

## TRANSICIÓN DE GRIETA PEQUEÑA A GRIETA GRANDE EN EL CRECIMIENTO DE GRIETAS POR FATIGA: INFLUENCIA DE LA MICROESTRUCTURA

C. Vallellano, A. Navarro, J. Domínguez y F. J. García-Lomas

Departamento de Ingeniería Mecánica y de los Materiales, E.T.S. de Ingenieros Industriales,  
Universidad de Sevilla, Camino de los Descubrimientos s/n, 41092, Sevilla

**Resumen.** El crecimiento de las grietas pequeñas muestra una fuerte influencia de la microestructura del material, especialmente debido a la orientación cristalográfica de los granos que atraviesa la grieta. El presente trabajo analiza esta resistencia cristalográfica al crecimiento de las grietas pequeñas en términos micromecánicos. En general, se puede establecer que la resistencia global a la propagación que ejercen los metales es debida tanto a la orientación cristalográfica y como al cierre de grieta, con un peso relativo comparable. Los conceptos de umbral microestructural y mecánico han sido formulados en términos micromecánicos, permitiendo interpretar físicamente algunos parámetros y expresiones clásicas empleadas en fatiga de grieta pequeñas.

**Abstract.** Small fatigue crack growth is strongly influenced by the microstructure of the material, in particular especially the crystallographic orientation of grains the crack must go through. The present work analyses this crystallographic resistance to small crack growth in micromechanical terms. Generally speaking, it can be established that the global resistance to propagation offered by metallic materials is mainly due to both crystallographic orientation and crack closure with a similar importance. The concepts of microstructural and mechanical thresholds have been expressed in micromechanical terms, accounting for a physical interpretation of a number of classical parameters and expressions used in practice.

### 1. INTRODUCCIÓN

Es bien conocido el hecho de que las grietas pequeñas, es decir, aquellas cuyo tamaño es comparable al de la microestructura del material, crecen por fatiga a mayores velocidades que las grietas grandes, bajo la misma fuerza conductora. Este comportamiento se ha intentado explicar atendiendo a diferentes mecanismos: un crecimiento en planos cristalográficos preferenciales durante los primeros estadios de propagación [1,2], la interacción de la grietas con las barreras microestructurales que causan fuertes aceleraciones y deceleraciones en su crecimiento [3] y la reducción de los efectos del cierre de grieta respecto de las grietas grandes [4].

La evidencia experimental muestra que usualmente las grietas se forman en bandas de deslizamiento, creciendo inicialmente a lo largo planos cristalográficos con orientación preferente dentro de los granos del material. Estas bandas de deslizamiento se encuentran en general bloqueadas en las barreras microestructurales (*e.g.* bordes de grano, límites de segundas fases, inclusiones, etc.), ocasionado una deceleración del ritmo de crecimiento de la grieta al aproximarse ésta a la barrera. Si la tensión aplicada es suficientemente alta para activar una nueva banda de deslizamiento en el/los granos vecinos, la grieta podrá sobrepasar (superar) dicha barrera. En caso contrario, la grieta se detendrá al alcanzar la barrera. La tensión necesaria para superar las sucesivas barreras dependerá

principalmente del espaciado entre éstas, la orientación cristalográfica de los granos o fases vecinas y su resistencia a la plastificación. Al superar una barrera, se genera una nueva banda de deslizamiento que cubre todo el grano o fase vecina, incrementando así súbitamente la zona plástica de la grieta. Esto provoca una abrupta aceleración en la velocidad de propagación. Los sucesivos bloqueos de la grieta en las siguientes barreras microestructurales confieren al ritmo de crecimiento de las grietas pequeñas su característico patrón oscilante. Este comportamiento, observable cuando la longitud grietas es menor de la decena de granos, deja de apreciarse para longitudes mayores.

Muchos autores han sugerido que el cierre de grieta es el mayor responsable del peculiar crecimiento de las grietas pequeñas. Según estos, cuando la grieta es pequeña los efectos del cierre de grieta no están completamente desarrollados, lo que provoca que la tensión efectiva de propagación de una grieta pequeña sea superior a la de una grande y, por tanto, también lo sea su velocidad de crecimiento, ambas sometidas a una fuerza conductora nominalmente equivalente (*e.g.* igual factor de intensidad de tensiones  $K$ ). Este efecto por sí sólo podría explicar el hecho de que las grietas pequeñas crezcan por debajo del umbral de crecimiento de grieta grande ( $K_{th\infty}$ ). Sin embargo, no justifican la evidencia de que ritmos de crecimientos de las grietas pequeñas, por debajo de  $K_{th\infty}$ , sean superiores a los marcados por la extrapolación de la ley de Paris.

El presente trabajo analiza la influencia de la orientación cristalográfica y la resistencia que ésta ofrece al crecimiento de las grietas pequeñas. La formulación y conceptos desarrollados permiten dar una explicación unificada del comportamiento a fatiga de las grietas que conecta de manera natural el régimen de grieta pequeña y de grieta grande.

## 2. LA ORIENTACIÓN CRISTALOGRÁFICA

La evidencia experimental muestra que las microgrietas se nuclean principalmente en aquellos granos más favorablemente orientados al movimiento de las dislocaciones. En este estadio, tanto la grieta como su zona plástica se encuentran totalmente embebidas dentro del grano, siendo su comportamiento similar al de una grieta en un monocristal. El crecimiento inicial de una microgrieta estará por tanto controlado por la tensión crítica necesaria para activar el deslizamiento plástico a lo largo de aquel sistema de deslizamiento con menor factor de orientación. En media dicho factor de orientación se corresponderá con el obtenido originariamente por Sachs [5], cuyo valor para materiales cúbicos (FCC y BCC) está entorno a 2.

Si la tensión aplicada es suficiente alta para activar deslizamiento plástico en los granos vecinos, *e.g.* mediante la activación de fuentes de deslizamiento, la grieta podrá superar la barrera microestructural creada por el borde grano. La zona plástica de la grieta se extenderá sobre un cierto número de granos, cada uno de ellos con una orientación diferente. El factor de orientación efectivo deberá ser la media de los factores de orientación de los sistemas de deslizamientos activos en cada grano. En general, la necesidad de hacer compatible la deformación local sobre un número de granos cada vez mayor dentro de la zona plástica, hace que el factor de orientación efectivo sea en media superior al estadio anterior de la grieta, reflejando así un aumento en la oposición de la microestructura al crecimiento de la grieta. A medida que la grieta crece la influencia la orientación cristalográfica y las propiedades mecánicas de cada grano, considerados individualmente, serán cada vez menos importantes, exhibiendo la grieta un comportamiento cada vez menos sensible a la microestructura.

Cuando el número de granos abarcados por el frente de grieta es suficientemente grande, el factor de orientación efectivo y las propiedades mecánicas serán muy parecidas a las propiedades macroscópicas del material policristalino. En dicho estado se dice que la grieta ha alcanzado semejanza microestructural (*microstructural similitude*) [2]. El factor de orientación efectivo habrá alcanzado su máximo valor, el cual se corresponde con el factor de orientación promedio de Taylor para ese material [6].

Para materiales FCC o BCC dicho factor toma un valor en torno a 3.

## 3. MODELADO DEL PROBLEMA

Para analizar el efecto de la orientación cristalográfica se ha hecho uso del modelo de crecimiento de grietas por fatiga desarrollado por Navarro y de los Rios [3], el cual permite caracterizar la interacción de la grieta con las barreras microestructurales del material. La idea básica de este modelo es considerar que la zona plástica de la grieta progresa bloqueándose en las sucesivas barreras microestructurales del material. De esta manera, la grieta podrá sólo crecer más allá de dichas barreras si es capaz de activar deslizamiento plástico en los granos adyacentes; en caso contrario, se parará al alcanzar la barrera.

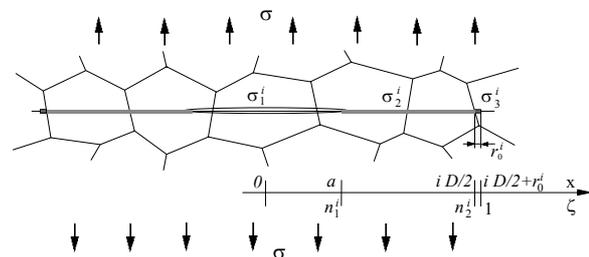


Fig. 1. Representación esquemática de la grieta, su zona plástica y la zona de la barrera.

Supongamos una grieta de longitud  $2a$  que atraviesa un cierto número de granos de un policristal y cuya zona plástica se encuentra bloqueada en la  $i$ -ésima barrera microestructural (véase Fig. 1 para la notación). Por simplicidad se considera un tamaño de grano igual a  $D$  en todo el material. La grieta propiamente dicha, su zona plástica y la zona de la barrera se modelan mediante una distribución continua de dislocaciones. En general, la grieta soporta una oposición a la apertura de sus caras representada por una tensión  $\sigma_1^i$ , usualmente considerada despreciable. En la zona plástica, que se extiende desde el frente de grieta hasta la barrera donde se encuentra bloqueada, hay una tensión  $\sigma_2^i$ , la cual representa la oposición al deslizamiento plástico en dicha zona. Por último, la barrera se considera como una pequeña zona extra de longitud  $r_0^i$  ( $r_0^i \ll D$ ), que representa el tamaño típico de la interfase entre granos adyacentes. En esta zona se considera una tensión  $\sigma_3^i$ , la cual representa la tensión que soporta la barrera microestructural.

A medida que la grieta crece se produce un continuo apilamiento de dislocaciones en la zona de la barrera, lo que hace que  $\sigma_3^i$  aumente paulatinamente. Cuando dicha tensión alcanza un determinado valor crítico que posibilita la activación de fuentes de dislocaciones dentro del grano vecino, o bien que las dislocaciones de la zona plástica penetren a través de

la barrera, la zona plástica se extenderá a través del nuevo grano hasta bloquearse en la siguiente barrera. Este proceso permite que la grieta pueda ‘superar’ o ‘crecer a través de’ la barrera microestructural. Esta situación ocurrirá cuando,

$$\sigma_3^i = m_i^* \tau_c^i \quad (1)$$

donde  $m_i^*$  es el factor de orientación efectivo en la  $i$ -ésima barrera, es decir, el valor medio de los factores de orientación cristalográficos dentro de los granos adyacentes a la  $i$ -ésima barrera, y  $\tau_c^i$  representa la tensión crítica para activar deslizamiento plástico en el material.

En este contexto, la mínima tensión necesaria para superar la  $i$ -ésima barrera microestructural se obtendrá cuando el frente de grieta está justo en el borde de grano ( $a = iD/2$ ), instante en el cual la tensión  $\sigma_3^i$  alcanzará su máximo valor para una determinada tensión aplicada  $\sigma$ . Dicha tensión umbral se expresa como [7]

$$\sigma_{Li} = (4/\pi)m_i^* \tau_c^i (r_0^i/iD)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

En otras palabras, la tensión  $\sigma_{Li}$  representa la tensión que es necesario aplicar para que una grieta de una cierta longitud se propague por fatiga en el material.

La Ec (2) permite formular el límite de fatiga de un material. En efecto, la evidencia experimental muestra que en componentes metálicos lisos, especialmente en aceros, sometidos a fatiga con cargas de amplitud constante existe una tensión (*límite de fatiga*) por debajo de la cual las grietas iniciadas en el material no son capaces de superar las primeras barreras microestructurales, quedando bloqueadas por estas. En términos del modelo propuesto, el límite de fatiga de un material puede interpretarse como la tensión umbral requerida para superar la primera barrera microestructural. Éste se obtiene haciendo  $i = 1$  en la Ec (2),

$$\sigma_{FL} = (4/\pi)m_1^* \tau_c^1 (r_0^1/D)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

Considerando los parámetros  $r_0^i$  y  $\tau_c^i$  constantes del material, es posible obtener a partir de (2) y (3) una relación entre la tensión umbral  $\sigma_{Li}$  y el límite de fatiga  $\sigma_{FL}$  del material, en función de la longitud de grieta, adimensionalizada en este caso ( $i = a/D/2$ ), el límite de fatiga del material  $\sigma_{FL}$ , y el cociente entre los coeficientes de orientación cristalográfica efectivos para la barrera actual ( $m_i^*$ ) y para la primera barrera ( $m_1^*$ ),

$$\frac{\sigma_{Li}}{\sigma_{FL}} = \left( \frac{m_i^*}{m_1^*} \right) \frac{1}{\sqrt{i}} \quad (4)$$

Esta ecuación no es más que la expresión del conocido diagrama de Kitagawa-Takahashi (K-T) en términos micromecánicos.

A fin de comparar con las relaciones clásicas de la Mecánica de la Fractura es interesante en este punto expresar las relaciones anteriores en términos del Factor de Intensidad de Tensiones (FIT). Según se ha comentado, la tensión umbral para que una grieta supere una barrera genérica  $i$  se obtiene cuando dicha grieta ha alcanzado justo la barrera ( $a = iD/2$ ), es decir, no existe zona plástica. En este caso, puede definirse el FIT umbral de forma análoga a como se hace en Mecánica de la Fractura Elástica Lineal,

$$K_{thi} = \sigma_{Li} \sqrt{\pi a} = \sigma_{Li} \sqrt{\pi i D/2} \quad (5)$$

Introduciendo la Ec. (4) en (5) se obtiene que el FIT umbral para hacer crecer una grieta más allá de la  $i$ -ésima barrera se expresa como

$$K_{thi} = \left( \frac{m_i^*}{m_1^*} \right) \sigma_{FL} \sqrt{\pi \frac{D}{2}} \quad (6)$$

La Ec (6) muestra que la evolución del FIT umbral en función de la longitud de grieta viene dictada básicamente por la evolución relativa del factor de orientación efectivo.

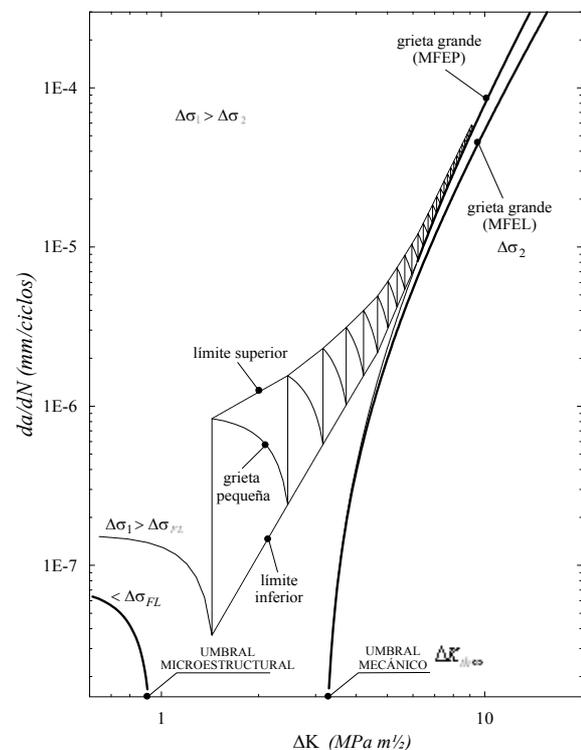


Fig. 2. Crecimiento de grietas pequeñas. Umbrales microestructural y mecánico.

Como se ha discutido anteriormente, la progresión de  $m_i^*$  aumenta continuamente, reflejando la creciente oposición cristalográfica a medida que la grieta se propaga en el material. En la primera barrera, el factor de orientación efectivo se corresponde en media con un factor del tipo Sachs, esto es,  $m_1^* \approx 2$  para metales cúbicos. A partir de aquí,  $m_i^*$  aumentará monótonamente hasta alcanzar un valor, máximo y estable, denominado aquí  $m_\infty^*$ , reflejando que la grieta ha alcanzado una completa semejanza microestructural. El valor de  $m_\infty^*$  se corresponderá con un factor de tipo Taylor, es decir,  $m_\infty^* \approx 3$  en metales policristalinos cúbicos. Así, para metales FCC y BCC, el cociente  $m_i^*/m_1^*$  debería variar desde un valor inicial igual a 1 hasta un valor máximo  $m_\infty^*/m_1^* \approx 1.5$ .

#### 4. UMBRALES MICROESTRUCTURAL Y MECÁNICO

Al analizar las curvas de crecimiento de grietas por fatiga bajo cargas de amplitud constante se distinguen dos umbrales extremos claramente diferentes (representados esquemáticamente en la Figura 2). El primero de ellos, denominado por K. J. Miller [8] UMBRAL MICROESTRUCTURAL, representa condiciones mínimas por debajo de las cuales una grieta microestructuralmente iniciada dentro de uno de los granos del material no es capaz de superar las primeras barreras microestructurales. Dicho umbral está claramente relacionado con el límite de fatiga del material. Por otro lado, cuando la grieta es suficientemente grande, su comportamiento está básicamente dictado por la longitud de la grieta, siendo la influencia de la microestructura despreciable. El umbral de crecimiento, referido por el citado autor como UMBRAL MECÁNICO, es claramente diferente al anterior y se corresponde con el conocido FIT de grieta grande ( $K_{th\infty}$ ).

La Ec (6) permite dar una expresión para ambos umbrales en términos micromecánicos. En efecto, según el modelo planteado aquí, el umbral micromecánico, expresado en función de  $K$ , puede obtenerse simplemente haciendo  $i = 1$  en la Ec. (6),

$$K_{th1} = \sigma_{FL} \sqrt{\pi \frac{D}{2}} \quad (7)$$

Como era de esperar, dicho umbral depende fundamentalmente del límite de fatiga del material  $\sigma_{FL}$  y del tamaño medio de grano o espaciado entre barreras microestructurales  $D$ .

Por otro lado, el umbral mecánico se obtiene considerando una grieta grande, cuyo frente abarca

un número de granos suficientemente grande tal que se hayan alcanzado condiciones de semejanza microestructural. En este caso, como se ha discutido antes, el cociente de factores de orientación efectivo toma un valor máximo representativo del material policristalino, esto es,  $m_i^*/m_1^* = m_\infty^*/m_1^*$ . Sustituyendo esto en la Ec (6), se tiene que el umbral mecánico toma la forma

$$K_{th\infty} = \left( \frac{m_\infty^*}{m_1^*} \right) \sigma_{FL} \sqrt{\pi \frac{D}{2}} \quad (8)$$

Nótese que, como cabía esperar, el FIT umbral de grieta grande sólo depende de propiedades características del material, de aquí que sea considerado un parámetro característico del material.

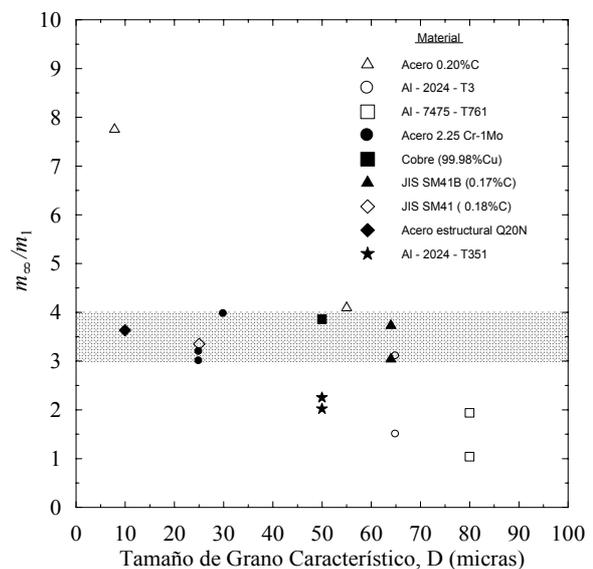


Fig. 3. Valor de  $m_\infty^*/m_1^*$  en varios metales.

La Ec. (8) permite cuantificar experimentalmente el valor del cociente  $m_\infty^*/m_1^*$  y con ello comprobar el la influencia real de la orientación cristalográfica en las condiciones umbrales de propagación de grietas por fatiga. La Fig. 3 muestra los valores de dicha relación para diferentes metales FCC y BCC, sometidos a una tensión de tracción de amplitud constante con  $R = -1$  y  $R \approx 0$ , obtenidos de la literatura. Como se puede observar los valores experimentales se encuentran en su mayoría dentro de una banda entre 3 y 4, distando bastante del valor teórico de 1.5 discutido anteriormente. Esto indica que la orientación cristalográfica no puede ser el único fenómeno que controla la resistencia del material al crecimiento de una grieta por fatiga. No obstante, la Fig. 3 pone también de manifiesto que el efecto de la orientación tiene un peso muy importante en la resistencia ofrecida por el material. Por tanto, al margen de considerar otros factores y su contribución debe tenerse siempre en cuenta para un modelado realista del crecimiento de grietas pequeñas.

Uno de los factores que pueden justificar la diferencia anterior es el cierre de grieta. En efecto, la evolución del cierre de grieta es similar a la de los factores de orientación cristalográfica. Cuando la grieta es microestructuralmente pequeña, éste es despreciable, creciendo paulatinamente hasta un valor máximo estable para grietas grandes. El cierre de grieta provoca por tanto una oposición al avance de la grieta, contribuyendo a la resistencia global ofrecida por el metal. Así, en general la resistencia de un material metálico al crecimiento de las grietas por fatiga puede entenderse como el resultado de dos efectos, por un lado, la resistencia debida a la orientación cristalográfica, y por otro lado, la resistencia debida al cierre de grieta.

Dicha interpretación tiene cabida en el modelo micromecánico empleado sin más que extender la interpretación de los factores  $m_i^*$ , entendiéndose que estos representan la resistencia global del material a la propagación de las grietas. Dicha interpretación permite seguir usando las expresiones del modelo presentado para analizar el comportamiento de las grietas pequeñas.

**5. RELACIONES EMPÍRICAS CLÁSICAS**

Un parámetro de gran interés y extendido uso en el área de las grietas pequeñas es el propuesto por el El-Haddad *et al.* [9], denominado originariamente  $l_0$ . Éste representa a longitud de grieta ficticia donde se intersectan en el diagrama K-T las rectas que representa el límite de fatiga y el umbral de grieta grande, y se obtiene de la expresión siguiente

$$K_{th\infty} = \sigma_{FL} \sqrt{\pi l_0} \tag{9}$$

La capacidad de  $l_0$  para modelar el comportamiento de grietas pequeñas empleando las mismas herramientas que para grietas grandes está ampliamente probado. No obstante, no existe ninguna interpretación física que explique esta facultad.

A la vista del modelo desarrollado la interpretación física de  $l_0$  se obtiene de manera natural. En efecto, combinando las Ecs. (6) y (9) se obtienen las siguientes relaciones

$$\frac{l_0}{D/2} = \left( \frac{K_{th\infty}}{\sigma_{FL} \sqrt{\pi D/2}} \right)^2 = \left( \frac{K_{th\infty}}{K_{th1}} \right)^2 = \left( \frac{m_\infty^*}{m_1^*} \right)^2 \tag{10}$$

Como se puede observar,  $l_0$  es simplemente una función del cociente entre el umbral mecánico y el microestructural. De acuerdo con las expresiones anteriores, el parámetro  $l_0$  puede interpretarse como una medida de la máxima resistencia relativa al crecimiento de una grieta ofrecida por el material

entre los regímenes de grieta pequeña y grieta grande. Según esto, no es ahora extraño que  $l_0$  juegue un papel decisivo en el modelado de la transición entre ambos regímenes.

Si se supone un valor de  $m_\infty^*/m_1^*$  variando entre 3 y 4 (véase Fig. 3), la Ec. (10) permite estimar el valor  $l_0$  como

$$l_0 = (6.25 \pm 1.75) D \tag{11}$$

el cual está en perfecto acuerdo con los resultados experimentales analizados por Taylor y Knott [4]. Dichos autores muestran que para aceros el parámetro  $l_0$  se sitúa dentro de una banda de  $D$  a  $10D$ .

Otra observación experimental ampliamente aceptada es la consideración de que, para grietas grandes, la transición entre un comportamiento en propagación sensible o no a la microestructura se obtiene cuando el tamaño de su zona plástica es del orden del tamaño de grano o espacio medio entre barreras microestructurales [10]. Obviamente esto siempre ocurre para condiciones de carga próximas al umbral de crecimiento.

Para analizar esta observación supongamos una grieta grande ( $a \gg D$ ) extendida sobre  $i$  granos pero cuya zona plástica tiene una longitud de un tamaño de grano, es decir, su zona plástica está bloqueada en el borde de grano  $i+2$ . Tomando en sentido estricto la observación anterior, la transición entre ambos comportamientos se producirá cuando la tensión aplicada permita que la zona plástica se extienda sobre más de un grano. La mínima tensión necesaria para extender la zona plástica más allá de la barrera  $i+2$ , se escribe como

$$K_{i+2} = K_{th\infty} \tag{12}$$

la cual se expresa de la forma [3,7]

$$\sigma \sqrt{\pi a} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \frac{\sigma_2^{i+2}}{\sigma} \frac{2}{\sqrt{i+2}} \right] = \left( \frac{m_\infty^*}{m_1^*} \right) \sigma_{FL} \sqrt{\pi \frac{D}{2}} \tag{13}$$

Dada la semejanza microestructural de las grietas grandes, es razonable suponer que la tensión de oposición al deslizamiento plástico dentro la zona plástica  $\sigma_2^{i+2}$  sea en media comparable al límite de fluencia macroscópico del material,  $\sigma_2^{i+2} \cong \sigma_y$ . Introduciendo esto en la Ec (13) y reordenando términos se obtiene que el FIT de transición entre un comportamiento sensible a la microestructura y uno insensible ( $K_T$ ) vendrá dado por

$$K_T = \left[ 1 + \frac{4}{\pi} \frac{\sigma_y}{\sigma_{FL}} \left( \frac{m_1^*}{m_\infty^*} \right) \right] \left( \frac{m_\infty^*}{m_1^*} \right) \sigma_{FL} \sqrt{\pi \frac{D}{2}} \tag{14}$$

o, análogamente,

$$K_T = \left[ 1 + \frac{4}{\pi} \frac{\sigma_y}{\sigma_{FL}} \left( \frac{m_1^*}{m_\infty^*} \right) \right] K_{th\infty} \quad (15)$$

lo que permite obtener una relación directa entre  $K_T$  y  $K_{th\infty}$ . Una relación similar fue obtenida experimentalmente por Liu y Liu [11] tras analizar medio centenar de curvas de velocidad de crecimiento de grieta entre aceros, aleaciones de aluminios y cobres, proponiendo finalmente la expresión  $K_{th\infty} = (0.7 \pm 0.1)K_T$ .

Tras analizar las relaciones  $\sigma_y/\sigma_{FL}$  existentes en la literatura es fácil estimar que dicho cociente toma un valor de  $2.1 \pm 0.4$  para aceros y de  $2.6 \pm 0.8$  en aleaciones de aluminio [12]. Introduciendo estos rangos de valores en la Ec (15), junto con el intervalo experimental para  $m_\infty^*/m_1^*$ , se obtiene

$$\begin{aligned} K_{th\infty} &= (0.57 \pm 0.08)K_T && \text{aceros} \\ K_{th\infty} &= (0.53 \pm 0.11)K_T && \text{aluminios} \end{aligned} \quad (16)$$

Como se puede observar dichos resultados están en muy buen acuerdo con los obtenidos por Liu y Liu.

En una línea similar, Yoder *et al.* [10] han propuesto también una expresión empírica para  $K_T$ , obtenida analizando los resultados experimentales de más de 15 aceros diferentes, esta es  $K_T = 5.5 \sigma_y \sqrt{\bar{l}}$ , donde  $\bar{l}$  representa el tamaño de grano efectivo y  $\sigma_y$  el límite de fluencia del material.

Para comparar con la expresión de Yoder *et al.*, la Ec (14) puede escribirse en la forma

$$K_T = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\beta} \left( \frac{m_\infty^*}{m_1^*} \right) \left[ 1 + \frac{4}{\pi} \beta \left( \frac{m_1^*}{m_\infty^*} \right) \right] \sigma_y \sqrt{D} \quad (17)$$

siendo  $\beta = \sigma_y/\sigma_{FL}$ . Introduciendo los datos anteriores, es fácil comprobar que, en el caso de aceros, la Ec. (17) conduce a una expresión razonablemente similar a la propuesta por los citados autores, dentro de la dispersión esperable en fatiga,

$$K_T = (3.8 \pm 0.8) \sigma_{ys} \sqrt{D} \quad (18)$$

## 6. CONCLUSIONES

El presente trabajo analiza el efecto de la orientación cristalográfica en la resistencia al crecimiento de las grietas pequeñas por fatiga. Se ha modelado en términos micromecánicos las condiciones umbrales de propagación de una grieta, concluyendo que si bien la resistencia cristalográfica juega un papel importante en el crecimiento, no puede explicar por

si sola la resistencia global interpuesta por el material. En opinión de los autores dicha resistencia está dictada principalmente por dos factores, la orientación cristalográfica y el cierre de grieta, con un peso relativo comparable.

Por otra parte, los conceptos de umbral microestructural y mecánico han sido formulados en términos micromecánicos. Dichas expresiones permiten interpretar físicamente y/o reproducir algunos de los parámetros y expresiones clásicas empleadas en la práctica.

## 7. REFERENCIAS

- [1] Lankford, J. (1985), The influence of microstructure on the growth of small fatigue cracks, *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, **8**, pp. 161-175.
- [2] Chan, K. S. and Lankford, J. (1988), The role of microstructural dissimilitude in fatigue and fracture of small cracks, *Acta Metall.*, **36** (1), pp. 193-206.
- [3] Navarro, A. and de los Rios, E.R. (1992), *Proc. R. Soc. Lond. A* **437**, pp. 375-390.
- [4] Taylor, D. and Knott, J. F. (1981), Fatigue crack propagation behaviour of short cracks: the effect of microstructure, *Fatigue Engng. Mater. Struct.*, **4** (2), pp. 147-155.
- [5] Sachs, G. (1928), *Z. d. Ver. Deut. Ing.*, **72**, pp. 734.
- [6] Taylor, G. I. (1938), Plastic strain in metals, *J. Inst. Metals*, **62**, pp. 307-324.
- [7] Vallengano C. (1999), *Crecimiento de grietas pequeñas por fatiga en componentes con concentradores de tensión*, Tesis Doctoral, Universidad de Sevilla.
- [8] Miller, K.J. (1993), Material Science Perspective of Metal Fatigue Resistance, *Material Science and Technology*, **9**, pp. 453-462.
- [9] El Haddad, M. H., Topper, T. H. and Smith, K. N. (1979), Prediction of non propagating cracks, *Engng. Fract. Mech.*, **11**, pp. 573-584.
- [10] Yoder, G. R., Cooley, L. A. and Crooker, T. W. (1983), A critical analysis of grain-size yield-strength dependence of near-threshold fatigue crack growth in steels, ASTM STP 791, pp. I/348-I/365.
- [11] Liu, H. W. and Liu, D. (1982), Near threshold fatigue crack growth behaviour, *Scripta Metall.*, **16** (5), pp. 595-600.
- [12] Hertzberg R. W. (1996), *Deformation and fracture mechanics of engineering materials*, John Wiley and Sons, Inc.