) (K_{IC}/\sigma_Y)^2 \sim 0.11''$ (para un estado de tensión plana). Por lo tanto, el espesor $B = 0.1''$ estaría justo en el límite en donde se debe esperar la transición deformación plana-tensión plana. Los datos de la Fig. 38 muestran que el efecto del tamaño de la fisura sobre el valor de K_Q son mucho más notables para el caso de pequeños espesores. Es ilustrativo notar que, para fisuras más pequeñas que $0.8''$ es $K_a > K_Q$, indicando que, posiblemente, el valor de K_Q no está relacionado con la resistencia a la rotura del material.

Jones y Brown han, también, analizado en la Ref.(46), la influencia de los efectos de tamaño en la determinación de K_Q sobre la evaluación comparativa de materiales estructurales. El análisis subraya la necesidad de adoptar una actitud cautelosa en este tipo de mediciones. En la Ref. (46) Jones y Brown han comparado los resultados de K_Q obtenidos con probetas subdimensionadas con los valores "válidos" de K_{IC} en función de la resistencia a la fluencia para el acero 4340 y un acero tipo "Marage 250". Los resultados se muestran en la Fig. 39 y conducen a dos conclusiones: a) Los valores de K_Q obtenidos sobre probetas subdimensionadas son menores que los valores "válidos" de K_{IC} y b) mientras los valores "válidos" de K_{IC} indican una superioridad evidente del acero "Marage" sobre el acero 4340 los valores de K_Q obtenidos con probetas fuera de norma no indican tal diferencia.

III. 2.2 Resultados de M.J. May sobre aleaciones de Aluminio Titanio y Acero (47), (1970)

Norma: ASTM E 399-70T

Material: Acero 18Ni-8Co-5Mo-0.5Ti (Marage G 110), Aleación de Aluminio Cu-Mg-Zn (DTD 5074); Aleación de Titanio-4Al-4Mo-2Zn

(Hylite 50), $\sigma_y = 147 \text{ ksi} = 103 \text{ Kg/mm}^2$ (*).

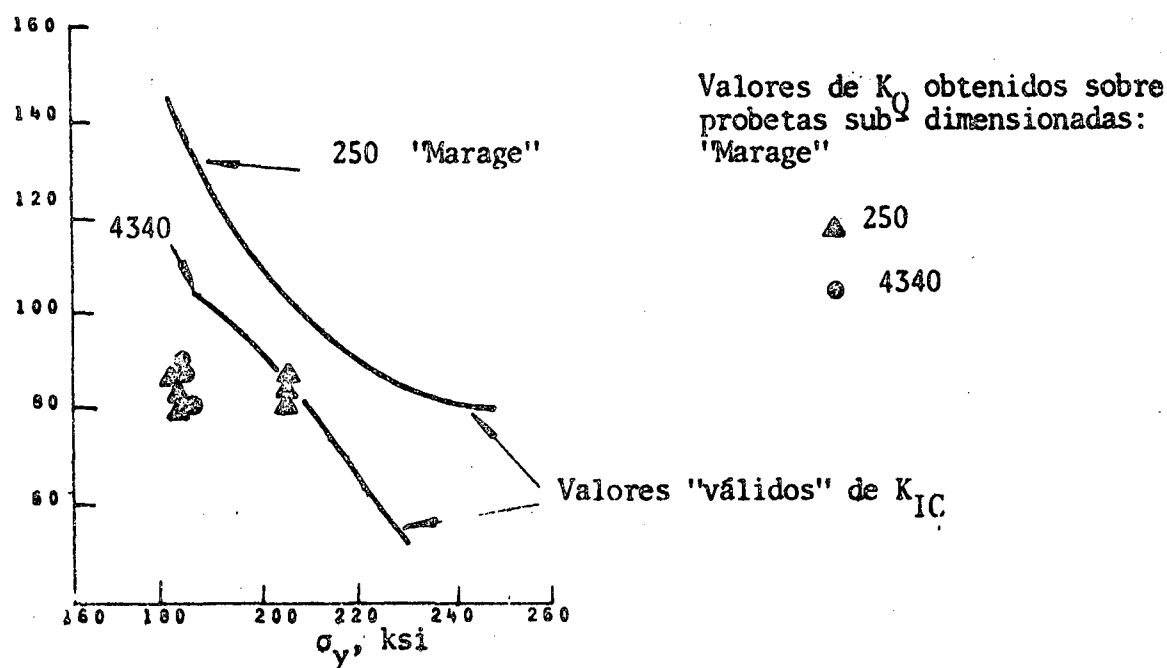


Figura 39: Valores de K_Q obtenidos sobre probetas sub-dimensionadas (fuerza de norma) no muestran la diferencia en resistencia que es aparente sobre la base de los valores "válidos" de K_{IC} . Datos de Jones y Brown, Ref. (46).

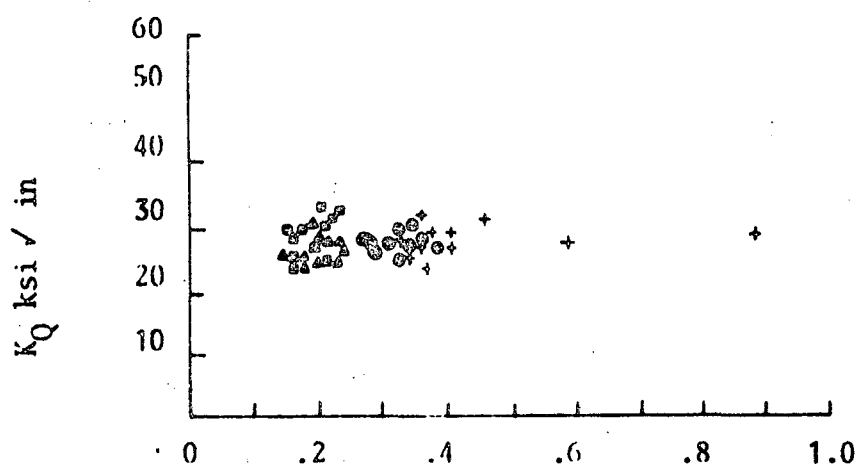
(*) El autor no reporta los valores de la tensión de fluencia para las aleaciones DTD 5074 y G 110. Sin embargo, de los presentados es posible estimar los siguientes valores: σ_y (DTD 5074) $\sim 85 \text{ ksi}$; σ_y (G 110) $\sim 240 \text{ ksi}$.

Probeta: 1 FB (placa con una fisura de borde en tensión uniaxial) y flexionada en tres puntos (1/3 l)

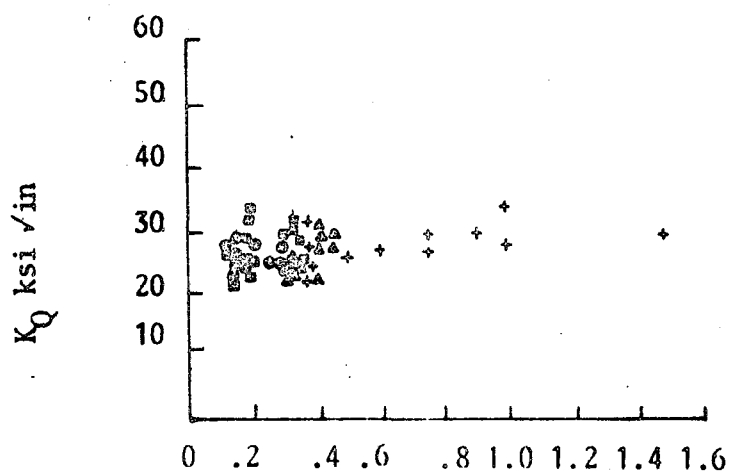
Geometría: No especificada.

Los resultados presentados por May fueron producidos bajo las mismas motivaciones que los de Jones y Brown discutidos en el párrafo anterior. Las Figs. 40, 41 y 42 sintetizan los resultados obtenidos. Es interesante puntualizar que en esa época, la carga P_Q se determinaba, independientemente de la longitud de la fisura, trazando por el origen de la curva (P, v) una recta con una pendiente 5% menor que la pendiente inicial de carga. Además, el criterio de plasticidad limitada $(P_{\max}/P_Q) < 1.1$ no era mandatorio y no fue utilizado por May. De la observación de las Figs. 40, 41 y 42 resultan las siguientes conclusiones:

- a) Para la aleación DTD 5074 los efectos de tamaño asociados con el espesor y con la longitud de la fisura son moderados. Los datos en la Fig. 40 indican que el criterio de la norma E 399-70T, $a \leq B \sqrt{2.5 (K_{IC}/\sigma_Y)^2}$, es, quizás, demasiado conservador.
- b) Para el acero G 110, en cambio, la Fig. 41 muestra que el criterio anterior actúa eficientemente. Obsérvese que en esta figura ha sido reportado como válido un valor de $K_Q \sim 60 \text{ ksi (in)}^{1/2}$. De la figura puede deducirse que este valor ha sido medido para una probeta cuyo espesor, B, y longitud de fisura,



Longitud de fisura (a) pul.



Espesor (b) pul.

Figura 40: Resultados de May (47) sobre el efecto del espesor y de la longitud de la fisura en la determinación experimental de K_Q para la aleación de aluminio DTD 5074.

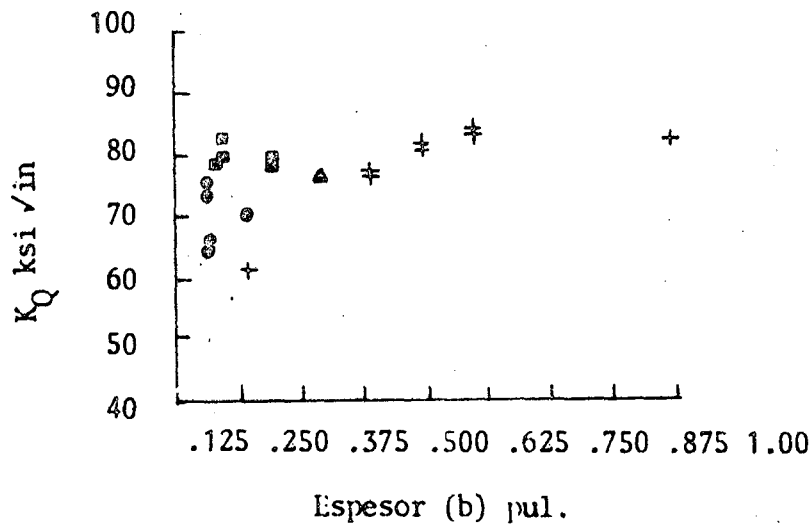
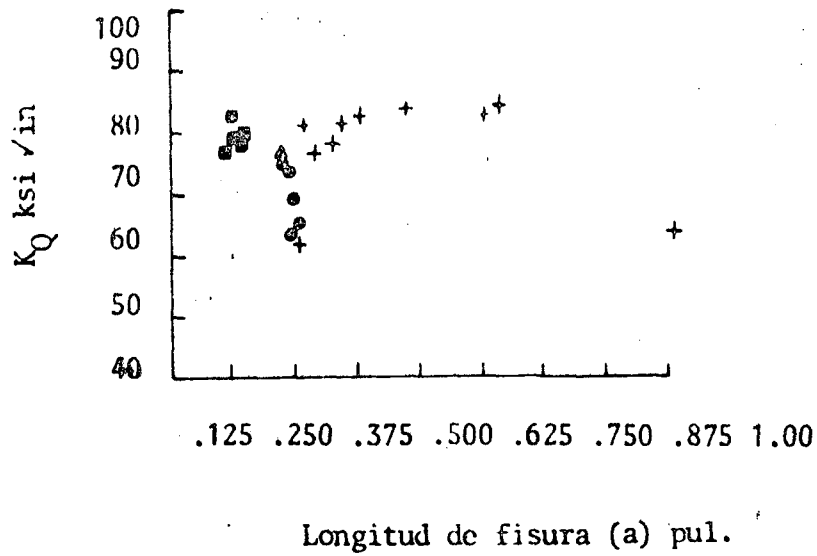


Figura 41: Efectos del espesor y la longitud de la fisura sobre los valores experimentales de K_Q para el acero G 110. Datos de J.J.May (47).

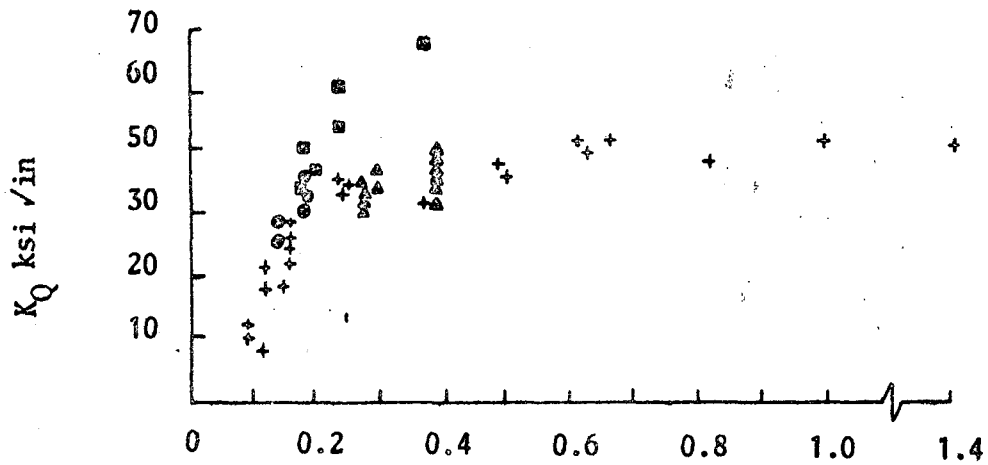
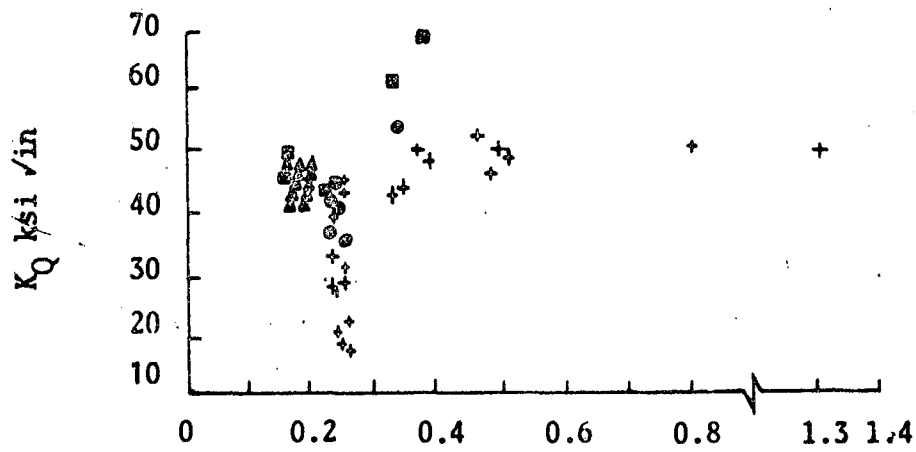


Figura 42: Efecto del espesor y la longitud de fisura sobre los valores experimentales de K_Q obtenidos por M.J. May (47) sobre la aleación de Ti Hylite 50.

a, son 0.13" y 0.25", respectivamente. La misma figura muestra, sin embargo, que la mayoría de los valores "válidos" de K_{IC} caen en la banda $75 < K_{IC} < 83 \text{ ksi (in)}^{1/2}$. Si consideramos $79 \text{ ksi (in)}^{1/2}$ como "valor K_{IC} medio" y suponiendo $\sigma_y \sim 240 \text{ ksi}$, resulta $2.5 (K_{IC} / \sigma_y)^2 = 0.27"$ y el espesor es la mitad del que requiere la norma y, por b tanto, el valor $K_Q \sim 60 \text{ ksi (in)}^{1/2}$ no sería válido.

c) La Fig. 42 muestra que para la aleación de Ti Hylite 50 los criterios de la norma ASTM resultan, aparentemente, ineficientes para la obtención de un valor de K_{IC} característico del material. Sin embargo, Brown y Srawlwy, comentando estos datos han hecho notar (48) que "... los datos de May muestran una gran variación de K_Q con el espesor de la probeta. Un valor promedio de $K_Q = 51 \text{ ksi (in)}^{1/2}$ puede ser establecido para probetas con un espesor mayor que 0.6" y, en este rango, los valores de K_Q pueden ser considerados como constantes, dentro de la dispersión experimental (aproximadamente 49 a 56 $\text{ksi (in)}^{1/2}$). Si $51 \text{ ksi (in)}^{1/2}$ se considera como un valor "válido" de K_{IC} , entonces los valores de K_Q correspondientes a las probetas de menor espesor ($B = 0.1"$) son menores que la mitad del valor promedio y son "válidos" de acuerdo a la norma. En realidad, la tendencia de los valores válidos de K_{IC} es disminuir para espesores inferiores a 0.5". Si los requerimientos de tamaño estuviesen basados sobre el valor de K calculado para la carga máxima, los resultados para todas las probetas excepto dos, con un espesor menor que 0.2" no serían válidos.

Estas dos probetas tienen un espesor de, aproximadamente, 0.1". Sin embargo, cuatro probetas con espesores entre 0.252 y 0.257" aún arrojarían valores válidos de K_{IC} a pesar que éstos están en el intervalo de 34 a 43 ksi (in)^{1/2}. Si el requerimiento en el espesor fuese doblado, es decir, $B > 5.0 (K_{IC}/\sigma_y)^2$ y si K_Q fuese calculado para la carga P_Q correspondiente a un 2% de extensión efectiva de la fisura, entonces todos, excepto uno, de los valores de K_Q correspondientes a espesores menores que 0.5" no serían válidos. Sin embargo, la probeta que daría un valor válido de K_{IC} con un espesor de 0.1", debe ser considerada no válida por el requerimiento suplementario 8.1.2 de la norma E 399-70T.

III. 2.3 Resultados de E.A.Steigerwald (49) para los Aceros D6AC, H-11 y para la aleación de Aluminio 2024-T851

Norma: Básicamente, E 399-70T

Material: Acero D6AC ($\sigma_y = 231 \text{ ksi} = 162 \text{ Kg/mm}^2$),
Acero H-11 ($\sigma_y = 223 \text{ ksi} = 156 \text{ Kg/mm}^2$) y
aleación de Aluminio 2024-T851 ($\sigma_y = 65 \text{ ksi} = 46 \text{ Kg/mm}^2$).

Probeta: FCT (placa con una fisura central sometida a tensión uniforme),
F3P y F4P (flexionada en tres y cuatro puntos).

Geometría: No especificada para probetas de FCT; para F3P y F4P. Ver Discusión.

Como en los casos discutidos en III.2.1 y III. 2.2, uno de los objetivos básicos en el trabajo de Steigerwald fue analizar los efectos de tamaño asociados con el espesor y longitud de fisura en la de terminación experimental de K_{IC} .

La Fig. 43 presenta los resultados reportados por Steigerwald sobre el efecto del espesor sobre K_Q . Sobre la base de estos resultados, el autor puntualiza que, para estos ensayos, la condición $B > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2$ es demasiado conservadora y que podría obtenerse valores válidos de K_{IC} utilizando probetas con espesores que fuesen la mitad del valor límite recomendado por la norma.

Las Figs. 44 y 45 muestran los datos reportados por Steigerwald en Ref. (49) sobre el efecto de longitud de la fisura sobre K_Q para el acero D6AC y la aleación de aluminio 2024-T851, respectivamente. Los resultados de la Fig. 44 indican que, para este material, el criterio de la ASTM, $a > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2$ es conservador. En cambio, la Fig. 45 indica que el mismo criterio para la aleación 2024-T851, es adecuado. En esta Figura se observa, también, que los valores de K_Q obtenidos para las probetas F3P son sistemáticamente inferiores a los correspondientes a las probetas F4P.

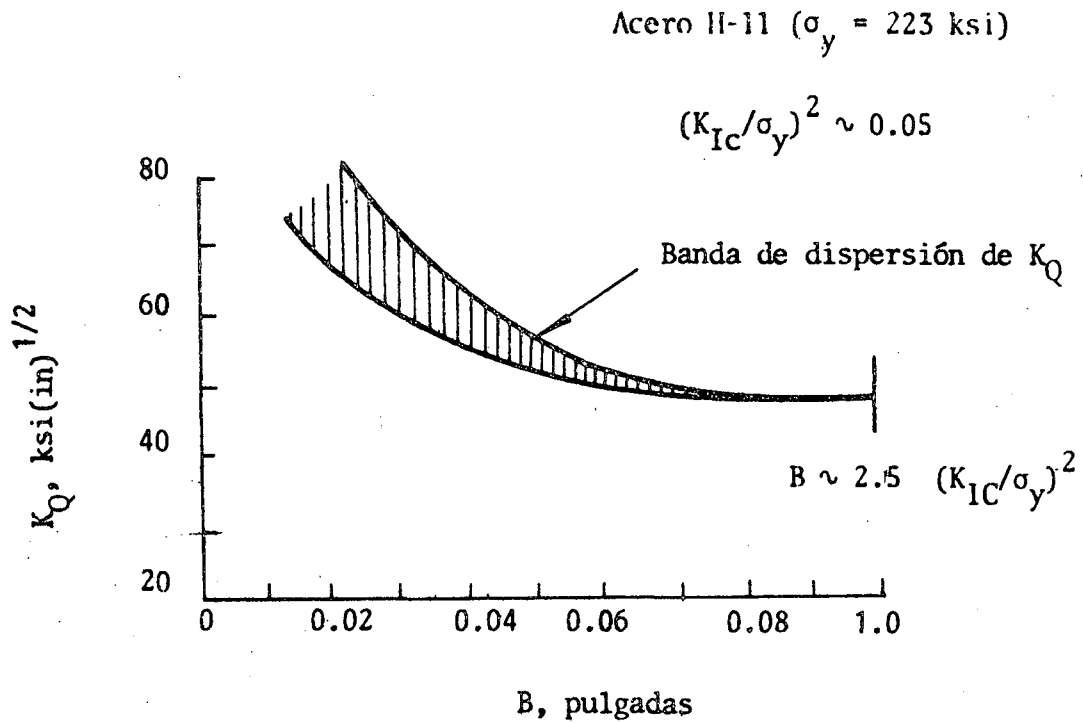


Figura 43: Los resultados de Steigerwald, muestran que para acero H-11 ($\sigma_y = 223$ ksi) el criterio $B > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2$ es demasiado conservador. (49).

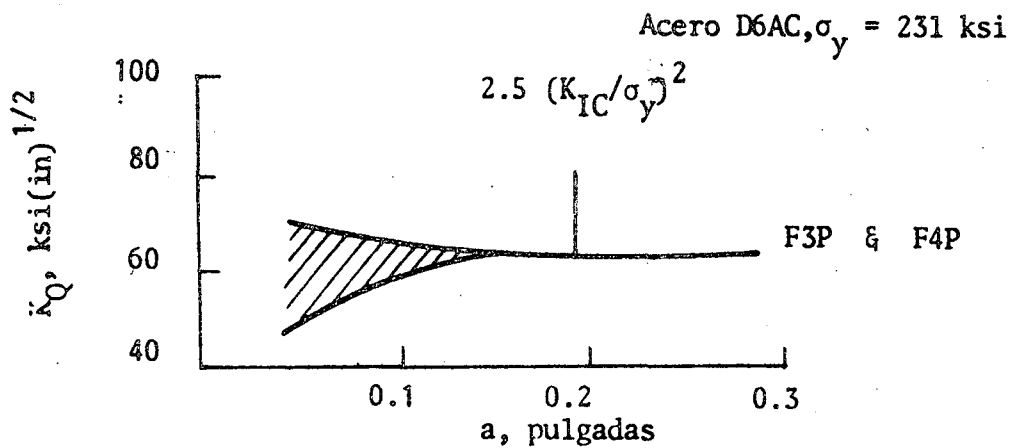


Figura 44: Efecto de la longitud de la fisura sobre K_Q .
($a/W \sim 0.25$; (W/B) entre 0.5 y 4.0, Ref. (49).

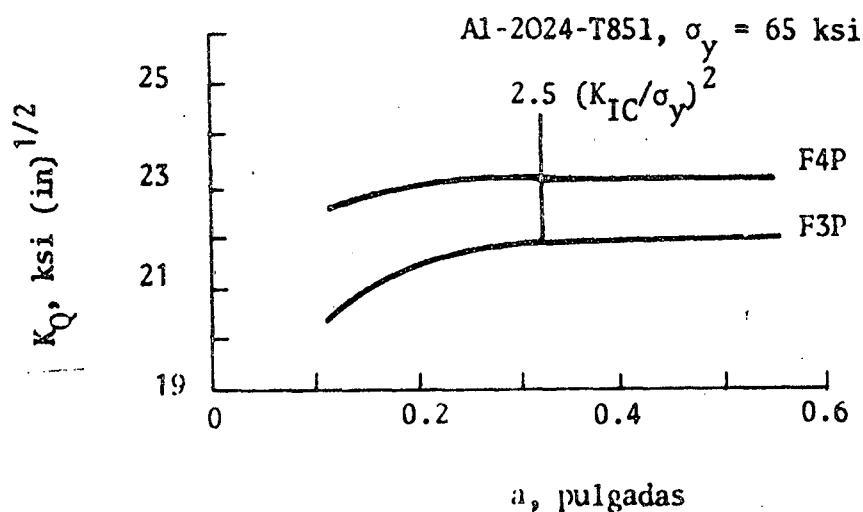


Figura 45: Efecto de la longitud de la fisura sobre K_Q (a/W) y (W/B) como en Fig. 44, Ref. (49).

III. 2.4 Resultados de Kaufman y Nelson (50)

Norma: E 399-72 T

Materiales: Aleación de Aluminio 2024-T851 ($\sigma_y = 50$ ksi = 35 Kg/mm²)

Probeta: Compacta, $H/W = 0.6$

Geometría: ($a/W = 0.5$), B variable, $2 < (W/B) < 12$

Nos interesa presentar los resultados de Kaufman y Nelson porque consideran un material con una alta relación $(K_{IC}/\sigma_y)^2$ (aproximadamente 0.52) que para obtener valores válidos de K_{IC} , exige

utilizar espesores moderadamente altos (mayores que 1.0"). Otro aspecto interesante de los resultados de Kaufman y Nelson es que, teniendo el material una resistencia a la fluencia relativamente baja, la tensión neta en la probeta juega un rol importante. En efecto, los datos que se presentan más abajo muestran que, al menos para el material ensayado, la longitud de la fisura afecta notablemente la validez de los resultados. Antes de presentar los resultados de la Ref. (50) es conveniente hacer notar que en la versión del año 72 de la norma E 399 se considera como probeta normada aquella con una relación $(W/B) = 2$. Las probetas con otro valor de (W/B) se consideran "alternativas", admitiéndose un valor máximo de $(W/B) = 4$. Por otra parte, esta versión de la norma E 399, considera no válido un valor K_{IC} que no satisfaga el criterio de plasticidad limitada, $(P_{\text{máx}}/P_Q) < 1.1$.

La Fig. (46), muestra los valores de K_Q y $K_{\text{máx}}$ obtenidos en Ref. (50) para la aleación 2219-T851 sobre probetas normadas ($a = B$; $a/W = 0.5$) en función del espesor (longitud de fisura) de las mismas. Dicha figura pone en evidencia que, aunque se satisfaga la condición de tamaño, $a = B > 2.5 (K_{IC}/\sigma_y)^2$ el valor de K_{IC} puede ser peligrosamente subestimado si no se satisface el criterio de plasticidad limitada, $(P_{\text{máx}}/P_Q) < 1.1$. La Fig. 47 muestra a K_Q como función de longitud de la fisura, a y considerando espesores que varían entre 0.5" y 2.0". Es decir, las probetas utilizadas para obtener estos datos no son normadas. Los resultados de la Fig. 47 indican que los efectos de tamaño asociados con la longi

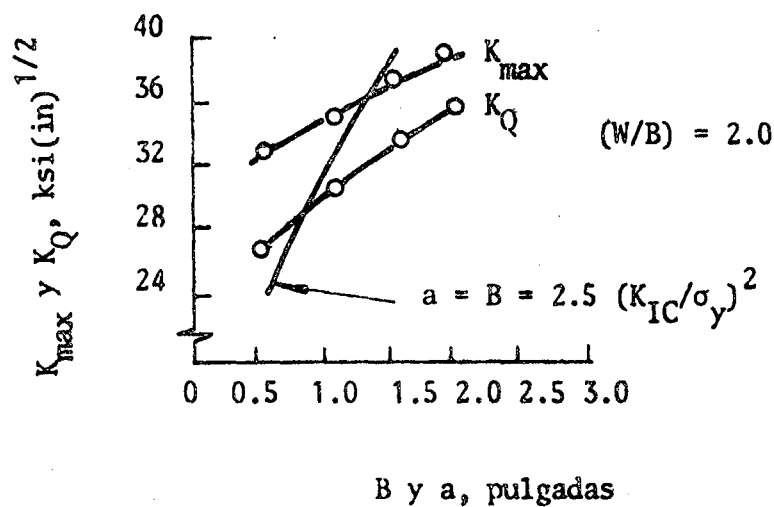


Figura 46: K_Q vs. B (ó a) para Al-2219-T851. El único valor válido es $K_Q = 37.6$. Los demás no cumplen la condición $(P_{max}/P_Q) = (K_{max}/K_Q) < 1.1$, Ref. (5Q).

tud de la fisura son la causa fundamental de la variación de K_Q que muestra la Fig. 46. El análisis de los datos hechos por Kaufman y Nelson pareciera poner en evidencia que, la influencia del tamaño de la fisura en la variación de K_Q está fuertemente relacionada con la condición fundamental para el criterio K_C , que la atmósfera de tensiones en el vértice de la fisura debe responder a una configuración de plasticidad en pequeña escala.

En efecto, la Fig. 48 muestra los valores de K_Q en función de (σ_{nPQ}/σ_y) donde σ_{nPQ} es la tensión neta en la probeta correspondiente a la carga P_Q . Esta figura indica que los valores válidos de K_{IC} (aproximadamente $37 \text{ ksi}(\text{in})^{1/2}$) están relacionados con la condición que, en el ligamento, las tensiones deben ser esencialmente elásticas. En efecto, puede observarse que los valores de K_Q decaen rápidamente cuando la tensión neta es del orden del 60% de la tensión de fluencia plástica del material. Finalmente, Kaufman y Nelson puntualizan que, sobre la base de los resultados obtenidos, que podrían considerarse característicos de materiales con una alta relación $(K_{IC}/\sigma_y)^2$ la condición sobre la longitud de la fisura debiera ser más restrictiva que la especificada por la norma E 399-72T sugiriendo que $a > 5.0 (K_{IC}/\sigma_y)^2$.

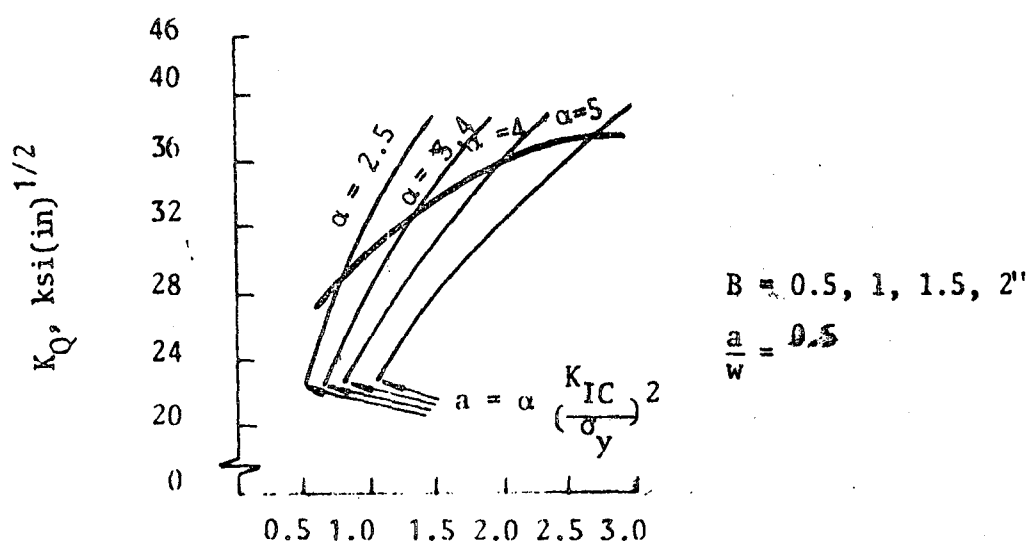


Figura 47: Para la aleación 2219-T851 los efectos de tamaño sobre K_Q , están causados por la longitud de la fisura. Datos de Kaufman y Nelson, Ref. (50).

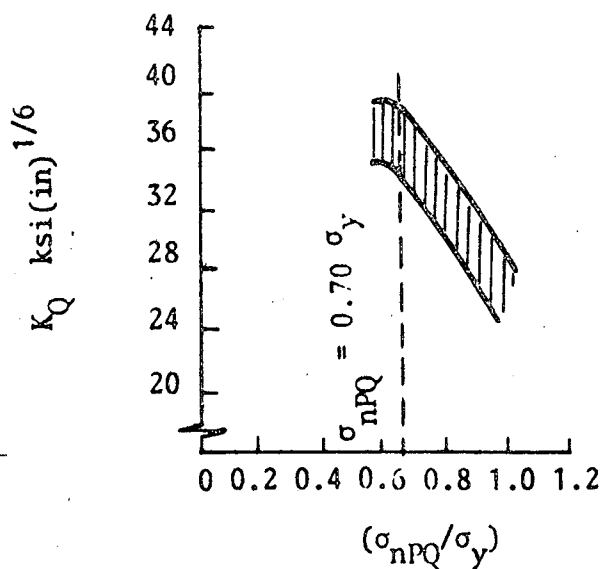


Figura 48: La "constancia" de K_Q está fuertemente relacionada con la existencia de un estado de sollicitación esencialmente elástico en el ligamento. Datos obtenidos por Kaufman y Nelson (50) sobre Al-2219-T851.

III.2.5 Resultados de Lake (51)

Norma: ASTM E 399-74T

Material: Aleación de Aluminio 2124-T851 ($\sigma_y = 67.3 \text{ ksi} = 47 \text{ Kg/mm}^2$)

Probeta: Compacta ($l/W = 0.6$)

Geometría: $0.42 < (a/W) < 0.65$; otras dimensiones, ver discusión.

Los resultados de Lake resultan interesantes porque intentan explicar los efectos de tamaños sobre los valores de K_Q utilizando la idea de la Curva R. El trabajo de Lake está motivado por la siguiente observación experimental: las probetas con una relación $(W/B) = 2$, tal como recomienda la norma, arrojan valores de K_{IC} totalmente válidos ($K_{IC} \sim 25 \text{ ksi(in)}^{1/2}$); en cambio, probetas con una relación (W/B) mayor que 2.0 pero menor que 4.0 (denominadas probetas "alternativas") no logran satisfacer el criterio de plasticidad limitada ($P_{\text{máx}}/P_Q < 1.1$). Además, estas probetas están asociadas con un incremento en el valor de K_Q de 1.0 a $1.5 \text{ ksi(in)}^{1/2}$ por cada 2.0" que se incrementa el ancho W . Lake sugiere que este comportamiento puede ser explicado considerando las características de las curvas R. La Fig. 49 muestra, en líneas cortadas, los valores experimentales de G_{ef} vs. Δa_{ef} obtenidos por Lake para el material ensayado. Un resultado notable es que la curva R depende del espesor de la probeta. En función de Δa_{ef} las curvas R resultan rectas que cortan al eje G_{Ie} en un mismo punto ($G_{Ie} \sim 54 \text{ in.lb/in}^2$ equivalente a $K_{Ie} \sim 25 \text{ ksi(in)}^{1/2}$). Es inmediato verificar que los valores de Δa_{ef} , en la figura presentada en la página siguiente, Fig. 49, resultan mucho mayores que los valores de $(1/2\pi) (K_I/\sigma_y)^2 = (1/2\pi) (G_I \cdot E/\sigma_y^2)$ y, por lo tanto, el valor medido de Δa_{ef} representa, prácticamente, una extensión real de la fisura. Como ha sido puntualizado por Lake, las curvas R de la Fig. 49, muestran que el valor de G_I para $\Delta a_{ef} = 0.0$ podría ser considerado como una "verdadera" característica del material, independiente de la geometría. En la Fig. 49

se ha supuesto que la longitud inicial de la fisura, a_0 , es tal que $(a_0/W) = 0.45$. Esta suposición no altera las conclusiones, ya que las curvas "R" son independientes de a_0 .

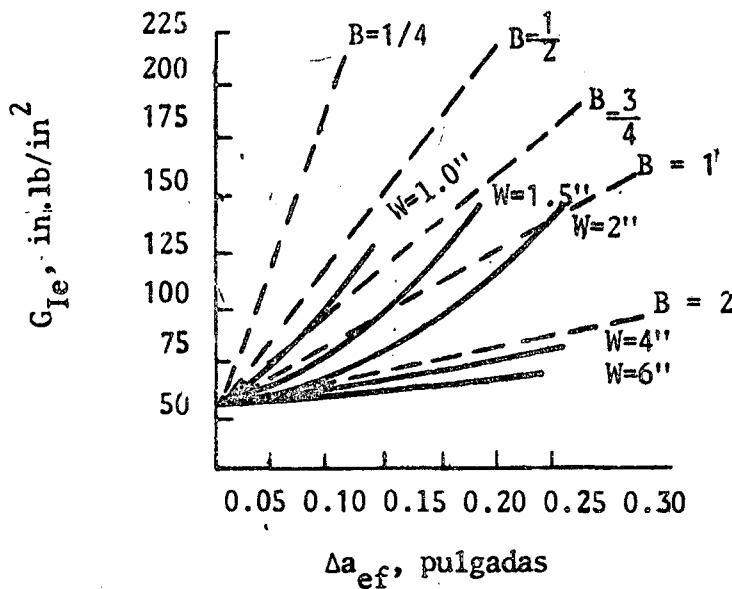


Figura 49: Las curvas "R" para Al-2124-T851 son rectas cuyas pendientes dependen de B. La extensión de la fisura comienza para un mismo valor de G_I , independiente de B. Datos obtenidos por Lake. Ref. (51).

La Fig. 49 muestra, también, los gráficos de la función $G_I(a, W, P)$ en función de Δa_{ef} considerando el ancho, W, como parámetro (P y B constantes). Los valores de P y B son elegidos de tal manera que para $(a_0/W) = 0.45$, es decir $\Delta a_{ef} = 0$, cada una de las curvas pase por el

punto de intersección de las curvas "R". La observación de la posición relativa de las curvas "R" y de las que representan a la fuerza de Griffith, G_I , llevan a conclusiones muy interesantes. Para un dado valor de W la curva R se acerca a la curva G_I cuando B aumenta. Por otra parte, un aumento de la carga, P , produce un corrimiento de la curva G_I en el sentido positivo. Por lo tanto, para un dado valor de W , el incremento de carga necesario para producir la inestabilidad de la fisura, a partir del comienzo del crecimiento estable, disminuye con el espesor B . Por ejemplo, en el caso de las probetas sugeridas por la norma (es decir, $W/B = 2.0$) las curvas R y G_I están muy próximas y por lo tanto es muy probable que, para estas probetas, se cumpla el criterio $(P_{\text{máx}}/P_Q) < 1.1$. En cambio, para $(W/B) > 2$ las curvas R y G_I se distancian entre sí y el incremento de carga para producir la inestabilidad es considerablemente mayor siendo menos probable que se cumpla el criterio de plasticidad limitada. Es interesante confrontar los resultados de Lake con los obtenidos por Kaufman y Nelson en la Ref. (50) y discutidos en III.2.4. Considerando la Fig. 46 puede observarse que, aunque las probetas de Kaufman y Nelson presentan una relación $(W/B = 2.0)$, sólo una de ellas cumple con el criterio $(P_{\text{máx}}/P_Q) > 1.1$. En vista de los resultados de Lake, Fig. 49, es posible especular que, para materiales de mayor fractoténacidad, (como es el caso de Al-2219-T851 con relación a Al-2124-T851) las curvas R serán similares a las de la Fig. 49 aunque con mayor pendiente. En los ensayos de Kaufman y Nelson todas las probetas compactas tenían una relación $(a/W) = 0.5$ y, por lo tanto, las correspondientes curvas G_I en función de

Δa_{ef} serán, prácticamente, las que muestra la Fig. 49. Entonces, es razonable anticipar que, para una misma relación (W/B), las curvas R y G_I , para el material ensayado por Kaufman y Nelson, estarán más alejadas entre sí. Es decir, para una misma relación (W/B) el cumplimiento de la condición $(P_{m\acute{a}x}/P_Q) < 1.1$ es más factible para materiales de menor fractotenacidad. De la observación de la Fig. 49, puede también anticiparse que, a medida que aumenta la fractotenacidad del material y para una misma relación (W/B), el cumplimiento de la condición $(P_{m\acute{a}x}/P_Q) < 1.1$ exige la utilización de probetas de mayores dimensiones. En efecto, la Fig. 49 indica que, para una misma relación (W/B), la distancia relativa entre las curvas R y G_I disminuye a medida que aumenta W. Esta observación está en total acuerdo con los resultados de la Fig. 46.

III.2.6 Resultados de Munz, Galda y Link (52)

Norma: E 399 - 74T

Material: Aleación Ti-6Al-4V ($\sigma_y = 95 \text{ Kg/mm}^2 = 135 \text{ ksi}$)

Probeta: 1FB

Geometría: variable

Como Lake, en el caso de Al-2124, T851, Munz, Galda y Link intentan explicar los efectos de tamaño sobre los valores de K_Q para la

aleación de Ti-6Al-4V, a partir de las características de la curva R. Habíamos visto en III.2.2, Fig.42, que los resultados obtenidos por May, en 1970, indicaban que los valores de K_Q en una relación de Ti eran notablemente afectados tanto por el espesor como por la longitud de la fisura. En gran medida, los resultados presentados en la Ref. (52) establecen la base para explicar tal comportamiento. La Fig.50 muestra la Curva R para Ti-6Al-4V obtenida en Ref. (52). Es importante notar que en esta figura se ha graficado la extensión real (no efectiva) de la fisura. Un resultado interesante es que, a diferencia de los resultados obtenidos por Lake, la Curva R obtenida por Munz, Galda y Link resulta independiente del espesor, aún cuando en ambos casos $B > 2.5 (K_{IC}/\sigma_Y)^2$. Sin embargo, el aspecto más relevante de los datos de la Fig.50 es el alto gradiente de R con respecto a Δa . Resulta, entonces, evidente que el valor experimental de K_Q podrá variar dentro de un amplio rango, según sea el valor de Δa para que se elige

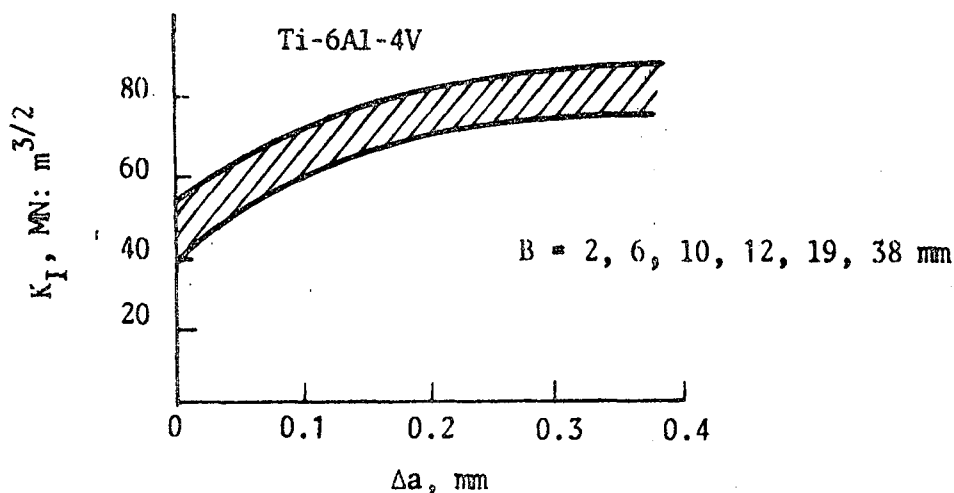


Figura 50: Curva R para la aleación de Titanio, Ti-6Al-4V. Ref.(52).

el valor de P_Q . Si, por ejemplo, el valor de P_Q se selecciona para una ex tensión $\Delta a = 0.02 a_0$ el valor de K_Q variará, aproximadamente, entre 66 y 80 MN: m^{3/2} cuando la longitud inicial de la fisura, a_0 , varíe entre 5 y 15 mm. En este sentido, los autores concluyen que, para materiales que presentan una curva R como la de la Fig.50 el valor K_Q establecido por la norma es ciertamente arbitrario.

III. 3 ALGUNOS COMENTARIOS SOBRE LA APLICABILIDAD DEL CRITERIO " K_{IC} "

En III. 2 comentamos algunos resultados importantes del intento de caracterizar la resistencia a la propagación catastrófica de fisuras en materiales reales, utilizando los conceptos de Fractomecánica-Lineal.

Hemos visto como, sobre la marcha de los resultados experimentales, se ha tenido que introducir y modificar "criterios" para intentar asegurar la obtención de una atmósfera de tensiones en el vértice de la fisura que permita la aplicación del criterio K_{IC} . Después de dos décadas de experiencia resulta notorio que, en última instancia, la validez del criterio K_{IC} está íntimamente ligado a la curva R del material correspondiente a las condiciones de ensayo utilizadas. Quanto más plana sea la curva R del material, más "fácil" será obtener un valor "válido" de K_{IC} . A

medida que la curva R se aparta de la correspondiente a un sólido frágil, resulta más cuestionable la caracterización fractomecánica del material a través de un único parámetro (como K_{IC}). Bajo estas circunstancias, la experiencia pareciera indicar que resulta difícil independizar las características de resistencia a la rotura del material de su resistencia a la propagación estable de fisuras. Sin embargo, es necesario entender que la norma E 399 de la ASTM intenta establecer, como toda norma de ensayo, un método rutinario accesible a la mayoría de los laboratorios. En este sentido, los resultados obtenidos, por ejemplo, en las Refs. (51) y (52) que indican que la extensión estable comienza para un valor de K_I ($6 G_I$) independiente de la geometría son, indudablemente, promisorios. Desgraciadamente, las técnicas experimentales necesarias para la determinación de tales valores "umbrales" resultan costosas, exigiendo, además, cierta dosis de interpretación basada en la experiencia. En este contexto, el criterio de plasticidad limitada, $(P_{max}/P_Q) < 1.1$ pareciera ser la solución coyuntural. Es cierto que los resultados de Lake (51) muestran, indudablemente, que tal criterio puede llevar a considerar no válidos valores de K_{IC} que lo son, pero también es cierto que es muy probable que aquellos valores de K_Q que lo satisfacen sean válidos. El criterio $(P_{max}/P_Q) < 1.1$, entonces, aunque conservador, permitiría utilizar la norma E 399 para una caracterización rutinaria de la resistencia a la propagación inestable de fisuras de materiales estructurales.

Por otra parte, a medida que los conceptos correspondientes al criterio J_{IC} se vayan clarificando, es posible que el criterio K_{IC} sea utilizado únicamente, para la caracterización de materiales estructurales cuasi-frágiles.

III. 4 EL CRITERIO " R_C "

Hemos visto en II.4 los conceptos que fundamentan el enfoque del fenómeno de rotura basado en la curva R. También se ha comentado en III.2 que muchos de los efectos de tamaño encontrados en la determinación de la fractoténacidad, K_{IC} , pueden ser explicados a partir de las características de la curva R del material ensayado. En este sentido, la validez y utilidad del concepto de la curva R debe ser aceptado sin discusión. Sin embargo, y a diferencia de lo que sucede con el criterio K_{IC} tanto las técnicas experimentales como los métodos para reducir y analizar los datos sobre curvas R están, aún, en una franca etapa de exploración y desarrollo. Existe una publicación técnica especial de la ASTM (STP 527: "Fracture Toughness Evaluation by R-Curve Methods, 1973) dedicada especialmente a este tópico. En esta misma publicación se presenta una revisión del problema hecha por R.H.Heyer (53), cuya consulta es esencial para quien desee profundizar el problema. En este párrafo nos interesa presentar el actual "estado del arte" en lo que respecta a la curva R.

El grueso de la información disponible acerca de experimentos sistemáticos sobre la curva R ha sido originada a través de las técnicas experimentales desarrolladas por D. McCabe. Más aún, la mayoría de los datos experimentales conocidos han sido producidos utilizando las facilidades experimentales de este investigador. Por lo tanto, resulta altamente cuestionable, por ahora, adelantar una conclusión definitiva acerca de la repetibilidad y confiabilidad de los datos o técnicas experimentales.

Una cuestión fundamental en el enfoque de la Curva R es si la misma es o no una característica del material, es decir, independiente de geometría y de la configuración de cargas aplicadas. Para fisisuras bajo condiciones de deformación plana y bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala, la hipótesis que la Curva R es una característica del material ha conducido a resultados exitosos (51) (52) tal como se vió en III.2. Bajo estas condiciones, la extensión real o efectiva de la fisura antes de producirse la inestabilidad, es pequeña con respecto al espesor y los datos obtenidos hasta el presente parecen indicar la validez de la hipótesis. Más aún, los resultados obtenidos en la implementación práctica del criterio J_{IC} indicarían, como veremos en el próximo párrafo, que, bajo condiciones de deformación plana, la extensión estable puede ser caracterizada por la atmósfera de tensiones (en este caso descripta por J_I) que rodea al vértice de la fisura aún cuando la configuración no es de plasticidad en pequeña escala.

La situación es considerablemente más confusa cuando la extensión estable de la fisura ocurre bajo condiciones que no son de tensión plana y a través de atmósferas total o parcialmente plásticas. En estos casos, generalmente asociados con materiales de alta ductilidad, la magnitud de la extensión estable puede ser comparable o varias veces superior al espesor de la probeta.

En Refs. (54, 55 y 56) Heyer y McCabe presentan las curvas R determinadas experimentalmente en chapas (espesor menor de 2.0 mm) de aleaciones de aluminio, de Titanio y acero inoxidable, bajo control de carga y desplazamientos. Estos autores reportan que, para cada material, obtienen la misma curva R independientemente del método de carga (control de carga o de desplazamiento). Por otra parte, los experimentos realizados por Novak (57) en placas de acero A572 de 1.5 y 0.5 pulgadas de espesor muestran que las curvas R son considerablemente distintas según se obtengan bajo control de cargas o desplazamientos. En una experiencia crítica (58) Wang y McCabe han comparado las curvas R para cuatro aleaciones de Aluminio (2024, 7075, 7475, 7079) obtenidas para dos geometrías y configuraciones de cargas diferentes, como son las correspondientes a probetas del tipo compacto y placas con una fisura central sometidas a una tensión uniforme. La comparación llevada a cabo por Wang y McCabe no indica una influencia significativa de la geometría y configuración de cargas sobre las características de la curva R. En contraposición, Novak en Ref. (57) enfatiza que las curvas R correspondientes al Acero A572 (1.5 y 0.5" de espesor) obtenidas utilizando

probetas compactas, dependen de las dimensiones de las mismas. Si bien es posible que estas discrepancias en resultados experimentales se deban a que los materiales son diferentes o bien a diferencias en la implementación de los experimentos, no debe descartarse la posibilidad que uno o varios parámetros que afectan la física del proceso queden fuera de control durante las experiencias. El análisis de los datos obtenidos hasta la fecha parece indicar que la cuestión fundamental, en estos momentos, es detectar cuáles son los parámetros mecánicos que controlan el fenómeno de la propagación estable de fisuras en campos total o parcialmente plásticos. La identificación de estos parámetros no puede, por supuesto, ser dejada al azar sino que debe tener una fundamentación analítica. Consideremos, por ejemplo, la propagación estable bajo condiciones de plasticidad en pequeña escala. En este caso la atmósfera en la cual ocurre el fenómeno puede ser descripta con una buena aproximación a través del concepto de la longitud efectiva de fisura, a_{ef} , el cual posee un fuerte basamento analítico. La situación es considerablemente diferente cuando se considera la propagación estable de fisuras en campos parcial o totalmente plásticos. En estos casos la aproximación más directa la provee el enfoque de la Integral J cuyos resultados son la consecuencia de modelar al continuo elasto-plástico como un elástico no-lineal. Existen argumentos físicos suficientes para poder anticipar que el parámetro J describe apropiadamente la atmósfera elasto-plástica en el vértice de una fisura, SI NO SE PRODUCE EXTENSION ESTABLE DE LA FISURA. Si la fisura experimenta extensión estable, no es posible, por ahora, determinar

en qué grado J puede caracterizar la atmósfera de tensiones que acompaña al fenómeno de extensión. En efecto, más allá del hecho que, cuando se produce extensión de la fisura, se viola una de las hipótesis de la teoría de Hencky, es evidente que, físicamente, el comportamiento de un material elasto-plástico y de uno elástico no-lineal serán notablemente diferentes entre sí, una vez producida la extensión estable. En el caso de un material elástico no-lineal, las deformaciones locales en el volumen de material que es descargado por la extensión estable de la fisura son totalmente redistribuidas en el material circundante; en el caso del material elasto-plástico, gran parte de tales deformaciones no son recuperadas. Por lo tanto, los detalles de geometría, que pueden jugar un rol importante, en el fenómeno de extensión estable (59) (44) pueden llegar a ser diferentes en uno u otro caso. Si tal diferencia (probablemente otras) afectan o no la descripción del fenómeno puede ser sólo dilucidado por la vía experimental. Desgraciadamente, los resultados obtenidos hasta el momento no son conclusivos. En Ref. (60) McCabe presenta resultados para un acero y una aleación de aluminio, ensayados bajo condiciones de tensión plana, que indicarían que J_I es capaz de caracterizar el proceso de propagación estable bajo régimen plástico. Por otra parte, Novak, en Ref. (57) sugiere que sus experimentos sobre acero A572 implican serias limitaciones del actual "estado del arte" para tratar el mismo problema.

Resulta clara, entonces, la necesidad de efectuar una exploración sistemática sobre los efectos de diferentes parámetros, tanto

geométricos como asociados con el material, como así también de las técnicas experimentales, sobre el fenómeno de la extensión estable de fisuras bajo condiciones parcial o totalmente plásticas. En este sentido, los aspectos más importantes que necesitan ser clarificados son los siguientes:

- a) Caracterización de la resistencia o extensión estable sobre la base de análisis elasto-plástico.
- b) Efecto del espesor.
- c) Efecto de la tensión neta.
- d) Efecto de la geometría de la probeta, configuración de cargas aplicadas y métodos de aplicación de las mismas.
- e) Efecto de la resistencia del material sobre las características de la curva R.
- f) Características de las curvas R en materiales que presentan una temperatura de transición rotura frágil-rotura dúctil.
- g) Efecto de atmósferas agresivas.

III. 5 EL CRITERIO " J_{IC} "

III.5.1 Métodos Experimentales

III.5.1.1 Método Original de Landes y Begley (61)

El método experimental ideado por estos autores se basa en el hecho que, para un material elástico no-lineal es (16) (ver Ec. 74):

$$J = \frac{dU}{Bda} \quad (77)$$

donde U es la energía potencial, B el espesor del cuerpo y a la longitud de la fisura. Como es bien sabido, la energía potencial U es definida por (16):

$$U = B \int_A W \, dx \, dy - B \int_{S_T} \vec{T} \cdot \vec{u} \, ds \quad (78)$$

Siendo W la densidad de energía de deformación:

$$W = \int_0^{\epsilon_{mn}} \sigma_{ij} \, d\epsilon_{ij} \quad (79)$$

A es la superficie del cuerpo (supuesto plano), S_T la porción del contorno del cuerpo, en donde las cargas, T, son conocidas y u los desplazamientos de dichas cargas. Consideremos en algún detalle la determinación experimental de la energía potencial U (ver discusión asociada con Ecs. 38-41 y también II.5).

Consideremos un continuo elástico lineal o no-lineal plano sometido, por simplicidad, a una carga P . Sea δ el desplazamiento de esta carga. Es evidente que para una dada geometría la relación entre P y δ es característica del material. Consideremos para un dado continuo elástico dos geometrías "levemente" diferentes y sometidas a la misma configuración de carga. Obviamente cada geometría estará asociada con una cierta relación entre P y δ . Analicemos ahora las siguientes experiencias ideales:

a) Apliquemos la carga a cada una de las geometrías hasta obtener un mismo desplazamiento, δ_0 , tal como esquematiza la Fig. 51.

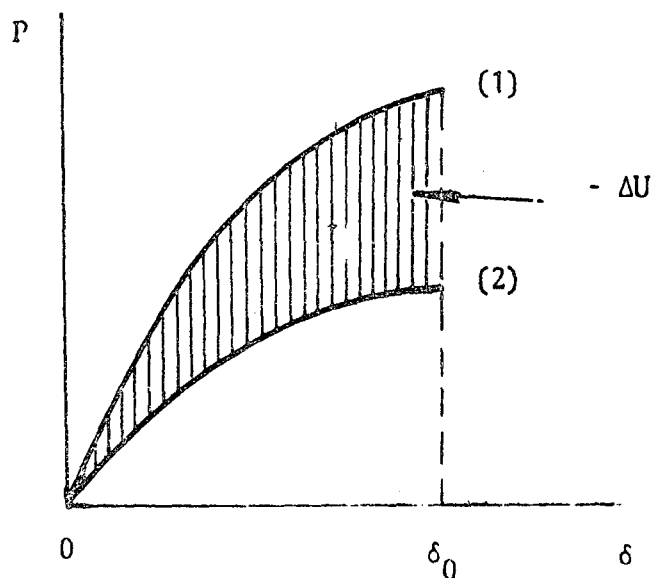


Figura 51: Para geometrías "levemente" diferentes el área sombreada es la variación de energía potencial entre el estado 1 y el estado 2 bajo condiciones de desplazamiento constante.

Queremos determinar cuál es la diferencia de energía potencial δU entre ambas geometrías para el valor $\delta = \delta_0$. Para un mismo desplazamiento, δ_0 , el continuo elástico se encontrará en dos estados, 1 y 2. Cada uno de los cuales está asociado con un valor de energía potencial, U_1 y U_2 , respectivamente. Como el continuo es elástico, los estados finales son independientes de las historias de cargas utilizadas para llegar al mismo. Es decir, el estado 2 puede ser alcanzado por el camino (0 $\rightarrow$ 2) y también por el camino (0 $\rightarrow$ 1 $\rightarrow$ 2). De esta manera, y utilizando este último camino, la energía potencial U_2 resulta de la Ec. (78):

$$U_2 = U_1 + \left[B \int_A W \, dx \, dy - B \int_{S_T} T \cdot u \, ds \right]_{(1)}^{(2)} \quad (80)$$

Donde la expresión entre corchetes es, obviamente, la diferencia de energía potencial entre el estado 1 y 2. Es fácil demostrar que, para el caso que estamos considerando, la integral sobre S_T es nula. Desde un punto de vista formal, esta demostración es inmediata, ya que el continuo pasa del estado 1 al 2 sin condiciones impuestas en la carga y, por lo tanto, S_T es nula. Desde un punto de vista físico, la demostración resulta del significado físico de la energía potencial dada por la Ec. (78). La integral de superficie en la Ec. (78) representa, evidentemente, el trabajo realizado por las fuerzas "internas" que mantienen el estado de equilibrio. La integral de borde, en la Ec. (78) representa el trabajo realizado por las fuerzas exteriores. De ahí que la energía potencial pueda considerarse como la energía disponi

ble. Cuando el continuo pasa del estado 1 al estado 2 los desplazamientos en el contorno permanecen constantes y, por lo tanto, las fuerzas exteriores no realizan trabajo. Por lo tanto, la variación de energía entre el estado 1 y 2 consiste totalmente en variación de energía "interna" de deformación:

$$U_2 - U_1 = B \int_A W \, dx \, dy \quad \left| \begin{array}{l} (2) \\ (1) \end{array} \right.$$

Ahora bien, la densidad de energía W está dada por la Ec. (70) y depende sólo del estado final de deformación. Por lo tanto:

$$U_2 - U_1 = B \int_A W_2 \, dx \, dy - B \int_A W_1 \, dx \, dy$$

donde W_1 es la densidad de energía para el estado 1. Como tanto el estado 1 como el 2 son estados de equilibrio que se alcanzan a través de sucesivos estados de equilibrio representados por las respectivas curvas (P, δ) es evidente, a partir de la Ec. (79), que el valor de $(B \int_A W \, dx \, dy)$ es igual al área bajo la curva (P, δ) correspondiente a cada geometría. Es decir que, bajo condiciones de desplazamiento constante, la energía potencial de un continuo elástico es igual al área bajo la curva (P, δ) y, para dos geometrías "levemente" diferentes, la variación de energía potencial es la diferencia entre tales áreas, Fig. 51.

b) Consideremos ahora el caso en que a ambas geometrías se les aplica la misma carga, P_0 , Fig. 52. Aquí podemos utilizar el mismo esquema de razonamiento que en el caso a). La diferencia es que, cuando el continuo pasa del estado 1 al 2 las fuerzas realizan trabajo y, entonces la energía potencial no es la energía de deformación dada por la Ec. (70). Para encontrar el valor de la energía potencial es conveniente utilizar otra expresión para la integral $(B \int_{S_T} \vec{T} \cdot \vec{u} \, ds)$. En el contorno S_T el equilibrio de fuerzas se representa por las fórmulas de Cauchy.

$$\sigma_{ij} n_j = T_i$$

donde σ_{ij} son los componentes del tensor de tensiones, n_j las componentes cartesianas de la normal a la superficie y T_i las componentes cartesianas de las tensiones aplicadas a la misma. Por lo tanto resulta:

$$B \int_{S_T} T_i u_i \, ds = B \int_{S_T} \sigma_{ij} u_i n_j \, ds$$

utilizando la fórmula de Gauss:

$$\int_S M_j n_j \, ds = \int_V \frac{\partial M_j}{\partial x_j} \, dx \, dy$$

resulta evidente que:

$$\int_{S_T} \sigma_{ij} u_i n_j ds = \int_{\Lambda} u_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} dx dy + \int_{\Lambda} \sigma_{ij} \epsilon_{ij} dx dy \quad (81)$$

donde $\epsilon_{ij} = 1/2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ son los componentes del tensor

de deformaciones. La primera integral en el miembro de la derecha de (81) es nula ya que, estando el cuerpo en equilibrio, se cumplen las ecuaciones $(\partial \sigma_{ij} / \partial x_j) (*)$. Por lo tanto, y finalmente, resulta:

$$B \int_S T_i u_i ds = B \int_{\Lambda} \sigma_{ij} \epsilon_{ij} dx dy \quad (82)$$

que es válida cuando las cargas están especificadas en S.

(*) Por simplicidad, se supone que las fuerzas de volumen son nulas.

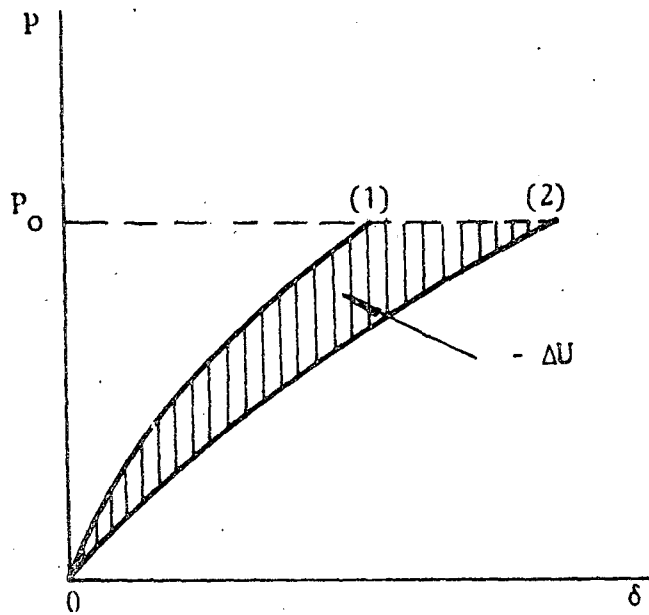


Figura 52: Para geometrías levemente diferentes, el área sombreada representa la variación de energía potencial entre el estado 1 y el estado 2, bajo condición de carga constante.

Cuando el continuo pasa del estado 1 al estado 2 las cargas están especificadas ($P = P_0$) y, por lo tanto, utilizando la Ec. (82) resulta que:

$$dU = B \int_A \left(\int_0^{\epsilon_{mn}} \sigma_{ij} d\epsilon_{ij} - \sigma_{mn} \epsilon_{mn} \right) dx dy \Big|_{(1)}^{(2)}$$

utilizando la igualdad $\sigma_{ij} \epsilon_{ij} = \int d(\sigma_{ij} \epsilon_{ij})$, resulta:

$$dU = -B \int (\epsilon_{ij} d\sigma_{ij}) dx dy$$

La integral $\int \epsilon_{ij} d\sigma_{ij}$ se denomina energía complementaria y para un continuo elástico es independiente de la historia de carga y depende sólo del estado final. Resulta obvio entonces, que la energía complementaria está dada por el área sobre la curva (P, δ) y, bajo condiciones de carga constante, la variación en energía potencial correspondiente a la utilización de geometrías levemente diferentes está dada por la diferencia entre ambas áreas, Fig. 52. Es decir, bajo condición de carga constante, la energía potencial es igual pero de signo contrario a la energía complementaria.

Los resultados anteriores fueron utilizados por Landes y Begley para llevar a cabo la determinación experimental de J_I . El método introducido por estos investigadores puede ser esquematizado a través de los siguientes pasos:

1) Determinación experimental de las curvas (P, δ) para probetas idénticas excepto la longitud de la fisura. Es conveniente enfatizar que δ es el desplazamiento de la carga P .

2) Determinación del área- $A_0, A_1, A_2, \dots, A_n$ bajo cada una de las curvas para valores particulares de $\delta_0, \delta_1, \delta_2, \dots, \delta_m$,

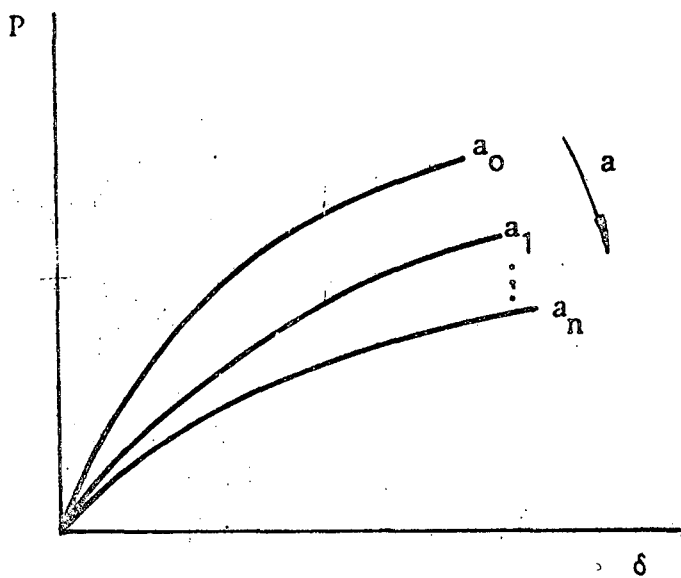


Figura 53: Paso 1 en el método experimental de Begley y Landes. La curva (P, δ) es obtenida para diferentes longitudes de la fisura ($a_0 < a_1 < a_2 < \dots < a_n$).

Fig. 54. Por lo visto más arriba, cada una de estas áreas representa la energía potencial asociada con el correspondiente valor de desplazamiento y de la longitud de la fisura.

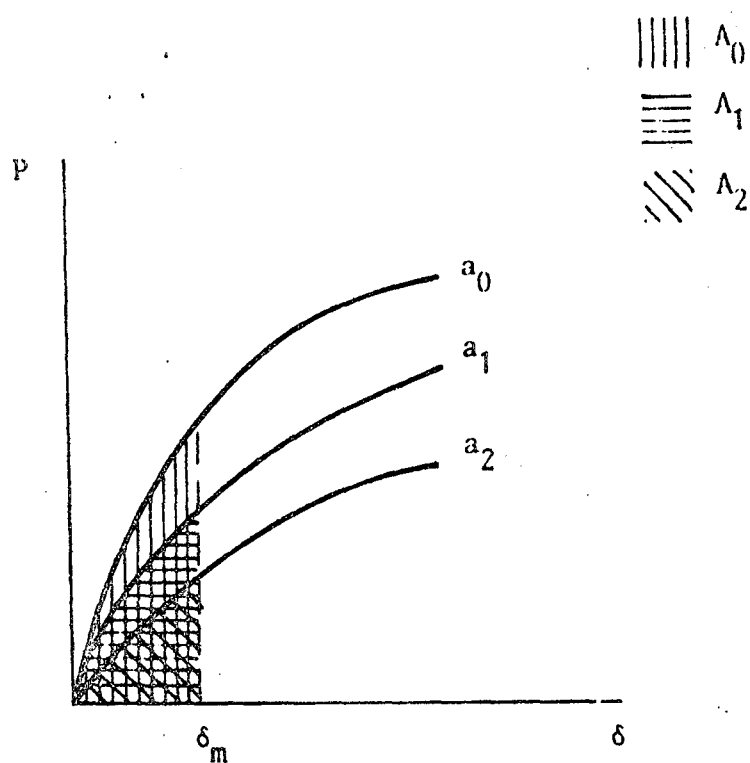


Figura 54: Paso 2 en el método de Begley y Landes: Para una serie de valores constantes de δ se determinan las áreas bajo las curvas correspondientes a cada longitud de la fisura.

3) Graficación del valor medido de las áreas (energía potencial), por unidad de espesor, B , en función de las longitudes de las fisuras y tomando los desplazamientos como parámetros. Fig. 55.

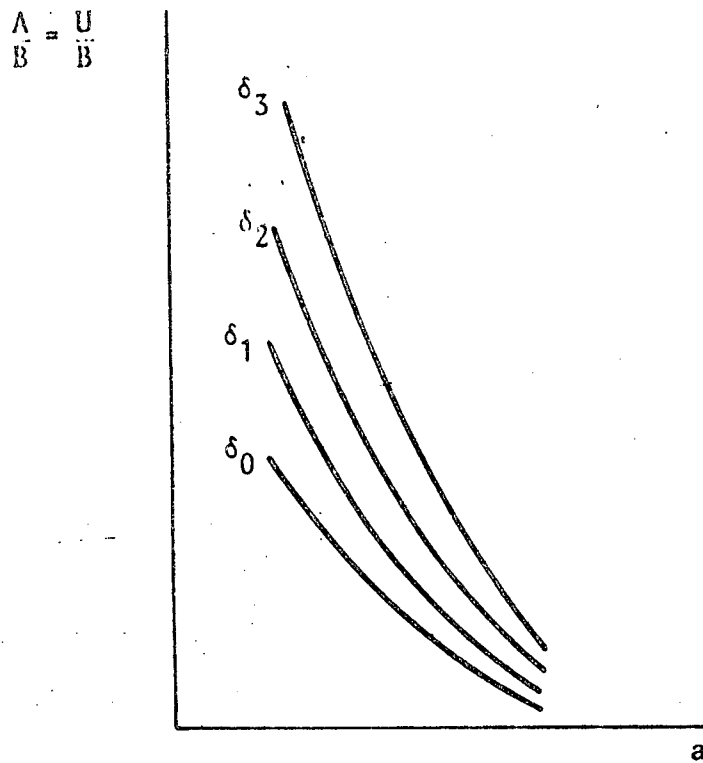


Figura 55: Paso 3 en el método de Begley y Landes: A partir de los datos de la Fig. 54, se grafica el valor de las áreas (energía potencial) divididas por el espesor, en función de las diferentes longitudes de fisura considerando el desplazamiento, δ , como parámetro.

4) Del gráfico obtenido en el paso 3 se obtiene la derivada $-\frac{1}{B} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial a} \right) \delta = + \frac{1}{B} \left(\frac{\partial U}{\partial a} \right) \delta = J_I(\delta)$. Ec. (77) y se la grafica en función del desplazamiento, δ , considerando la longitud de fisura, a , como parámetro, Fig. 56.

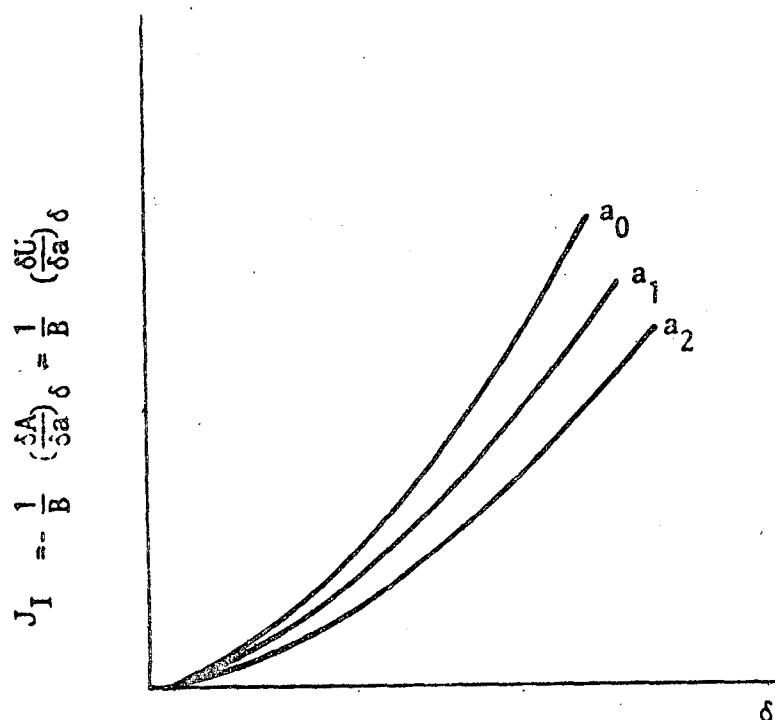


Figura 56: Paso 4 en el método de Begley y Landes. A partir de la Fig.55 se obtiene la derivada: $-\frac{1}{B} \left(\frac{\partial A}{\partial a} \right) = J_I$ y se grafica su valor en función de δ considerando la longitud de fisura, a , como parámetro.

De esta manera, el método de Begley y Landes permite

determinar una relación unívoca (para una dada longitud de la fisura, a) entre J_I y el desplazamiento de la carga, P . Es importante notar que en este método se supone que la fisura no sufre extensión estable cuando el cuerpo es cargado.

III.5.1.2 Método Experimental Basado en el Análisis de Rice, Paris y Merkle (62)

El método experimental ideado por Landes y Begley en Ref. (61) requiere el ensayo de varias probetas para la determinación de J_I en función de los desplazamientos.

El análisis presentado en la Ref. (62) posibilita, en cambio, obtener la misma relación utilizando sólo una probeta.

El método utilizado por Begley y Landes sugiere que J_I puede, también, ser expresado por:

$$B J_I = \int_0^{\delta} \left(- \frac{\partial P}{\partial a} \right) \delta \, d\delta \quad \text{ó} \quad B J_I = \int_0^P \left(\frac{\partial \delta}{\partial a} \right) P \, dP \quad (83)$$

Consideremos, ahora, cómo puede expresarse la Ec. (83) para algunas configuraciones experimentales en particular.

Placa de espesor B con dos fisuras de borde sometida a tensión uniforme σ

Supongamos que la tensión uniforme, σ , sea generada por la aplicación de una carga remota P y sea δ el desplazamiento de la misma cuando se carga el cuerpo. Para una placa elasto-plástica el desplazamiento δ puede descomponerse en una componente elástica, δ_{el} , y en otra plástica, δ_{pl} :

$$\delta = \delta_{el} + \delta_{pl} \quad (84)$$

Supongamos que las fisuras tengan una profundidad tal que el ligamento entre los vértices de las mismas, de ancho b , esté totalmente sometido a deformación plástica. Experimentalmente, esta condición puede ser, generalmente, satisfecha si b es mucho menor que la longitud de la fisura, a . Bajo estas condiciones, un simple análisis dimensional lleva a la conclusión que δ_{pl} debe ser una función de (P/b) de la forma:

$$\delta_{pl} = b \cdot f(P/b) \quad (85)$$

Introduciendo (84) en la segunda de las Ecs. (83) y utilizando, además, la Ec. (85), una integración por partes conduce a:

$$J_I = \frac{1}{B} \int_0^P \left(\frac{\partial \delta_{e1}}{\partial a} \right) P \, dP + \frac{1}{Bb} \left| 2 \int_0^{\delta_{p1}} P \, d\delta_{p1} - P\delta_{p1} \right|$$

El primer término del segundo miembro es la variación de energía potencial por unidad de superficie de fisura considerando, únicamente, la componente elástico-lineal del desplazamiento y es, por definición, la fuerza de Griffith, G_I (ver II.2). Es decir,

$$J_I = G_I + \frac{1}{Bb} \left| 2 \int_0^{\delta_{p1}} P \, d\delta_{p1} - P\delta_{p1} \right| \quad (86)$$

Para el caso de un material elasto-plástico la pendiente inicial de la curva (P, δ) es constante. Esta parte lineal de la curva (P, δ) no es otra cosa que la componente elástica de la misma, (P, δ_{e1}) . La extrapolación de esta recta permite estimar para cualquier punto de la curva (P, δ) la componente plástica del desplazamiento, $\delta_{p1} = \delta - \delta_{e1}$. Por lo tanto, el factor entre corchetes en la Ec. (86) puede ser fácilmente estimado a partir de la curva experimental (P, δ) . Por otra parte, el término G_I puede ser calculado utilizando los métodos conocidos de la Fractomecánica-Lineal. Sobre la base de estos resultados se sugiere en la Ref. (62) que, puede ser asociado con un valor de J_I .

Fisura profunda sometida a flexión

En la Ref. (62) se analiza, también, el caso de una fisura de borde profundo en una placa sometida a flexión. Nuevamente, para este caso se supone que el ancho del ligamento, b , es mucho menor que la longitud de la fisura, de tal manera que todo el material deformado plásticamente esté confinado en el ligamento. Para esta configuración el trabajo elemental de las cargas aplicadas es $(M.d\theta)$ donde M es el momento flector y θ el ángulo de rotación de la cupla equivalente. Por lo tanto la expresión para J_I , equivalente a la segunda expresión de las Ecs. (83) es:

$$J_I = \frac{1}{B} \int_0^M \left(- \frac{\partial \theta}{\partial b} \right) M \, dM \quad (87)$$

en donde se ha reemplazado da por $(-db)$. Es conveniente para el análisis, separar el ángulo θ en dos componentes: una, θ_0 , la componente de rotación correspondiente a la misma configuración pero sin fisura y la otra, θ_f , que es el incremento en θ_0 debido a la presencia de la fisura.

$$\theta = \theta_0 + \theta_f$$

Si el ancho del ligamento, b , es la única longitud característica de la geometría utilizada, un análisis dimensional indica que debe ser:

$$\theta_f = f(M/b^2)$$

donde la función f contiene los parámetros mecánicos característicos del material (E , σ_y , o equivalentes). Teniendo en cuenta que, evidentemente, es $(\partial\theta/\partial b) = (\partial\theta_f/\partial b)$, resulta:

$$\left(-\frac{\partial\theta}{\partial b}\right)_M = \left(-\frac{\partial\theta_f}{\partial b}\right)_M = \frac{2M}{b^3} f' \left(\frac{M}{b^2}\right) = \frac{2M}{b} \left(\frac{\partial\theta_f}{\partial M}\right)_b$$

Sustituyendo esta última expresión en Ec. (87) e integrando se obtiene:

$$J_I = \frac{2}{Bb} \int_0^B M d\theta_f \quad (88)$$

La Ec. (88) es, simplemente, el trabajo de las cargas aplicadas considerando únicamente las deformaciones (desplazamientos) producidos por la presencia de la fisura. Es decir que si la flexión del ligamento es producida a través de la aplicación de una carga P (como es el caso de la probeta fle

xionada en tres puntos) la Ec. (88) se transforma en:

$$J_I = \frac{2}{Bb} \int_0^{\delta_f} P \cdot d\delta_f \quad (89)$$

donde δ_f es el desplazamiento de la carga P debido a la presencia de la fisura. Como se hace notar en la Ref. (62), la expresión (89), simplemente, es proporcional al área bajo la curva (P, δ_f) y es fácilmente obtenible por vía experimental. Un caso particular de mucho interés es el de la probeta compacta. Para fisuras profundas ($a/W > 0.6$) resulta, para estas probetas, $\delta_o \ll \delta_f$ y, por lo tanto y en muy buena aproximación, el valor de J_I puede ser estimado directamente de la curva experimental (P, δ) . Es conveniente hacer notar que, para el caso de una probeta flexionada en tres puntos, el desplazamiento δ_o es comparable con δ_f . En este caso el método experimental debe ser capaz de eliminar δ_o . Como δ_o incluye una componente plástica, dicha eliminación puede estar asociada con errores considerables. Finalmente, es necesario enfatizar que el análisis de Rice, Paris y Merkle supone que la fisura no sufre extensión estable cuando el cuerpo es cargado. Más adelante veremos el error que esta suposición implica. En Ref. (62) se presentan expresiones análogas a las Ecs. (86) y (89) por otras configuraciones de uso menos común.

III.5.2. Resultados Experimentales

Tanto en el método experimental introducido en Ref. (61) como el que sugiere el análisis de Rice, Paris y Merkle (62), cada punto de la curva (P, δ) es asociado con un valor de J_I . Es decir, que una curva (P, δ) provee "infinitos" valores de J_I . La cuestión es cuál de estos valores debe ser elegido para caracterizar la fractoténacidad del material. En el caso del criterio K_{IC} la situación es totalmente similar: la curva (P, v) provee también infinitos valores de K_I . Hemos visto que la ASTM, a través de la norma E 399, sugiere que de estos infinitos valores el que puede ser elegido para caracterizar al material es el que le corresponde una extensión de la fisura del 2%. Como hemos visto, este criterio es fácilmente practicable porque, dentro del esquema de la fractomecánica-lineal, una desviación de la linealidad en la curva (P, v) se interpreta como una extensión de la fisura (si se cumple que $P_{\max}/P_Q < 1.1$). La situación es diferente en el caso del esquema ofrecido por la integral J , porque, en este caso, la no linealidad en la curva (P, δ) no implica, necesariamente, la presencia de extensión de fisura sino, también, la presencia de un campo elasto-plástico el cual, justamente, se intenta caracterizar a través de J_I .

III.5.2.1 Criterio de Begley y Landes (63)

En la primera determinación experimental de J_I realizada por Begley y Landes en Ref. (61), el valor de J_{IC} (el valor de J_I "crítico") fue calculado para el punto de máxima carga de la curva (P, δ). Los valores de J_{IC} así determinados, pudieron ser considerados "válidos", en el sentido que se encontró una buena correspondencia entre los mismos y los valores de (K_{IC}^2/l) correspondientes a cada material ensayado. Sin embargo, esa correspondencia puede ser, ahora, considerada como "afortunada". El hecho es que, para los materiales ensayados en la Ref. (61) y para las condiciones de ensayo utilizadas, no se produce extensión de la fisura para cargas inferiores a la máxima. En este sentido existen resultados experimentales que demuestran que la ocurrencia o no de extensión estable de la fisura para cargas inferiores a la máxima, depende tanto del material como del tipo de probeta y de las condiciones de ensayo, (63), (64) y (65). Desde un punto de vista físico, lo más razonable sería considerar como "crítico" el valor de J_I asociado con el punto de la curva (P, δ) en el cual comienza la extensión estable de la fisura. La adopción de este criterio implica la determinación de la curva R del material caracterizada, ahora, en función de J_I y que es, generalmente, denominada curva ($R-J_I$).

La primera determinación experimental de la curva ($R-J_I$) fue llevada a cabo por Landes y Begley en 1974 (63) en un intento de establecer un método experimental para la determinación de J_{IC} . El método experimental utilizado por Landes y Begley es relativamente simple. El

mismo consiste en el ensayo de varias probetas (cuatro a seis) "idénticas" y con fisuras suficientemente largas para aplicar el método de Ref. (61). Las probetas son ensayadas de la siguiente manera: cada una es cargada hasta un cierto desplazamiento que se elige apropiadamente. Para cada probeta este desplazamiento es diferente, de tal manera, que con las probetas ensayadas se cubre el rango de desplazamientos correspondientes a un ensayo a la rotura total (separación) de la probeta. Una vez que cada probeta es cargada hasta su respectivo desplazamiento, es descargada y sometida a un teñido por temperatura (heat tinting) el cual, para aceros, puede ser efectuado calentando la probeta a unos 300°C por diez minutos. Luego de este proceso cada probeta es cargada nuevamente hasta la rotura, procediéndose a la inspección de la superficie de fractura. En Ref. (63) los autores indican que el proceso de teñido por temperatura permite detectar fácilmente la existencia y magnitud de extensión estable, correspondiente al desplazamiento a que ha sido cargada la probeta. Landes y Begley han hecho notar en Ref. (63) que, sistemáticamente, el teñido por temperatura deja al descubierto dos zonas bien diferenciadas en lo que se debiera interpretar como extensión de la fisura. Una, adyacente al vértice de la fisura y que no está asociada con la extensión de la fisura sino con la apertura plástica que experimenta el vértice de la misma cuando es cargada. La magnitud de esta apertura plástica es convencionalmente denominada COS (por "Crack Opening Stretch"). La Fig. 57 esquematiza la apertura plástica de la fisura. La Fig. 57b muestra, de acuerdo a la interpretación de Landes y

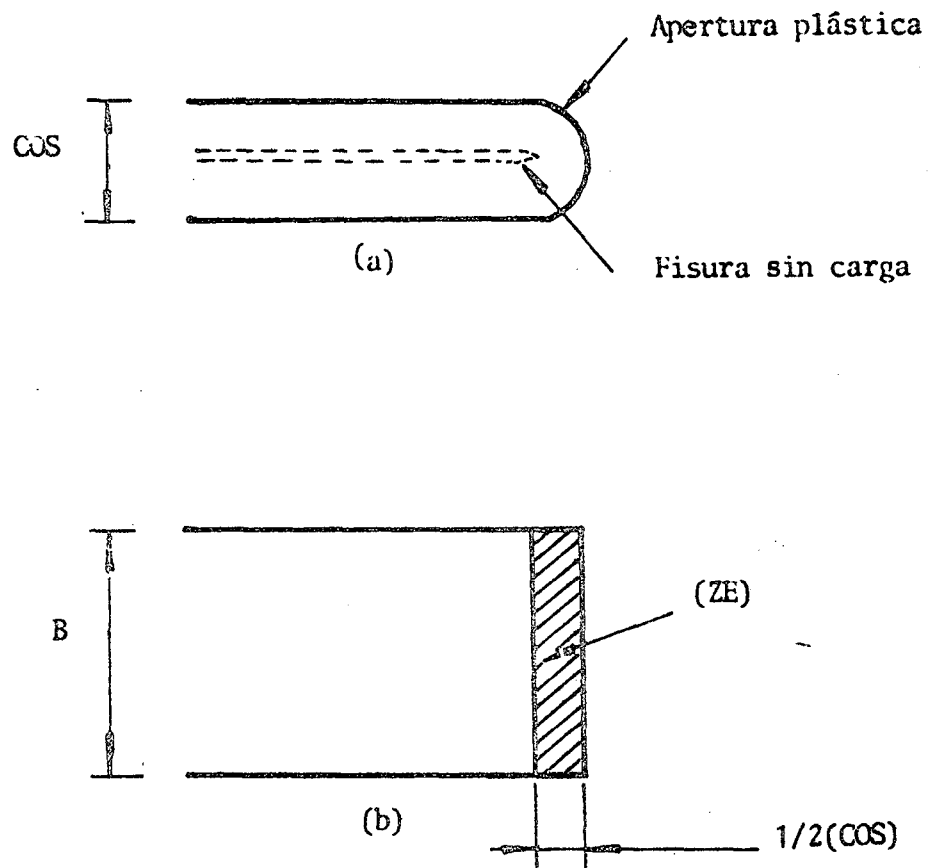


Figura 57: a) El vértice de la fisura en un material elasto-plástico experimenta una apertura plástica tomando una forma circular de diámetro (COS).
b) En técnica del teñido por temperatura pone en descubierto a (ZE), asociada con la apertura.

Begley, la extensión aparente de la fisura causada por la apertura plástica. A esta zona de extensión aparente la denominaremos Zona de Estiramiento (ZE) y su ancho es, aproximadamente, $1/2 (\cos)$.

La otra zona, puesta en descubierto por el teñido por temperatura, no siempre está presente y es contigua a la zona (ZE). Esta zona es interpretada en Ref. (63) como la asociada con la extensión real de la fisura. Desgraciadamente, la demarcación entre la zona (ZE) y la producida por la extensión real de la fisura no es siempre lo suficientemente nítida. Esta circunstancia experimental llevó a Landes y Begley a incluir en la determinación de la extensión de la fisura, Δa , el ancho de la zona (ZE). Este valor de Δa es correlacionado con el correspondiente valor de J_I , determinado para cada probeta utilizando la Ec. (89) sugerida por el análisis de Rice, Paris y Merkle. Debido a que la zona (ZE) $\sim 1/2 (\cos)$ está incluida en la determinación de Δa , es conveniente establecer una relación funcional entre $\cos$ y J_I . Esto es sencillo si se utiliza el modelo de Dugdale (67) para la zona plástica asociada con el vértice de una fisura (38). Por simplicidad, consideremos un continuo elástico-perfectamente plástico, es decir, un elástico cuya tensión de fluencia plástica es constante, σ_y .

En el modelo de Dugdale la zona plástica, de dimensión r_p , asociada con una fisura de longitud a , es representada por una fisura de longitud $(a + r_p)$ sobre cuya superficie actúa una tensión uniforme,

$(-\sigma_y)$, en la región $0 > x > -r_p$, Fig. 58.

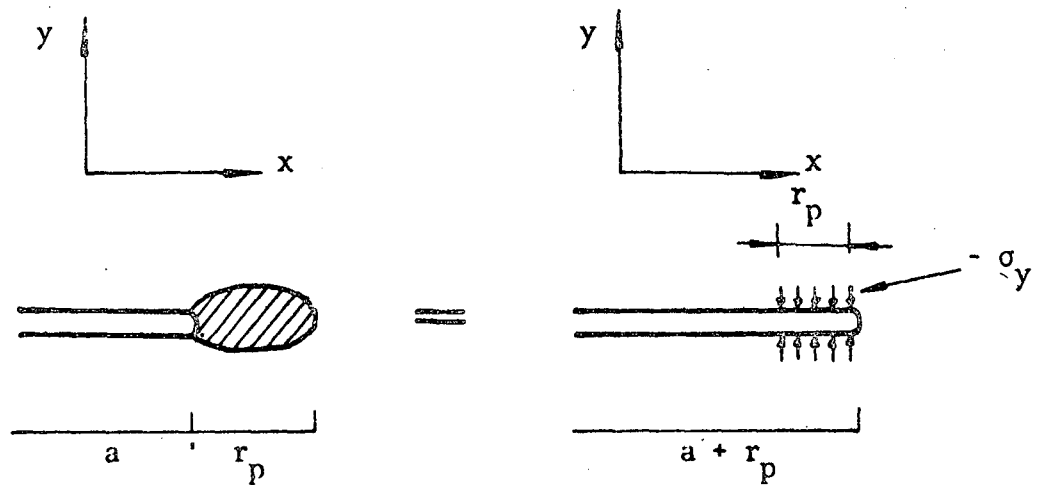


Figura 58: Modelo de Dugdale para describir la zona plástica (67).

Consideremos ahora el valor de la integral J_I para la fisura de longitud $(a + r_p)$ para el contorno Γ que parte sobre la superficie inferior en $(x = -r_p)$, recorre esta superficie hasta $(x = 0)$, volviendo sobre la superficie superior hasta $(x = r_p)$. La expresión para J_I resulta

$$J_I = \int_{\Gamma} W \, dy - T_i \frac{du_i}{dx} \, ds$$

Pero el contorno Γ elegido el primer término de la integral, es nulo puesto que, en Γ , es $dy = 0^{(*)}$. Por otra parte, sobre el contorno es $T_i = T_y = \sigma_y$. Por lo tanto, siendo $ds = dx$ resulta

$$\begin{aligned} J_I &= +\sigma_y \int_{\Gamma} \frac{du_y}{dx} \, dx = \sigma_y \left| \int_x^0 = -r_p \, du_y + \int_0^{x=r_p} du_y \right| = \\ &= \sigma_y \left| u_y \right|_{x=-r_p} + u_y \left|_{x=r_p} = \cos \cdot \sigma_y \end{aligned}$$

Es decir

$$\cos = \frac{J_I}{\sigma_y} \quad (90)$$

y

$$(ZE) = \frac{J_I}{2\sigma_y} \quad (91)$$

(*) Recuérdese que el contorno Γ y las coordenadas x e y en la expresión de J_I , se refieren al estado no deformado del continuo.

Como se ha hecho notar en Ref. (61), la evaluación de J_I utilizando el área bajo la curva (P, δ) cuando existe extensión estable de la fisura, provee valores superiores que los reales. En efecto, consideremos, en primer lugar, el caso de una fisura de longitud a_0 que a medida que es cargada crece hasta alcanzar una longitud a_1 . Supongamos que el continuo es frágil, es decir, durante la extensión de la fisura no se produce deformación plástica y, por lo tanto, variaciones de la pendiente de la curva (P, δ) son debidas, exclusivamente, a variaciones en la longitud de la fisura; Fig. 59. Supongamos que el valor de J_I es evaluado para el punto (P_0, δ_0) en la curva (P, δ) . Experimentalmente, para calcular J_I se utiliza el valor del área $(0-2-1-\delta_0)$ cuando, en realidad, debiera utilizarse el área asociada con a_1 , $(0-1-\delta_0)$. Por lo tanto, el área $(0-2-1-\delta_0)$ es una medida de la magnitud de la sobrevaluación del valor de J_I . La Fig. 60, totalmente similar a la anterior, esquematiza la sobrevaluación del valor de J_I cuando la extensión de la fisura va acompañada de deformación plástica. Obsérvese que la magnitud del error aumenta con la extensión estable de la fisura.

La Fig. 61 presenta la forma de la curva (R, J_I) anticipada por Begley y Landes en Ref. (61) teniendo en cuenta que: a) en la extensión de la fisura, Δa , se incluye el ancho de la zona $(ZE) \sim 1/2 \cos = 1/2 (J_I / \sigma_y)$ y b) la sobrevaluación del valor de J_I debida a la extensión estable de la fisura. La forma de la curva "real" (R, J_I) es, por supuesto, una suposición basada en la experiencia recogida de la curva (R, G_I) .

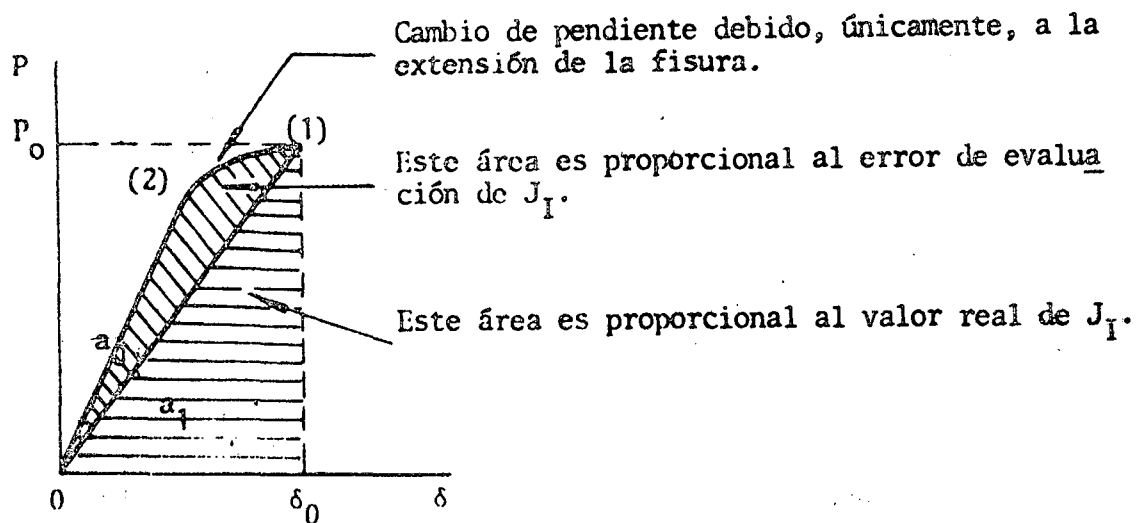


Figura 59: Error en la estimación de J_I en el caso que la fisura se extiende en ausencia de deformación plástica.

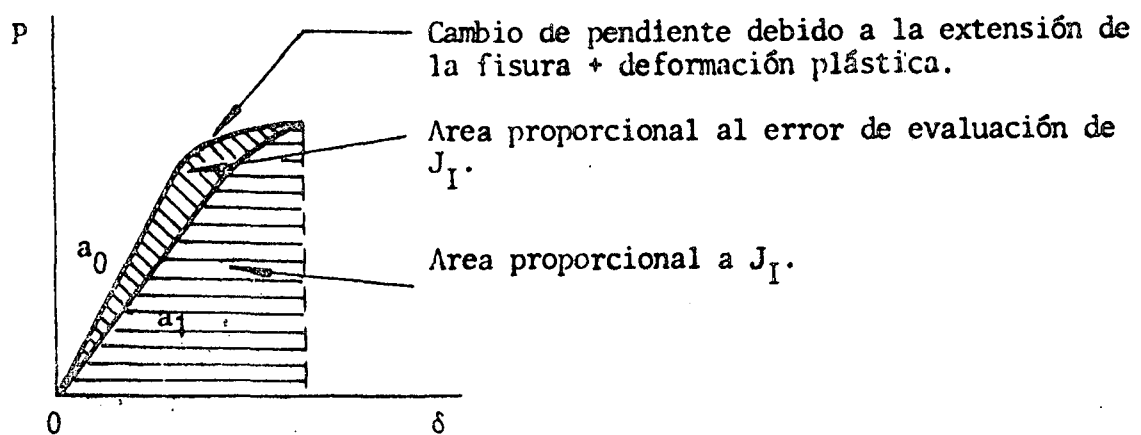


Figura 60: Error en la estimación de J_I en el caso que la extensión estable de la fisura ocurre en presencia de deformación plástica.

la Fig. 62 presenta parte de los datos experimentales obtenidos en Ref. (61) en acero A216 ensayado a 120°C. Se observa una excelente correlación entre los datos experimentales y los anticipados en la Fig. 61.

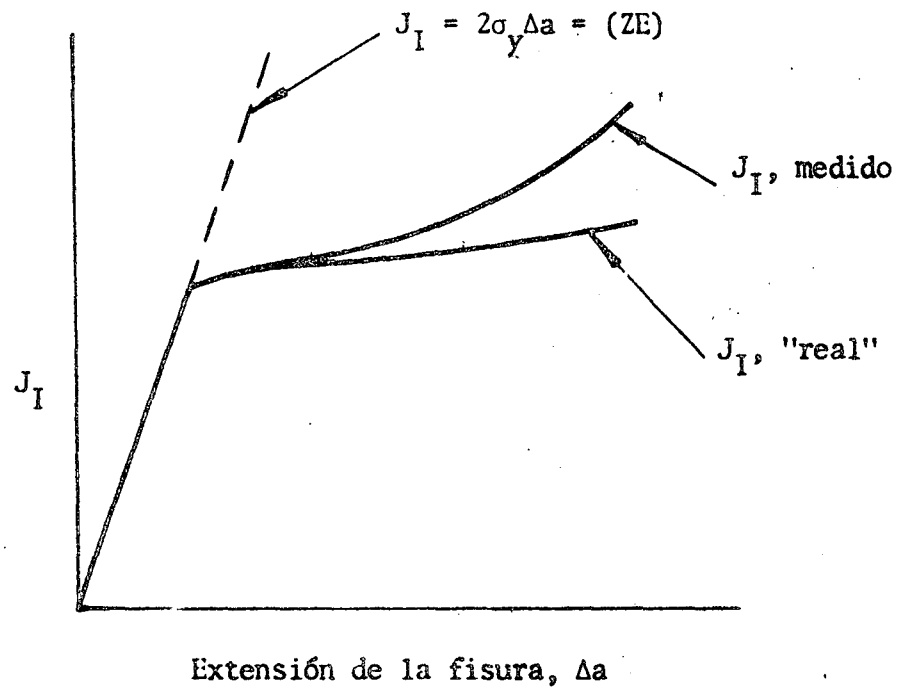


Figura 61: Forma de la curva (R, J_I) anticipada por Begley y Landes. Ref. (61).

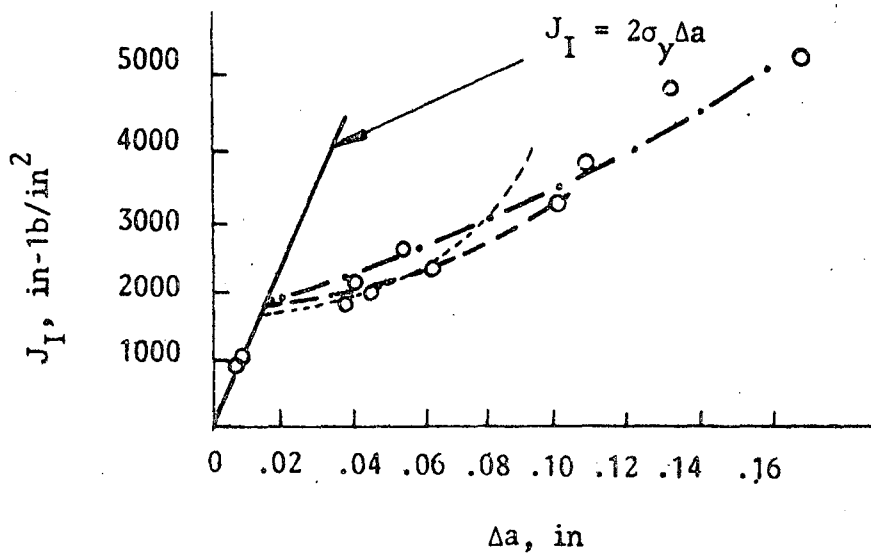


Figura 62: Datos de Begley y Landes (61) sobre acero A216 ensayado a 120°C utilizando probetas compactas. Espesor: (---): 50 mm; (- - -): 76 mm; (- · -): 10 mm.

El criterio propuesto por Begley y Landes en Ref. (61) consiste en considerar como valor "crítico" de J_I , J_{IC} , el correspondiente a la iniciación de la extensión real de la fisura. En la Fig. 61, el valor de J_{IC} sería el correspondiente a la intersección de la curva (R, J_I) con la recta que representa la zona (TE), $J_I = 2\sigma_y \Delta a$. De esta manera, el criterio de Begley y Landes obvia el error de estimación en J_I debido a la ocurrencia de extensión estable. Los datos obtenidos en Ref. (61) utilizando probetas de diferentes geometrías, indicarían la validez

del criterio propuesto. Por ejemplo, la siguiente tabla muestra los valores de J_{IC} obtenidos por Landes y Begley sobre acero A216 utilizando el criterio anterior sobre probetas de diferentes geometrías (F3P indica probeta flexionada en tres puntos y la denominación XT CT indica probetas compactas con $(H/W) = 0.6$ y espesor X).

Probeta	Valor de J_{IC} según el criterio de Landes y Begley, (in.lb/in ²), Ref. (61)
F3P (12x12mm)	2150
F3P (25x50mm)	2000
1T CT	1800
2T CT	1600
3T CT	1750
4T CT	1650

Es interesante analizar cuál sería el valor de J_{IC} si se considera el valor de J_I asociado con diferentes extensiones de fisuras. La siguiente tabla, extraída de Ref (61), muestra los resultados

de este análisis para el mismo material (Acero A216) considerado en la Tabla anterior.

Valores de J_{IC} para Acero A216 ensayado a 120°C considerando diferentes valores de Δa . J_{IC} en (in.lb/in ²)				
Probeta	$\Delta a = 2\% a_0$	$J_{IC} = \sigma_y \Delta a$	$\Delta a = .5 \text{ mm}$	$\Delta a = 1 \text{ mm}$
F3P (12x12mm)	700	3500	2250	2750
F3P (25x50mm)	2150	 (*)	2150	3000
1T CT	1950	2800	1950	2550
2T CT	1900	1800	1700	1950
3T CT	2250	2000	1850	2150
4T CT	3000	2100	1800	2200

(*) La curva (R, J_I) no corta a la recta $J_I = \sigma_y \Delta a$.

III.5.2.2 Equivalencia entre K_{IC} y J_{IC} . Resultados de W.A.Logsdon (68)

Lo interesante de los resultados obtenidos por este

autor es que los mismos fueron hallados ensayando cinco tipos de aceros para ejes de alta calidad y para los cuales ya existían datos de los valores de K_{IC} en un amplio rango de temperatura. Este rango cubre las temperaturas asociadas con rotura por clivaje (frágil) como así también temperaturas para las que la rotura es totalmente dúctil.

Los valores de J_{IC} son determinados por Logsdon utilizando la técnica y el criterio propuesto por Begley y Landes en Ref. (63) y discutidos en III.5.2.1.

Como ejemplo, la Fig. 63 muestra los resultados obtenidos por Logsdon ensayando el acero A470 Cr-Mo.V. La curva en esta figura representa la variación con la temperatura de la fractotenacidad, K_{IC} , determinada utilizando la norma E 399-72. Se observa una excelente correlación entre K_{IC} y los valores deducidos a través de la relación ($J_{IC} \cdot E = K_{IC}^2$).

Uno de los motivos fundamentales para intentar establecer un criterio elasto-plástico para caracterizar la propagación de una fisura, es la posibilidad de predecir sobre bases racionales las condiciones para la falla por rotura de componentes estructurales en presencia de considerable de formación plástica (como el caso de ejes, calderas o tuberías de transmisión de fluidos). Además, resulta extremadamente interesante la posibilidad de caracterizar materiales utilizando probetas de pequeñas dimensiones y equipos de ensayo de reducida capacidad. La Fig. 64 muestra el poder del criterio J_{IC} en este sentido. Para el material ensayado (fundición de acero A217 2,25 Cr-Mo)

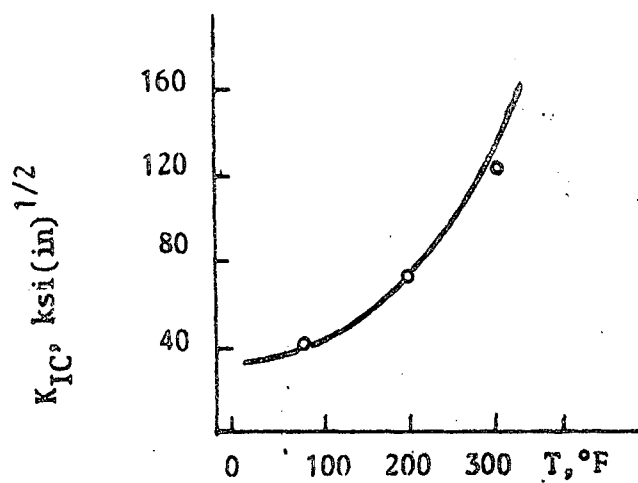


Figura 63: Datos de logsdon (68) para el acero A470 Cr-Mo.V. La curva representa los valores válidos de K_{IC} . los puntos, los valores de K_{IC} deducidos a partir de los valores de J_{IC} .

no resulta factible, tanto desde el punto de vista económico como experimental, la determinación de K_{IC} utilizando la norma E 399 para temperaturas superiores a -50°F (-45°C). La Fig. 64 indica la posibilidad cierta de caracterizar la fractoténacidad del material bajo condiciones para las que la norma E 399 no es aplicable.

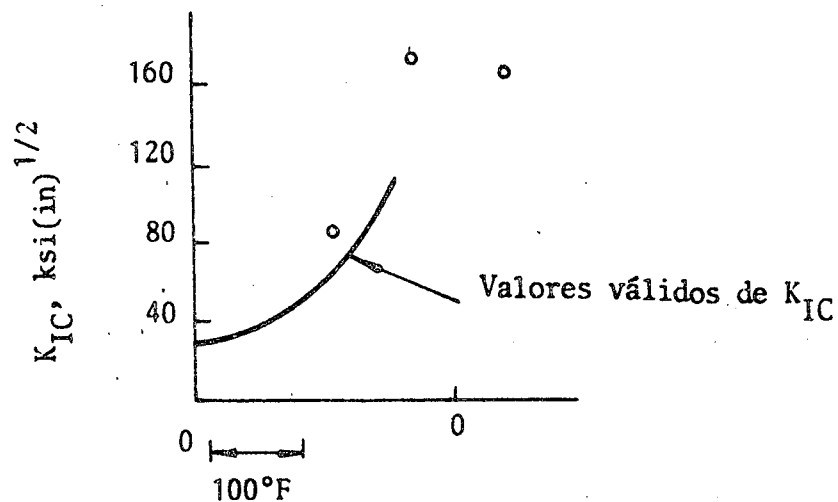


Figura 64: Los resultados obtenidos por Logsdon (68) para la fundición de acero A217, 2,25 Cr-1Mo muestra la posibilidad de determinar la fractoténacidad del material bajo condiciones para las que la norma E 399 no es aplicable.

Un aspecto particularmente interesante de la Ref. (68) es el análisis de los valores de J_{IC} obtenidos bajo condiciones tales que la obtención de un valor válido de K_{IC} exige la utilización de probe

tas con un espesor de 20 cm. En la Fig. 65 la curva representa la variación de K_{IC} con la temperatura para el acero A471 Ni-Cr-Mo-V en el rango de temperatura de -200°F (-295°C). Para temperaturas superiores a 75°C el cumplimiento de la norma E 399 exigió la utilización de probetas compactas, BT CT₂, con un espesor de 20 cm. En la misma figura, los círculos indican los valores de K_{IC} deducidos a partir de los valores de J_{IC} obtenidos utilizando el criterio de Begley y Landes. Puede observarse que los mismos son considerablemente inferiores a los valores de K_{IC} (E 399).

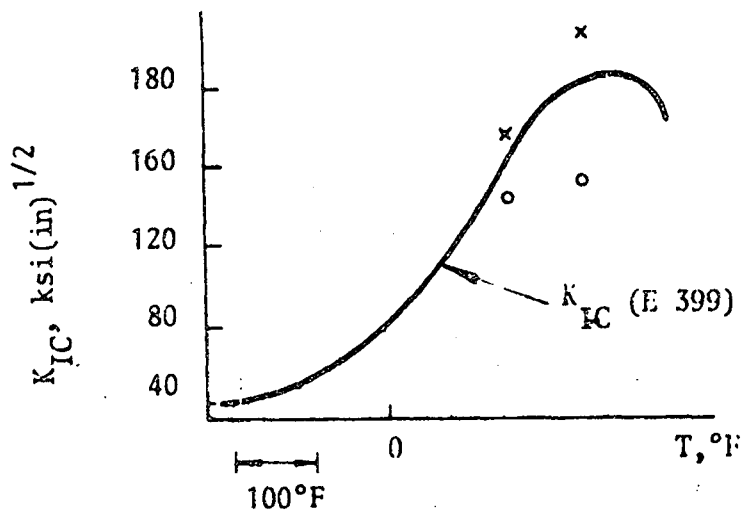


Figura 65: Los círculos representan los valores de $K_{IC}(J_{IC})$ utilizando el criterio de Begley y Landes. Las cruces son los valores de $K_{IC}(J_{IC})$ considerando $\Delta a = 0.02a_0$ (68).

Esta aparente discrepancia es explicada por Logsdon de la siguiente manera: Los valores de K_{IC} obtenidos a partir de J_{IC} (criterio de Begley y Landes) son determinados para la condición ($\Delta a = 1/2 |J/\sigma_y|$) la cual implica la inexistencia de extensión real de la fisura. Por otra parte, los valores de K_{IC} obtenidos utilizando la norma E 399, corresponden a una extensión efectiva de la fisura del 2% de la longitud inicial. Para una temperatura de 150°F la determinación de K_{IC} (E 399) fue llevada a cabo con probetas de 6" de espesor. Como la norma E 399 especifica una longitud de fisura inicial aproximadamente igual al espesor, puede deducirse que los valores de K_{IC} para estas probetas corresponden a una extensión efectiva de la fisura de 0.12". Considerando, ahora, la curva (R-J) para este material, obtenida a 150°F, el valor de J_I correspondiente a una extensión $\Delta a = 0.12"$ resulta ser de 990 lb/in. A este valor de J_I le corresponde un valor de K_I (denominado Fractoténacidad Equivalente (FE)) de 180 ksi (in)^{1/2}. Un análisis similar puede llevarse a cabo con la medición efectuada a 250°F. Los valores respectivos de (FE) están indicados en la Fig. 65 por cruces. La correlación entre los valores de (FE) y de K_{IC} (E 399) indicaría la validez del razonamiento de Logsdon.

III. 5.2.3. la determinación de J_{IC} utilizando una sola probeta.

Trabajo de Clarke, Andrews, Paris y Schmidt (43)

En este trabajo se propone una técnica experimental para la determinación de J_{IC} considerablemente diferente a la de Begley y Landes. El método utilizado en Ref. (43) consiste en el ensayo de una probeta compacta con una relación (a/W) mayor que 0.7. Durante el ensayo la extensión estable de la fisura es determinada midiendo el cambio de rigidez de la probeta (que es función de a). Este método requiere un sofisticado montaje de la probeta en la máquina de ensayo como así también una electrónica delicada. Baste decir que, con este método, los autores pueden apreciar un incremento de longitud de la fisura de 0,025 mm. De esta manera, la curva (R-J) para una dada temperatura, es obtenida mediante el ensayo de una sola probeta. Además de introducir un nuevo y promisorio método experimental, en la Ref. (43) se analiza, a través del ensayo de, aproximadamente, 70 probetas de acero A469, con espesores de 0.5, 1.0 y 2.0 pulgadas, el efecto de adoptar diferentes criterios para la determinación de J_{IC} . Los criterios analizados fueron tres: en el CRITERIO I el valor de J_{IC} se determina considerando la primera detección de extensión de la fisura ($\Delta a \approx 0.025$ mm); el CRITERIO II determina como valor J_{IC} el valor de J_I correspondiente a $\Delta a = 1/2(J_I/\sigma_y)$ (criterio de Landes y Begley); finalmente, en el criterio III el valor de J_{IC} se determina cuando se produce la separación total de la probeta. La Fig. 66 muestra los valores de K_{IC} calculados a partir de los valores de J_{IC} obtenidos según los tres criterios anteriores. Puede observarse que, para temperaturas inferiores a 100°F, los tres criterios proveen, esencialmente, el mismo valor de K_{IC} (J_{IC}). Sin embargo, cuando la temperatura

de ensayo es superior a 100°F, el CRITERIO III provee un valor de K_{IC} (J_{IC}) que aumenta con la temperatura mientras que, para los otros dos criterios, la fractoténacidad es, prácticamente, constante. Es conveniente hacer notar que por debajo de 100°F el tipo de rotura observada para el material ensayado es del tipo de clivaje.

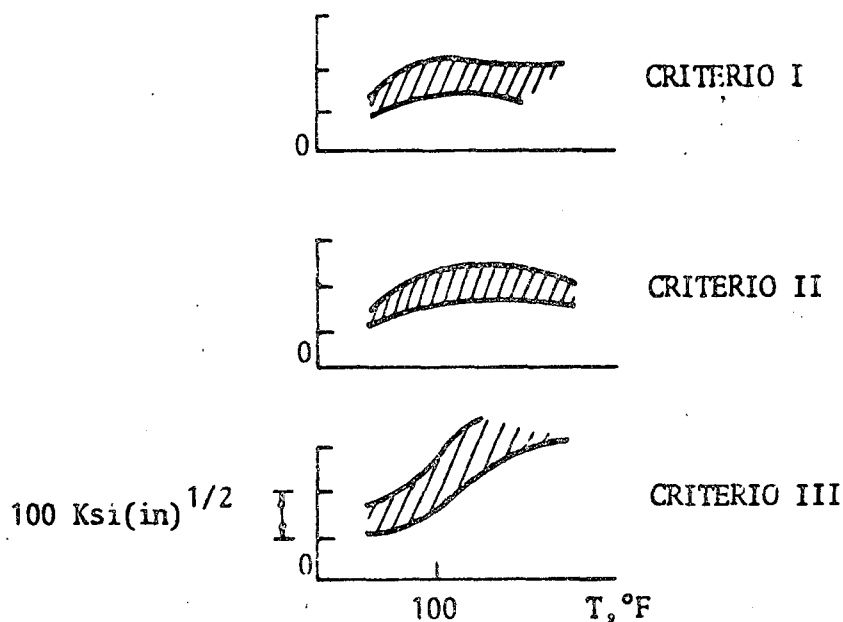


Figura 66: Efecto de diferentes criterios sobre la dependencia de K_{IC} (J_{IC}) con la temperatura. (43)

III.5.3 Efectos de "tamaño" en el criterio J_{IC}

Debido a la juventud de la formulación de la Integral J,

no existe, todavía, una cantidad suficiente de datos experimentales que permita enunciar detallada y rigurosamente las condiciones de validez para un criterio J_{IC} . Obviamente, dado que la Integral J resulta de una descripción idealizada del comportamiento mecánico de un continuo elasto-plástico, resulta imprescindible determinar dentro de qué condiciones experimentales tal descripción es válida. El criterio general de validez, actualmente en uso, fue propuesto por Paris durante la discusión del trabajo de Landes y Begley (39). Los argumentos de Paris son los siguientes: consideremos el criterio sugerido por la Norma E 399-74 para establecer la existencia de un estado de deformación plana en la determinación de la fractoténacidad K_{IC} , es decir:

$$B \geq 2.5(K_{IC}/s_y)^2$$

donde B es el espesor y s_y la tensión de fluencia del material. Como se ha discutido anteriormente, este criterio intenta asegurar que la zona que circunda la zona de deformación plástica se encuentra bajo condiciones de deformación plana. Exigir este requerimiento resulta razonable, ya que el criterio K_{IC} se basa en la hipótesis que el comportamiento de la fisura está controlado por la atmósfera elástica que rodea a la zona plástica. Para el criterio J_{IC} , sin embargo, debe tenerse en cuenta que el parámetro J describe la atmósfera elasto-plástica circundante al vértice mismo de la fisura. Teniendo en cuenta este hecho, Paris sugiere que, para utilizar el parámetro

J para describir el fenómeno, es suficiente asegurar que J describe la at
mósfera de tensiones elasto-plástica en la región donde tiene lugar el
 proceso de separación. De esta manera, por ejemplo, para asegurar un esta
do de deformación plana (es decir, una tensión transversal constante) sería
 suficiente exigir que el espesor B sea suficientemente mayor que la longi
tud característica asociada con el proceso de separación del material. En
 este sentido, resulta razonable considerar, como se ha discutido en parágra
fos anteriores, que tal longitud característica sea del orden de la apertura
 plástica COS. (Ver III.5.2.1). Ahora bien, anteriormente se ha demostrado
 (Ver Ec. (90)) que:

$$COS = \frac{J_I}{s_y}$$

Por lo tanto, como ha sido sugerido por Paris en Ref. (39), es dable esperar
 que exista un estado de deformación plana si:

$$B \geq \alpha \frac{J_{IC}}{s_y} \quad (92)$$

Parece razonable suponer que un argumento equivalente es válido con respecto
 a las otras dimensiones lineales asociadas con una determinación experimental
 de J_{IC} . Este ha sido el camino seguido por el Comité E-24 de la ASTM al suge
rir como criterio de validez para la determinación de J_{IC} bajo condiciones de

deformación plana, la siguiente desigualdad:

$$B, a, l \geq 25 \frac{J_{IC}}{s_y}$$

donde a es la longitud de la fisura y l la longitud del ligamento. El número 25 ha sido elegido a partir de un estudio sistemático de los datos experimentales existentes.

Es conveniente tener en cuenta que, por ahora, la utilización del parámetro J_I , en un criterio de fractura, está restringido al caso de deformación plana. En efecto, debido a las hipótesis sobre las que se basa la formulación de la Integral J, resultaría teóricamente cuestionable la utilización de la misma para el caso de tensión plana. En primer lugar la Integral J ha sido formulada modelando el continuo elasto-plástico a través de la teoría de Hencky, la cual, en esencia, considera el continuo como un elástico no-lineal. Por otra parte, la aplicación de la teoría de Hencky para describir el comportamiento del continuo elasto-plástico exige que, durante la carga del mismo, no se produzcan descargas locales de tensiones. Evidentemente, una extensión de la fisura implica la descarga de las nuevas superficies generadas por la extensión y, por lo tanto, y en un planteo riguroso, la invalidez de la teoría de Hencky. Sin embargo, la experiencia demuestra que, si esta extensión es pequeña con respecto a la longitud inicial de la fisura como así también con respecto al ligamento, la Integral

J entrega resultados coherentes y sistemáticos. Este es el caso bajo condiciones de deformación plana. Bajo condiciones de tensión plana, en cambio, la extensión estable de la fisura que precede a la inestabilidad, puede ser comparable y aún mayor que la longitud inicial de la misma, violando, francamente, los postulados de Hencky y con ellos los de la Integral J. Sin embargo, sólo la generación sistemática de datos experimentales, podrá decidir si tales violaciones son significativas en la aplicación práctica.

REFERENCIAS

- (1) G.R. Irwin y J.A. Kies, contribución en "A Decade of. Basic and Applied Science in the Navy" ONR Symposium, p. 563, 1957.
- (2) G.R. Irwin, Journ. of. Applied Mech. Trans. of ASME, Vol. 79, pp. 361-364, 1957.
- (3) G.R. Irwin, in Handbuch der Physik, Vol. VI, Springer, pp. 551-590, 1958.
- (4) M.L. Williams, Journ. of Appl. Mech. Trans. of ASME, Vol. 24, p. 109, 1957.
- (5) P.C. Paris y G.C. Sih, STP 381, ASTM, pp. 30-83, 1965.
- (6) G.R. Irwin, en "Structural Mechanics: Proceedings of the 1st Symposium on Naval Structural Mechanics, 1958", editado por Goodier y Hoff, pp. 557-591, Pergamon Press, New York, 1960.
- (7) G.R. Irwin, Journ. of Appl. Mech., ASME, Vol. 29, pp.651-654, 1962.
- (8) G.C. Sih y H. Liebowitz, en "Fracture, An Advanced Treatise", editado por H. Liebowitz, Vol. II, pp. 68-188, Academic Press, 1968.
- (9) H.M. Westergaard, Journ. of. Appl. Mech., ASME, Vol. 66, Serie A, p. 49, 1939.
- (10) W.K. Wilson, ASTM STP 513, pp. 90-105, 1972.
- (11) S.K.Chan, I.S. Tuba y W.K.Wilson, Enginne. Fracture Mech., Vol. 2, pp. 1-17; 1970.
- (12) D.M. Tracey, Transaction ASME, Serie H, Vol. 98, p. 146, 1976.
- (13) P.C. Paris y R.M. Mc Meeking, Int. Jour. of Fracture Mech., Abril 1975.
- (14) H. Tada, P.C. Paris y G.R. Irwin, The Stress Analysis of Cracks Handbook, editado por Del Research Co., 1973.

REFERENCIAS (cont.)

- (15) J.R. Rice y D.C. Drucker, Intern. Jour. Fracture Mech., Vol. 3, pp. 19-28, 1967.
- (16) J.R. Rice, en "Fracture, An Advanced Treatise", editado por H. Liebowitz, Vol. II, pp. 192-308, Academic Press, 1968.
- (17) J.E. Srawley, M.H. Jones y B. Gross, NASA TN D-2396, 1964.
- (18) V. Weis y E.P. Klier, Bureau of Aeronautics Bimonthly, Progress Rep. N°1, Contract NO as 55-377-C, 1955.
- (19) P.C. Paris, The Boeing Co., Document D2-2195, 1957.
- (20) G.R. Irwin, Proceedings of the Seventh Sagamore Ordinance Material Research Conference, Report N°MeTE 661-611/F, Syracuse University Research Inst., p. IV-63, 1960.
- (21) D.S. Dugdale, Jour. Mech. Phys. Solids, Vol. 8, pp. 100-104, 1960.
- (22) G.R. Irwin y M.F. Koskinen, Trans. ASME, Ser. D, Vol. 85, pp. 593-594, 1963.
- (23) J.R. Rice, en "Proceedings of the 1st. International Conference on Fracture, Sendai, 1955", Vol. I, pp. 283-308. Japanese Society for Strength and Fracture of Materials, Tokio, 1966.
- (24) J.R. Rice, ASTM STP 415, pp. 247-309, 1967.
- (25) J.A. Hult y F.A. Mc Clintock, en "Proceedings of the 9th International Congress of Applied Mechanics, Brussels", Vol. 8, pp. 51-58, 1956.
- (26) J.R. Rice, Intern. Jour. of Fracture Mech., Vol. 2, pp. 426-447, 1966.
- (27) J.R. Rice, Technical Report NSF GK-286/2, Brown University, 1966.
- (28) J.R. Rice, Jour. of Appl. Mech., Vol. 34, pp. 287-298, 1967.

REFERENCIAS (cont.)

- (29) G.R. Irwin, Report N°5486, Naval Research Lab., 1960.
- (30) G.R. Irwin, ASTM Bulletin, p. 29, 1960.
- (31) J.E. Srawley y W.F. Brown, ASTM STP 381, p. 133, 1965.
- (32) S.R. Novak, en "Proceedings of the Eighth National Symposium on Fracture Mechanics, Brown University, Providence, R.I., Agosto 1974.
- (33) D.Y. WANG y D.E. McCabe, ASTM STP 590, pp. 69-185, 1976.
- (34) D.E. McCabe, trabajo presentado en el 10th National Symposium on Fracture Mechanics, Philadelphia, PA, 1976.
- (35) P.C. Paris, trabajo a ser publicado por la U.S. Atomic National Commission.
- (36) J.W. Hutchinson, Jour. Mech. Phys. Solids, Vol. 16, pp. 13-31, 1968.
- (37) J.R. Rice, y G.F. Rosengren, Jour. Mech. Phys. Solids, Vol. 16, pp. 1-12, 1968.
- (38) J.R. Rice, Jour. Appl. Mechanics, Transactions, ASME, Vol. 35, pp. 379,-386, 1968.
- (39) J.A. Begley y J.D. Landes, ASTM STP 514, pp. 1-20, 1972.
- (40) J.D. Landes y J.A. Begley, ASTM STP 514, pp. 24-39, 1972.
- (41) J.D. Landes y J.A. Begley, ASTM STP 560, pp. 170-185, 1974.
- (42) W.A. Logsdon, ASTM STP 590, p. 43-60, 1976.
- (43) G.A. Clarke, W.R. Andrews, P.C. Paris y D.W. Schmidt, ASTM STP 590, pp. 27-42, 1976.
- (44) J.R. Rice, y M.A. Johnson, en "Inelastic Behavior of Solids" M.F. Kanninen et al. Ed, McGraw-Hill, 1970.

REFERENCIAS (Cont.)

- (45) R.M. McMeeking, a ser publicado en los "Proceedings of the 10th National Symposium on Fracture Mechanics"(ASTM), Philadelphia, 1976.
- (46) M.H. Jones y W.F. Brown, Jr., ASTM STP 463, pp. 63-101, 1970.
- (47) M.J. May, ASTM STP 463, pp. 41-62, 1970.
- (48) W.F. Brown y J.E. Srawley, ASTM STP 463, pp. 216-248, 1970.
- (49) E.A. Steigerwald, ASTM STP 463, pp. 102-123, 1970.
- (50) J.G. Kaufman y F.G. Nelson, ASTM STP 559, pp. 74-85, 1974.
- (51) R.L. Lake, ASTM STP 590, pp. 208-218, 1976.
- (52) D. Munz, K.H. Galda y F. Link, ASTM STP 590, pp. 219-234, 1976.
- (53) R.H. Heyer, ASTM STP 527, pp. 1-16, 1973.
- (54) R.H. Heyer y D.E. McCabe, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 4, p. 393, 1972.
- (55) R.H. Heyer y D.E. McCabe, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 4, pp. 413-430, 1972.
- (56) D.E. McCabe y R.H. Heyer, ASTM STP 527, pp. 17-35, 1973.
- (57) S.R. Novak, "Resistance to Plane-Stress Fracture (R-Curve Behavior) of A572 Structural Steel", Conference Proceedings, 8th National Symposium on Fracture Mechanics, 1974.
- (58) D.Y. Wang y D.E. McCabe, ASTM STP 590, pp. 169-193, 1976.
- (59) D.C. Drucker y J.R. Rice, Engineering Fracture Mechanics, Vol. 1, pp. 577-602, 1970.
- (60) D.E. McCabe, "Determination of R-Curves for Structural Materials Using Plastic Mechanics Methods", trabajo presentado en el 10th National Symposium on Fracture Mechanics, Philadelphia, 1976.

REFERENCIAS (cont.)

- (61) J.A. Begley y J.D. Landes, ASTM STP 514, pp. 1-23, 1972.
- (62) J.R. Rice, P.C. Paris y J.G. Merkle, ASTM STP 536, pp. 231-245, 1973.
- (63) J.D. Landes y J.A. Begley, ASTM STP 560, pp. 170-186, 1974.
- (64) W.A. Logsdon, ASTM STP 590, pp. 43-60, 1976.
- (65) G.A. Clarke, W.R. Andrews, P.C. Paris y D.W. Schmidt, ASTM STP 590, pp. 27-42, 1976.
- (66) J.R. Rice, "Plastic Yielding at The tip Crack" papel A17 1ª Conferencia Internacional de Fractura, Sendai, Japón, 1965.
- (67) D.S. Dugdale, Jour. Mech. Phys. Solids, Vol. 9, pp. 100-104, 1960.