

DESARROLLO DE UN MODELO DE CRECIMIENTO DE GRIETAS PEQUEÑAS POR FATIGA

A. Navarro

Dpto. de Ingeniería Mecánica y de los Materiales

E.T.S.I.I. de Sevilla, Camino de los Descubrimientos s/n, 41092, SEVILLA

Resumen. El presente trabajo describe el desarrollo durante los últimos años de un modelo de crecimiento de grietas por fatiga aplicable especialmente al régimen de grietas pequeñas, en el que el tamaño de las grietas es comparable al de los propios parámetros microestructurales del material. Se trata de una descripción micromecánica del proceso de crecimiento de grietas, analizándolo en términos de sucesivos bloqueos de la zona plástica en bordes de grano u otras barreras microestructurales. El modelo está basado en la teoría de distribución de dislocaciones. Predice esencialmente todas las características distintivas del crecimiento de grietas pequeñas, como son la propagación por debajo del umbral, el comportamiento oscilante de la velocidad de crecimiento que se va atenuando gradualmente y finalmente la convergencia con el período de grieta grande y la existencia de grietas no propagantes. La aplicación a componentes con concentradores de tensión, recogiendo la influencia del gradiente de tensiones originado por las entallas, permite obtener las mínimas condiciones de tensión requeridas para que una grieta pueda propagarse en el fondo de entalla (condiciones umbrales), identificando claramente el límite de iniciación y el límite de propagación hasta el fallo. Así mismo, el modelo propuesto permite explicar la formación de grietas no-propagantes en entallas agudas.

Abstract. The present work describes the development over a number of years of a fatigue crack growth model suitable for application in the short crack regime, where the size of the cracks is comparable to the characteristic microstructural parameters of the material. A micromechanical description of the growth process has been proposed which rationalizes the progression of the crack in terms of successive blocking of the plastic zone by slip barriers, such as grain boundaries. The model is based in the theory of distributed dislocations and accounts for the distinctive features of short fatigue crack propagation, namely, the growth below the long crack growth stress intensity threshold, the intermittent pattern of decelerating and accelerating behaviour and later convergence to the long crack growth curves and the existence of non-propagating cracks. Application to components with stress concentrations is also described. Here the influence of the notch stress gradient must be taken into account. The notch crack initiation limit and the limit for propagation up to failure (i.e. the conventional notch fatigue limit) are clearly identified. The formation of non-propagating cracks at sharp notches is also explained.

1. INTRODUCCION

Una definición de Fatiga que puede considerarse como satisfactoria es la siguiente [1]: 'fallo de un metal sometido a carga repetitiva o variable de cualquier otra forma, pero cuyo valor máximo no es lo suficientemente alto como para causar el fallo si se aplica individualmente'. A pesar de la enorme literatura que ha generado - más de 20.000 artículos desde 1838 [2] - la fatiga de metales sigue siendo en la actualidad un campo experimental, donde las ecuaciones son esencialmente representaciones fenomenológicas que describen con mayor o menor fortuna los resultados obtenidos en el laboratorio. De hecho, puede afirmarse que el diseño y desarrollo de componentes sometidos a fatiga es en gran parte un ejercicio de extrapolación de esos datos, que necesariamente debe acompañarse de ensayos de prototipos bajo condiciones de carga lo más realista posible.

El término 'fatiga' se acuñó hacia la mitad del siglo

pasado, cuando empezó a tener una importancia grande en los ferrocarriles. Pook [3] recoge la siguiente cita: "Many accidents on railways are to be ascribed to that progressive action which may be termed 'the fatigue of metals'" Institution of Civil Engineers, 1854, xiii, 463. Alrededor de 1920 [4, 5] ya era conocido que el fallo por fatiga es un proceso progresivo y localizado que involucra la iniciación de una grieta y su posterior crecimiento, y anteriormente ya se habían apreciado algunos casos de grietas extendiéndose lentamente en servicio [6]. Desgraciadamente, esta idea, básica en fatiga, ha tardado mucho tiempo en ser conocida generalmente y todavía hoy en día se encuentran manuales que describen vagamente el fenómeno como un deterioro gradual del material sometido a carga repetitiva.

El término *Nucleación* o *Iniciación* de grieta se maneja en la literatura de fatiga con dos significados bien distintos: nucleación física y nucleación ingenieril. La nucleación de grieta estrictamente hablando consiste en

una rotura de vínculos a nivel microestructural que da lugar a la aparición de una falla en el material. Las dimensiones de esta falla son típicamente del orden del tamaño de las partículas de segunda fase en los metales, únicamente detectables mediante microscopio electrónico. Existe constancia de que este proceso tiene lugar prácticamente en el primer ciclo de carga. Desde un punto de vista de ingeniería práctica, por ejemplo en el mantenimiento y revisión de elementos susceptibles de agrietamiento, se considera que la grieta permanece en el período de *Nucleación* hasta que alcanza un tamaño suficientemente grande como para ser detectable con las técnicas usuales de inspección empleadas en la industria (longitudes del orden del milímetro típicamente).

De cara al diseño a fatiga de componentes, para los cálculos de la duración de la nucleación en sentido ingenieril se emplean el *Método de las Deformaciones Locales* o los llamados *Métodos Clásicos*, dependiendo de si se esperan deformaciones plásticas o no. Para el período de propagación se utilizan las técnicas derivadas de la *Mecánica de Fractura*. Existe una indefinición grande en cuanto al tamaño de grieta en que debe considerarse a efectos de cálculo que termina la nucleación y comienza la fase de crecimiento. Esto es debido a que, por una parte, el *Método de las Deformaciones Locales* representa sólo una aproximación fenomenológica que predice la nucleación de grietas en componentes a partir de datos de fractura de probetas de pequeño diámetro (5 a 8 mm). Y, por otra parte, a que los métodos de la *Mecánica de Fractura* no pueden usarse cuando la longitud de grieta es pequeña o del orden de los parámetros microestructurales del material (v.g. el tamaño de grano de los metales). Esto es debido a que en ese rango de longitudes la hipótesis de medio continuo e isótropo en que se apoya la *Mecánica de Fractura* no puede considerarse válida.

Esa fase de indefinición que media entre la nucleación en sentido físico de la grieta y la nucleación en sentido ingenieril corresponde al crecimiento de lo que actualmente se suele designar como grietas pequeñas (short cracks). Por el contrario, se habla de grietas grandes o, simplemente, de grietas, en aquellos casos en que la longitud de las mismas es mucho mayor que el tamaño medio de grano (long cracks). Ejemplos típicos de éstas son las producidas en soldaduras defectuosas en estructuras metálicas. El defecto inicial es considerado como una grieta de un cierto tamaño y la atención se centra en el período de propagación. Sin embargo, en piezas con buenos acabados superficiales y libres de defectos iniciales, como pueden ser, en general, los componentes de máquinas, la fase de nucleación ingenieril de grieta, es decir, la fase de grieta pequeña, es de suma importancia.

La mayor parte de la investigación realizada por este

autor se ha centrado en el estudio del comportamiento de las grietas pequeñas y en el desarrollo de modelos que permitan describir su crecimiento. Estos estudios se enmarcan en lo que ha comenzado a denominarse *Mecánica de Fractura Microestructural*. Este artículo pretende dar una somera impresión de los trabajos desarrollados en esta área.

2. CRECIMIENTO DE GRIETAS PEQUEÑAS

Se ha realizado una gran cantidad de trabajo experimental sobre la nucleación y el subsecuente crecimiento de grietas pequeñas superficiales en aleaciones de aluminio de las series 7000 y 2000, aceros de alta resistencia y aceros de contenido medio en carbono [7-12]. La mayoría de estos trabajos muestran un patrón característico de nucleación de grieta en inclusiones o en partículas de una fase secundaria más dura que la matriz del metal, siendo este proceso seguido por crecimiento de grieta en modo I o II.

Se sabe que este crecimiento subsecuente está influenciado por la presencia de obstáculos microestructurales que pueden modificar la plasticidad asociada con la propagación de grietas (v.g. bordes de grano). En particular se ha descrito ampliamente [13-17] que unos ritmos altos de crecimiento inicial (mayores que los predichos mediante la *Mecánica de Fractura*), y una posterior deceleración con una posible parada temporal o permanente son características típicas del crecimiento de grietas pequeñas. Más precisamente, se ha observado que el crecimiento de grietas en esta etapa sigue un patrón intermitente de deceleraciones y aceleraciones sucesivas, con los mínimos en el ritmo de crecimiento correspondiendo a valores de la longitud de grieta igual a entre uno y tres diámetros de grano. Este patrón intermitente de crecimiento desaparece al hacerse mayor la grieta, resultando un ritmo de crecimiento que aumenta gradualmente, hasta que se produce la unión con la curva de crecimiento típica de grietas grandes o grietas propiamente dichas [18-24]. En estas etapas iniciales de crecimiento no hay similitud física cuando se representa el ritmo de crecimiento de grieta da/dN en función del rango del factor de intensidad de tensiones ΔK , obteniéndose diferentes valores de da/dN para diferentes grietas con el mismo ΔK . En particular, y muy significativamente, se encuentra que las grietas pequeñas son capaces de crecer a valores del factor de intensidad de tensiones por debajo del umbral. Sin embargo, en el período de crecimiento de grieta grande la similitud física prevalece y, siempre que se cumplan las hipótesis de la *Mecánica de Fractura Elástica Lineal*, los resultados se agrupan en una sola curva (Ley de Paris).

También se han descrito en las etapas iniciales de crecimiento tamaños de la zona plástica que no se

ajustan a las predicciones basadas en la teoría continua de la *Mecánica de la Fractura* [25, 26]. Morris [27] y Lankford [13] han presentado evidencias, aunque indirectas, de que la zona plástica está confinada por los bordes de grano. Morris [27] también ha encontrado que la distancia entre el pico de la grieta y el borde de grano es un parámetro importante con respecto al ritmo de crecimiento.

Como resumen de la evidencia experimental descrita, dos puntos denotan claramente la inhabilidad de las herramientas básicas en los estudios de crecimiento de grietas grandes, i.e., la Mecánica de Fractura Elástica Lineal y la ley de Paris o sus modificaciones para describir el crecimiento de grietas pequeñas:

1. La M.F.E.L. predice ritmos de crecimiento que aumentan con la longitud de grieta y por tanto no puede modelar situaciones de deceleración en que el ritmo de crecimiento disminuye cuando la longitud de la grieta crece, y, menos aún, un comportamiento oscilante.

2. Las grietas pequeñas crecen por debajo del valor umbral del factor de intensidad de tensiones.

Se han propuesto diversos modelos para describir el comportamiento de las grietas pequeñas. En general las explicaciones presentadas se basan o bien en las diferencias que aparecen en el fenómeno del cierre entre grietas grandes y grietas pequeñas o en modelizaciones más o menos afortunadas de la interacción entre la grieta y la microestructura o en combinaciones de ambos efectos. En cuanto al cierre de grieta, se argumenta que la magnitud de su efecto depende de la extensión de las zonas en posible contacto y por tanto es de esperar que el efecto del cierre en grietas pequeñas sea menor que en las grandes. Diversos autores han comprobado experimentalmente esta tendencia [21, 26, 27]. En general, los modelos de crecimiento de microgrieta que incorporan el fenómeno de cierre utilizan, al igual que en el caso de grietas grandes, una ecuación del tipo Paris pero basada en el rango efectivo del factor de intensidad de tensiones $\Delta K_{ef} = (\sigma_{max} - \sigma_{ci})\sqrt{\pi a}$, donde la tensión de cierre σ_{ci} se determina con expresiones derivadas ad hoc, como por ejemplo, en los trabajos de Zurek [20] y Tanaka [28]. La aplicabilidad práctica de este tipo de modelos es cuestionable debido a lo particular de las expresiones para σ_{ci} y al hecho de utilizar un parámetro continuo, como es el factor de intensidad de tensiones, en una región donde la influencia de la microestructura es predominante.

El papel de la microestructura se ha intentado cuantificar de diversas formas. Chang et al. [29] y luego Zurek et al. [20] utilizaron la idea de que la propagación de grieta requería la superación de un cierto nivel de energía de deformación, resultando en un más o menos

prolongado período de incubación cuando la grieta alcanzaba el borde de grano. Estos modelos explican el retardo de la grieta cuando ésta alcanza el borde de grano pero no pueden explicar el rápido crecimiento inicial de la grieta antes de alcanzar el borde de grano. Chan y Lankford [30] presentaron un modelo para el crecimiento de grieta pequeña que empleaba la ecuación de Paris modificada para tener en cuenta, en el proceso de expansión de la zona plástica, la diferente orientación en los sistemas de deslizamiento entre granos adyacentes de metal. Aunque el uso del factor de intensidad de tensiones no está justificado, como se mencionó más arriba, este modelo consideró por primera vez la dificultad relativa en la transmisión de la deformación plástica como posible característica diferencial entre grietas pequeñas y grandes e incorporó el tamaño de zona plástica como una variable importante. En una línea similar se encuentra el modelo de la deflexión o desviación de grieta desarrollado por Suresh [31]. Cuando el vértice de grieta alcanza el borde de grano tiende a reorientarse y a seguir la dirección más favorable de avance. El grado de desviación que sufre depende de la orientación relativa de los sistemas de deslizamiento de los dos cristales. La deflexión de la grieta en el borde de grano puede producir una reducción importante en el factor de intensidad efectivo que se traduciría en una reducción importante en el ritmo de crecimiento vía ley de Paris. Si la deflexión fuera suficientemente grande, el factor de intensidad podría descender por debajo del valor umbral, produciéndose por consiguiente la parada de la grieta y convirtiéndose ésta en una grieta no propagante.

En una aproximación diferente, reconociendo el carácter localizado de la deformación plástica, de los Rios et al. [32], utilizaron explícitamente el hecho de que la deformación plástica está asociada a nivel microscópico con la formación de bandas de deslizamiento y consideraron el ritmo de crecimiento como proporcional a la intensidad (número de dislocaciones) de las bandas de deslizamiento que constituyen las zonas plásticas en los vértices de la grieta y que se extienden desde dichos vértices hasta el borde del grano en que la grieta está creciendo.

Los modelos citados hasta ahora reflejan más o menos satisfactoriamente el crecimiento de la grieta en el primer grano. Sin embargo, ninguno de los mismos estudia la transición entre grieta pequeña y grande, ninguno da una explicación global del proceso de crecimiento que permita ver la transformación lógica de uno a otro. En este sentido, en una revisión de numerosos trabajos experimentales sobre crecimiento de grietas pequeñas en materiales como aceros, aleaciones de aluminio, de níquel y de titanio, Lankford [13] ha establecido que las grietas pequeñas crecen más rápidamente que las grandes cuando la zona plástica es menor que el elemento microestructural característico (tamaño de grano) y que la convergencia entre grieta

pequeña y grieta grande se produce cuando el tamaño de la zona plástica es igual al tamaño de grano.

Los modelos desarrollados por este autor, conjuntamente con el profesor E.R. de los Rios de la Universidad de Sheffield [33-35] y, más recientemente, con el Dr. C. Vallengano de la Universidad de Sevilla[43-46], se basan en la teoría de distribución de dislocaciones y analizan el crecimiento en términos de sucesivos bloqueos de la zona plástica en bordes de grano. Estos modelos predicen esencialmente todas las características distintivas del crecimiento de grietas pequeñas, como son la propagación por debajo del umbral, el comportamiento oscilante de la velocidad de crecimiento que se va atenuando gradualmente y finalmente la convergencia con el periodo de grieta grande. Es necesario señalar, sin embargo, que las ecuaciones de estos modelos sólo han sido obtenidas para geometrías y cargas simples, por lo que su uso es aún restringido. En este sentido, la reciente extensión a geometrías entalladas representa un primer paso hacia la aplicación práctica de los métodos desarrollados. Se presenta a continuación una descripción esquemática de este tipo de modelos y su aplicación a piezas entalladas.

3. DESCRIPCION DEL MODELO

Las ecuaciones que determinan la distribución de dislocaciones son del mismo tipo independientemente de si se consideran dislocaciones de tornillo bajo una tensión $\sigma_{yz} = \tau$ (deformación antiplana) o dislocaciones de borde bajo una tensión $\sigma_{xy} = \tau$ (deformación plana). En ambos casos la distribución es antisimétrica con respecto a x , pero en el último caso la superficie $x=0$ está libre de tracciones y, por lo tanto, la misma solución para $x > 0$ representa el estado de un cuerpo semi-infinito con una superficie libre en $x = 0$. En ambos casos los vectores de Burgers de las dislocaciones son paralelos al plano de la grieta. Una grieta abierta en modo I por una tensión $\sigma_{yy} = \sigma$ puede representarse mediante la misma ecuación considerando una distribución de dislocaciones de borde con los vectores de Burgers perpendiculares al plano de la grieta.

Para mantener los modelos dentro de la deseable simplicidad, se consideran materiales en los que las dislocaciones tienden a permanecer en sus planos de deslizamiento originales (materiales con baja energía de fallo de apilamiento, stacking-fault energy), dando lugar a bandas de deslizamiento rectilíneas que se extienden a través de granos completos. Se consideran grietas nucleadas en inclusiones o partículas de segunda fase, bien por despegue entre matriz y partícula o por fractura de la propia partícula.

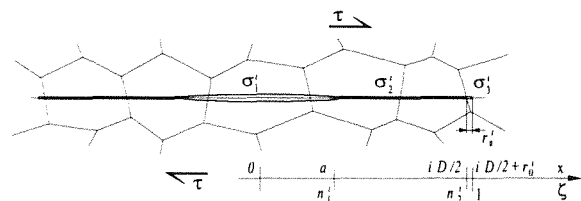


Fig 1. Representación esquemática de la grieta, la zona plástica y la barrera microestructural.

Cada una de las dislocaciones perteneciente al plano de deslizamiento considerado experimenta fuerzas debidas a las tensiones aplicadas, a la interacción con el resto de las dislocaciones en ese plano y a la interacción con las dislocaciones situadas en los planos paralelos, precipitados, etc. (tensión de fricción). La representación de una grieta y las zonas plásticas asociadas con la misma se lleva a cabo matemáticamente estableciendo que la tensión de fricción es nula en la zona correspondiente a la propia grieta, mientras que tiene un cierto valor σ_2 (ver Figura 1) en la zona plástica. La ecuación que representa el equilibrio mecánico de cada una de las dislocaciones es una ecuación integral singular del tipo Cauchy cuya función incógnita es precisamente la función de distribución de dislocaciones.

En las primeras etapas del crecimiento de la grieta, el valor de la tensión de fricción es pequeño comparado con las tensiones normalmente aplicadas ($\tau / \sigma_2 \gg 1$, entre 5 y 20). En estas condiciones las dislocaciones tenderían a alejarse hacia infinito, pero la presencia de barreras de deslizamiento, como son los bordes de grano, impiden ese alejamiento, bloqueando la primera dislocación del conjunto o dislocación guía. La propagación de la grieta más allá de los bordes requiere la creación de nuevas bandas de deslizamiento en los sucesivos granos (transferencia de deformación plástica). Este proceso está controlado por la activación de fuentes de dislocaciones en el nuevo grano, situadas en las proximidades del borde, o por la inyección de dislocaciones a través del propio borde, de acuerdo con la conocida interpretación de Hall-Petch [36-37] de las tensiones de límite elástico, flujo y fractura de materiales policristalinos.

La distancia entre el borde de grano y las nuevas fuentes o la propia anchura de la frontera de grano se considera en el modelo mediante una pequeña zona en la cual la tensión de fricción σ_3 (ver Figura 1) representa la tensión necesaria para activar la fuente de dislocaciones o para inyectar las dislocaciones a través del borde. Esta representación del bloqueo de dislocaciones permite eliminar las singularidades tensionales que aparecen en la modelización tradicional de los bloqueos mediante funciones Delta de Dirac [35]. En general se considera

que el ritmo de crecimiento de grieta por fatiga da/dN es proporcional al deslizamiento plástico ϕ , que puede calcularse como el número de dislocaciones que integran la zona plástica multiplicado por el vector de Burgers:

$$\phi = \frac{2\kappa \sqrt{1-n^2}}{G n} \tau a \quad (1)$$

donde G es el módulo de torsión y $\kappa = 1$ o $\kappa = 1 - \nu$ (ν es el módulo de Poisson) dependiendo de si se trata de dislocaciones de tornillo o de borde. El parámetro adimensional $n = a/c$, donde a es la semilongitud de grieta y c la semilongitud de grieta más la zona plástica, describe la posición del vértice de la grieta en relación al borde de grano en que la dislocación guía de la zona plástica se encuentran bloqueada. Puede comprobarse que la tensión de fricción σ_3 en la zona del borde necesaria para contener al resto de las dislocaciones, o, de otra manera, la presión que éstas ejercen sobre las de la zona frontera, depende exclusivamente (para tensión aplicada constante), del parámetro n . Por tanto, conforme la grieta crece, estando bloqueada la zona plástica (es decir, n se incrementa hacia 1), la tensión σ_3 aumenta rápidamente. En un cierto punto, marcado por un valor $n = n_c$ se alcanza la tensión de activación de las fuentes y las dislocaciones viajan hasta el siguiente borde de grano. El valor de la tensión de fricción en la nueva zona frontera es mucho menor que el que existía en la zona que acaba de ser dejada atrás, como consecuencia de que el nuevo valor de n (n_s) es también menor, al haberse extendido la zona plástica hasta cubrir otro grano,

$$n_s = n_c \frac{i}{i+1} \quad i = 1, 3, 5, \dots \quad (2)$$

que se obtiene relacionando la longitud de grieta a los dos valores sucesivos de c , esto es $c = iD/2$ antes de la activación y $c = (i+2)D/2$ después; i representa el número de semilongitudes grano ($D/2$) a través de los cuales se extienden las dislocaciones.

Esta transferencia discontinua (saltos) del deslizamiento se repite grano tras grano y es la responsable del patrón de crecimiento oscilante que se observa en la fase de grieta pequeña, que es en la que se manifiestan las mayores variaciones en n tras cada salto.

Las máximas tensiones posibles sobre las fuentes se obtienen cuando $n = 1$, es decir, cuando el vértice de grano alcanza el borde en que se encuentra bloqueada la zona plástica. Pudiera ocurrir que, incluso a este nivel máximo, dichas tensiones fueran todavía insuficientes para activar las fuentes; sobre todo para tensiones

aplicadas bajas. Esto se traduciría en un ritmo de crecimiento nulo de acuerdo con (1), y por tanto la grieta se convertiría en no-propagante a ese nivel de tensiones aplicadas, al ser incapaz de activar deslizamiento plástico más allá de la barrera. La interpretación actual del límite de fatiga se basa precisamente en eso: el límite de fatiga τ_{FL} se identifica con la tensión aplicada sobre el material por debajo de la cual una grieta que ha crecido a lo largo de un grano es incapaz de propagarse más allá de la primera barrera.

Cuando se considera la condición de no-propagación para grietas que se extienden a través de un número arbitrario de granos, se obtiene una tensión límite τ_{Li} para cada longitud de grieta, relacionada con el límite de fatiga mediante la sencilla relación

$$\frac{\tau_{Li}}{\tau_{FL}} = \left(\frac{m_i^*}{m_1^*} \right) \frac{1}{\sqrt{i}} \quad i = 1, 3, 5, \dots \quad (3)$$

donde i es la longitud de grieta adimensional cuando la grieta ha alcanzado el borde de grano ($i = a/D/2$), siendo D el tamaño de grano característico del material. Los factores m_i^* son unos coeficientes que afectan a la tensión crítica de activación en la barrera considerada y fueron introducidos originariamente como factores de orientación cristalográfica (m_1^* es el coeficiente relativo a la primera barrera). Dicha ecuación no es más que la expresión en términos micromecánicos del diagrama de Kitagawa-Takahashi [38].

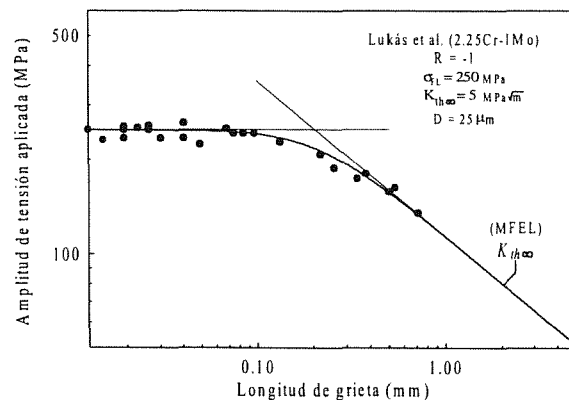


Fig 2. Diagrama de Kitagawa experimental [39].

La forma típica del diagrama de Kitagawa es bien conocida (véase Figura 2) y puede explicarse fácilmente analizando la evolución de los términos de la ecuación (3). En efecto, en primer lugar, el término $1/\sqrt{i}$ representa la dependencia típica con $1/\sqrt{a}$ de la tensión

necesaria para propagar una grieta predicha por la Mecánica de la Fractura Elástica-Lineal (MFEL). En el modelo dicho término describe la creciente "presión" que la grieta ejerce sobre la barrera al aumentar su tamaño.

Los diagramas de Kitagawa obtenidos experimentalmente [39] muestran una primera zona sensiblemente horizontal en la región de grietas pequeñas, correspondiendo con el límite de fatiga del material, y disminuyen paulatinamente, hasta confundirse, con la recta de pendiente $-1/2$ predicha mediante el Factor de Intensidad de Tensiones Umbral ($K_{I_{lim}}$) de la MFEL.

Esta evolución es debida a que, en los primeros estadios del crecimiento, la resistencia ofrecida por las sucesivas barreras puede aumentar, proporcionado una sucesión (m_i^*/m_i^*) inicialmente creciente. Sin embargo, su valor se estabiliza cuando la grieta es suficientemente grande. Dicho aumento de resistencia es debido fundamentalmente a dos efectos: a) una creciente oposición cristalográfica, como consecuencia de que la grieta se ve forzada a crecer a través de un número mayor de granos cada vez y en general no favorablemente orientados, y b) el efecto de un creciente aumento en los niveles de cierre de grieta, lo cual se traduce en una menor presión efectiva sobre la barrera.

Cuando la grieta es aún pequeña, puede ocurrir que el aumento en la resistencia de las barreras compense en gran medida la disminución de la tensión umbral por efecto de la longitud de la grieta (término $1/\sqrt{i}$) y, por tanto, el diagrama de Kitagawa se mantenga aproximadamente horizontal. Sin embargo, conforme la grieta es mayor el incremento de la resistencia de las barreras comienza a perder importancia relativa y la curva del diagrama de Kitagawa comienza a separarse significativamente de la horizontal. En particular, cuando la grieta cubre un gran número de granos y los niveles de cierre no varían sustancialmente, la resistencia de las barreras estará totalmente estabilizada y las condiciones umbrales de propagación estarán sólo controladas por el efecto de la longitud de la grieta. A partir de dicho punto, la curva del diagrama de Kitagawa se confunde con la recta representativa del Factor de Intensidad de Tensiones Umbral de grieta grande $K_{I_{lim}}$.

Según lo anterior, la evolución de la tensión umbral en el diagrama de Kitagawa puede entenderse como el resultado de una competencia entre dos mecanismos, el aumento en la oposición ejercida por las sucesivas barreras y la creciente fuerza de la grieta para superarlas. En dicho diagrama, por tanto, está contenida toda la información necesaria para caracterizar la resistencia ofrecida por el material al crecimiento por fatiga de las grietas.

4. FATIGA EN ENTALLAS

La formación de grietas por fatiga ocurre casi invariablemente en la raíz de concentradores de tensión o entallas, los cuales son en general inevitables en elementos de máquinas. Dado su claro interés práctico, el estudio de la reducción de resistencia a fatiga de componentes entallados ha recibido una gran atención y esfuerzo investigador durante las últimas décadas.

Las teorías pioneras en esta materia relacionan el factor de reducción de resistencia a fatiga de la entalla K_f (cociente entre los límites de fatiga de una pieza sin y con entalla) con la concentración de tensiones y el gradiente de las mismas sobre una cierta distancia característica del material. La idea que subyace en este tipo de relaciones K_f-K_t es que la tensión necesaria para iniciar una grieta en la raíz del concentrador es también suficiente para propagar la grieta hasta el fallo de la pieza. Sin embargo, como pusieron de manifiesto Frost y Dugdale [40], esto sólo ocurre en entallas suaves (K_t típicamente inferior a 4), limitando así el rango de aplicación de tales expresiones.

Los trabajos de Frost y Dugdale, y más recientemente de otros autores [41,42], evidenciaron claramente la existencia en entallas agudas de grietas que, tras iniciarse en la raíz del concentrador y propagarse una determinada distancia, se paraban sin provocar el fallo de la pieza (*grietas no-propagantes*). El hecho destacable era que cuando aparecían dichas grietas no-propagantes, en entallas de igual profundidad, el límite de fatiga del componente era casi independiente de la concentración de tensiones en la entalla.

Según lo anterior, lo que determina la resistencia a fatiga de un componente entallado no es la nucleación de una microgrieta en la raíz del concentrador, sino la capacidad de ésta para propagarse a través del material sin detenerse. Por tanto, para abordar este problema es necesario estudiar qué factores gobiernan el crecimiento de una grieta sometida a un gradiente de tensiones relativamente fuerte como consecuencia de la entalla. Dado que los efectos de la concentración de tensiones son en general muy localizados, el tamaño de las grietas involucradas es también muy reducido, es decir, se trata de un problema de crecimiento de grietas pequeñas, las cuales, como hemos señalado anteriormente, exhiben en su comportamiento una notable interacción con la microestructura del material.

La aplicación de los modelos de bloqueo de dislocaciones descritos aquí a problemas de concentración de tensiones permite obtener las condiciones umbrales para la propagación de una grieta en un componente entallado, diferenciando claramente entre el límite de iniciación y el límite de fatiga de la pieza, así como predecir la aparición de grietas no-propagantes en el componente.

Consideremos una grieta en la raíz de una entalla elíptica en un sólido semi-infinito que crece a través del material, bloqueándose su zona plástica en las sucesivas barreras microestructurales (Figura 3). Dicha grieta puede ser representada mediante una distribución de dislocaciones infinitesimales donde se distinguen tres zonas. La grieta propiamente dicha, sobre la que existe una tensión de fricción σ_1^i , su zona plástica asociada, donde las dislocaciones soportan una tensión σ_2^i que se opone a su movimiento, y la barrera microestructural (r_0^i), la cual soporta una tensión σ_3^i , como consecuencia del empuje del apilamiento de dislocaciones contra el borde de grano. Por simplicidad matemática se supone que el componente está sometido a un estado de tensiones antiplano.

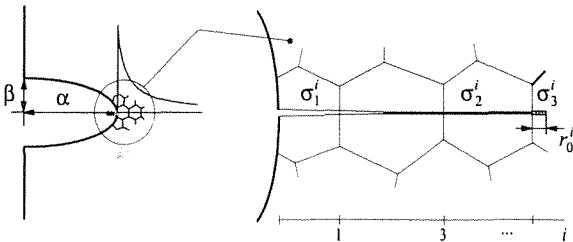


Fig 3. Representación esquemática de la grieta, la zona plástica y barrera microestructural en la raíz de la entalla.

Al igual que en un espécimen sin entalla, la capacidad de la grieta para propagarse en el material está gobernada por la resistencia ofrecida por las barreras microestructurales, el factor diferenciador ahora es que las condiciones de tensión a las que estará sometida la grieta al enfrentarse con cada una de las barreras serán diferentes, como consecuencia del gradiente de tensiones de la entalla. Dependiendo de la evolución de dichas tensiones (decrecientes al alejarse del fondo de la entalla), es posible encontrar situaciones en las que la grieta es capaz de superar las primeras barreras del material, pero queda bloqueada definitivamente en alguna barrera más interna, conduciendo a la formación de una grieta no-propagante. Así, para caracterizar el fallo por fatiga del componente entallado es necesario analizar cuáles deben ser las condiciones umbrales para que una grieta pueda superar cada una de las sucesivas barreras del material.

Considerando el instante genérico mostrado en la Figura 3, en el que la zona plástica de la grieta se encuentra bloqueada por el i -ésimo borde de grano, el proceso por el cual la grieta supera dicha barrera será el siguiente. A medida que la grieta se aproxima a la barrera la "presión" local σ_3^i va aumentando, como consecuencia de la intensificación de tensiones provocada por ésta. Una vez que esta tensión alcance un determinado valor crítico, tal que permita activar fuentes de dislocaciones en el grano vecino, la zona plástica se extenderá

cubriendo por entero dicho grano y la grieta podrá, entonces, propagarse más allá de la barrera. La mínima tensión aplicada requerida para ello (tensión umbral) se obtendrá cuando el frente de la grieta esté lo más próximo posible al borde grano, en teoría, justo en el borde de grano. La resistencia de la barrera en estas condiciones puede obtenerse a partir del diagrama de Kitagawa de un espécimen sin entalla, según se ha discutido antes.

Empleando técnicas de transformación conforme en el plano complejo es posible reducir el dominio entallado y el conjunto de dislocaciones al caso simple de una grieta en un medio infinito, donde el problema es más fácil de resolver. Como resultado de este análisis, la tensión umbral τ_{Li}^N para que una grieta supere una barrera genérica i en el fondo de una entalla elíptica se expresa como [44,45].

$$\frac{\tau_{Li}^N}{\tau_{FL}} = \left(\frac{\tau_{Li}}{\tau_{FL}} \right) \frac{\sqrt{i}}{\bar{\alpha} + \bar{\beta}} \left[\frac{\bar{\beta}}{\lambda_i} + \frac{\bar{\alpha}}{\sqrt{1 + \lambda_i^2}} \right]^2 \quad (4)$$

con $\lambda_i = \frac{1}{\bar{\alpha}^2 - \bar{\beta}^2} \left[\bar{\alpha} \sqrt{(\bar{\alpha} + i)^2 - \bar{\alpha}^2 + \bar{\beta}^2} - \bar{\beta}(\bar{\alpha} + i) \right]$, donde

$\bar{\alpha} = \alpha/D/2$, $\bar{\beta} = \beta/D/2$ son la profundidad y el ancho de la entalla, respectivamente, adimensionalizados por la mitad del tamaño de grano característico del material. La ecuación (4) pone de manifiesto que la tensión umbral para el crecimiento de una grieta en el espécimen entallado puede expresarse como la combinación de dos contribuciones: la debida al material, representada por el cociente τ_{Li}/τ_{FL} , y la debida a la presencia de la entalla, representada por el resto de los términos.

De acuerdo con la descripción del proceso de crecimiento expuesta aquí, el límite de iniciación en un componente entallado puede ser interpretado como la mínima tensión aplicada para que una grieta, previamente nucleada en algún poro, inclusión o marca superficial, supere la primera barrera microestructural y pueda, al menos potencialmente, continuar propagándose en el material. Así, el límite de iniciación (τ_{Li}^N) se puede obtener haciendo simplemente $i = 1$ en la expresión (4),

$$\frac{1}{K_{f1}} = \frac{\tau_{L1}^N}{\tau_{FL}} = \frac{1}{\bar{\alpha} + \bar{\beta}} \left[\frac{\bar{\beta}}{\lambda_1} + \frac{\bar{\alpha}}{\sqrt{1 + \lambda_1^2}} \right]^2 \quad (5)$$

Por analogía con el tradicional K_f , K_{f1} es conocido como factor de reducción de resistencia a la iniciación de grietas por fatiga en la entalla. Siguiendo la misma idea, el límite de fatiga del componente entallado (τ_{FL}^N)

deberá corresponderse con la mínima tensión necesaria para que dicha grieta sea capaz de superar todas las sucesivas barreras microestructurales que encuentre a su paso. Dicha condición se obtiene fácilmente de la expresión (4) como

$$\tau_{FL}^N = \max_i (\tau_{Li}^N) \quad (6)$$

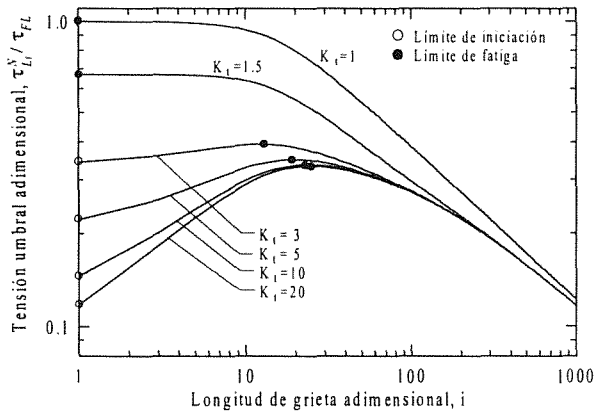


Fig 4. Tensión umbral τ_{Li}^N vs. longitud de grieta no-propagante ($\bar{\alpha} = 100$).

Para ilustrar la idea anterior, la Figura 4 muestra la evolución de la tensión umbral dada por la ecuación (4) en función de la longitud de la grieta, para una entalla de profundidad relativa $\bar{\alpha} = 100$ y distintos K_i . Como se aprecia en la citada figura, el patrón de comportamiento es claramente distinto dependiendo de la severidad de la entalla. Las entallas suaves (véase por ejemplo $K_i = 1.5$) presentan una evolución de la tensión umbral siempre decreciente, similar a la de un espécimen sin entalla, lo que refleja que una vez que la grieta supera la primera barrera microestructural se propagará hasta la rotura. En otras palabras, el límite de iniciación y el límite de fatiga coinciden. Sin embargo, a medida que la entalla se hace más aguda (por ejemplo, $K_i \geq 5$) comienza a aparecer un tramo creciente hasta alcanzar un máximo, siendo necesario aplicar tensiones superiores a éste para provocar el crecimiento de la grieta hasta el fallo. Dicho máximo representa, por tanto, el límite de fatiga del componente entallado. El tramo creciente determina, pues, el rango de tensiones en el cual es posible hacer crecer una grieta desde la raíz de la entalla una cierta distancia sin que provoque el fallo, es decir, deteniéndose posteriormente en una barrera más interna. El tamaño final de tales grietas dependerá de la tensión aplicada y de la geometría del concentrador [39-42]. Naturalmente, la posición del límite de fatiga define la máxima grieta no-propagante que es posible encontrar en la entalla.

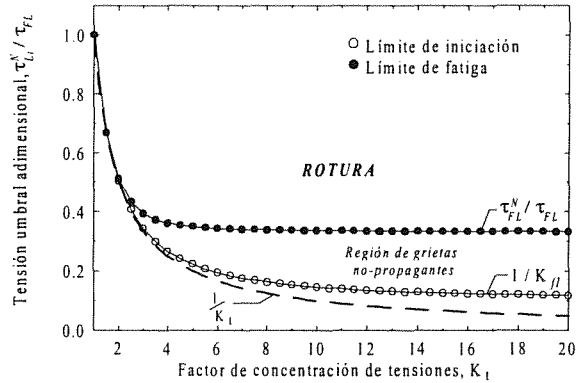


Fig 5. Límites de iniciación y de propagación hasta el fallo vs. K_i ($\bar{\alpha} = 100$).

Una representación más familiar de los resultados de la Figura 4 es la mostrada en la Figura 5: el conocido diagrama de Frost. Aquí se aprecia claramente cómo las diferencias entre el límite de iniciación y el límite de fatiga aumentan al aumentar K_i , [40]. Asimismo, pone también de manifiesto que K_{fL} es en general inferior a K_i , especialmente en entallas agudas.

Un resultado experimental destacable, puesto también de manifiesto en la Figura 5, es que, siempre que aparecen grietas no-propagantes en entallas de igual profundidad, el límite de fatiga es aproximadamente constante e independiente de la concentración de tensiones. Para explorar este hecho en los términos del modelo descrito, consideremos el caso límite de una entalla tan aguda como una grieta (cuasi-grieta), abstracción que permite calcular el límite al que tiende el umbral de fatiga en el diagrama de Frost. Las condiciones umbrales de crecimiento de una grieta en esta situación se obtienen sin más que hacer $\beta \rightarrow 0$ en (4)

$$\tau_{Li}^N \Big|_{\beta \rightarrow 0} = \tau_{Li} \sqrt{\frac{i}{\bar{\alpha} + i}} \quad (7)$$

Es fácil comprobar que cuando el tamaño de la entalla es muy superior al tamaño microestructural característico del material, $\bar{\alpha} \gg \bar{a}_0$, la ecuación (7) se reduce a la conocida expresión obtenida por Smith y Miller [47],

$$\tau_{FL}^N \approx \tau_{FL} \sqrt{\frac{\bar{a}_0}{\bar{\alpha}}} = \frac{K_{H\infty}}{Y \sqrt{\pi \alpha}} \quad (8)$$

Por el contrario, si la entalla es muy pequeña en relación con la microestructura del material, $\bar{\alpha} \ll 1$, (por ejemplo, microdefectos del material) se predice una escasa influencia en la resistencia a fatiga del material,

$\tau_{FL}^N \approx \tau_{FL}$, en perfecto acuerdo con la evidencia experimental.

5. AGRADECIMIENTOS

Quisiera desde estas líneas rendir homenaje a dos personas cuya contribución al florecimiento de los estudios de fractura y fatiga en España ha sido absolutamente fundamental: Manuel Elices Calafat y Manuel Fuentes Pérez. Es difícil imaginar que sin su tesón y energía la reunión anual del Grupo Español de Fractura se hubiera celebrado año tras año. Desde mi punto de vista, la influencia de estas agradables reuniones anuales en la formación de los investigadores jóvenes y brillantes con hoy contamos no ha sido quizás suficientemente reconocida. Y la reunión de este año, con el escaparate europeo del ECF-13 es la mejor ocasión para mostrar ese reconocimiento.

6. REFERENCIAS

[1] Pook, L.P. (1983) "The Role of Crack Growth in Metal Fatigue" The Metals Society, London.

[2] Yokobori, T. (1981) "On the Critical Problems in Physico-Mechano-Structural Foundations of Fracture" en 'Advances in Fracture Research, Vol. 3' (Ed. D. Francois), pp 1145-1166, Pergamon Press, Oxford.

[3] Pook, L.P. (1976) J. Soc. Environ. Eng., 15-4, (71), pp 3-10.

[4] Gough, H.J. (1924) "The Fatigue of Metals" Scott, Greenwood & Son, London.

[5] Moore, H.F. y Kommers, J.B. (1927) "The Fatigue of Metals", McGraw-Hill, New York.

[6] Parsons, R.H. (1947) "History of the Institution of Mechanical Engineers 1847-1947", Institution of Mechanical Engineers, London.

[7] Morris, W.L. (1978) "The Effect of Intermetallics Composition and Microstructure on Fatigue Crack Initiation in Al 2219-T851" Met. Trans. A, 9A, pp 1345.

[8] Lankford, J. (1982) "The Growth of Small Fatigue Cracks in 7075-T6 Aluminium" Fatigue Engng. Mater. Struct., 5, pp 233.

[9] Lankford, J. (1983) "The Effect of Environment on the Growth of Small Fatigue Cracks" Fatigue Engng. Mater. Struct., 6(1), pp 15.

[10] Lankford, J. (1977) "Initiation and Early Growth of Fatigue Cracks in High Strength Steel" Engng. Fract. Mech., 9, pp 617.

[11] Pérez Carbonell, E. y Brown, M.W. (1986) "A Study of Short Crack Growth in Torsional Low Cycle Fatigue for a Medium Carbon Steel" Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., 9(1), pp 15.

[12] Pearson, S. (1975) "Initiation of Fatigue Cracks in Commercial Aluminium Alloys and the Subsequent Propagation of Very Short Cracks" Engng. Fract. Mech., 7, pp 235.

[13] Lankford, J. (1985) "The Influence of Microstructure on the Growth of Small Fatigue Cracks" Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., 8(2), pp 161.

[14] Brown, C.W. y Taylor, D. (1984) "The Effect of Texture and Grain Size on Short Fatigue Crack Growth Rates in Ti-6Al-4V" Fatigue Crack Growth Threshold Concepts, Ed. D. Davidson y S. Suresh, pp 433-446, TMS AIME, Warrendale, Pennsylvania.

[15] Taylor, D. y Knott, J.F. (1981) "Fatigue Crack Propagation of Short Cracks: The Effect of Microstructure" Fatigue Engng. Mater. Struct., 4, pp 147.

[16] Brown, C.W. y Hicks, M.A. (1983) "A Study of Short Fatigue Crack Growth Behaviour in Titanium Alloy IMI 685", Fatigue Engng. Mater. Struct., 6, pp 67.

[17] Tanaka, K., Hojo, M. y Nakai, Y. (1983) "Fatigue Crack Initiation and Early Propagation in Three Steels" in 'Fatigue Mechanisms: Advances in Quantitative Measurements of Physical Damage', ASTM STP 811, pp 207.

[18] Taylor, D. (1982) "Euromech Colloquium on Short Fatigue Cracks" Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., 5(4), pp 305.

[19] Yoder, G.R., Cooley, L.A. y Crooker, T.W. (1982) "On Microstructural Control of Near Threshold Fatigue Crack Growth in 7000-Series Alluminum Alloys" Sci. Metall., 16, pp 595.

[20] Zurek, A.K., James, M.R. y Morris, W.L. (1983) "The Effect of Grain Size on Fatigue Growth of Short Cracks" Met. Trans., 14A, pp 1967.

[21] James, M.R., Morris, W.L. y Zurek, A.K. (1983) "On the Transition from Near Threshold to Intermediate Growth Rates in Fatigue" Fatigue Engng. Mater. Struct., 6(3), pp 293.

[22] Bolingbroke, R.K. y King, J.E. (1985) "A Comparison of Long and Short Fatigue Crack Growth in

High Strength Aluminum Alloy", 2nd Symposium on the Behaviour of Short Fatigue Cracks, Sheffield University, September 1985.

[23] Blom, A.F., Hedlund, A., Fathulla, A., Weiss, B. y Stickler, R. "Short Fatigue Crack Growth Behaviour in Al 2024 and Al 7475" idem [22].

[24] Tokaji, K., Ogawa, T., Harada, Y. y Ando, Z. (1986) "Limitations of Linear Elastic Fracture Mechanics in Respect of Small Fatigue Crack and Microstructure" *Fatigue Fract. Engng. Mat. Struct.*, 9(1), pp 1.

[25] Lankford, J. y Davidson, D. (1978) "Fatigue Crack Tip Plastic Zone Sizes in Aluminum, Alloys" *Int. J. Fract.*, 14, R87.

[26] Morris, W.L. (1979) "Microcrack Closure Phenomena for Al 2219-T851" *Met. Trans.*, 10A, pp 5.

[27] Morris, W.L. (1980) "Noncontinuum Crack Tip Deformation Behaviour of Surface Microcracks" *Met. Trans.*, 11A, pp 1117.

[28] Tanaka, K. y Nakai, Y. (1983) "Propagation and Non-Propagation of Short Fatigue Cracks at a Sharp Notch" *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, 6, pp 315.

[29] Chang, R., Morris, W.L. y Buck, O. (1979) "Fatigue Crack Nucleation at Intermetallic Particles in Alloys - A Dislocation Pile-up Model" *Scripta Metall.*, 13, pp 191.

[30] Chan, K.S. y Lankford, J. (1983) "A Crack Tip Model for the Growth of Small Fatigue Cracks" *Scripta Metall.*, 17, pp 529.

[31] Suresh, S. (1983) "Crack Deflection: Implications for the Growth of Short Fatigue Cracks" *Metall. Trans.*, 14A, pp 2375.

[32] de los Rios, E.R., Tang, Z. y Miller, K.J. (1984) "Short Crack Fatigue Behaviour in a Medium Carbon Steel" *Fatigue Engng. Mater. Struct.*, 7(2), pp 97.

[33] Navarro, A. y de los Rios, E.R. (1988) "Short and Long Fatigue Crack Growth: a Unified Model", *Phil. Mag.*, 57(1), pp 15-36.

[34] Navarro, A. y de los Rios, E.R., (1992) "Fatigue Crack Growth Modelling by Successive Blocking of Dislocations" *Proc. R. Soc. Lond. A-437*, 375-390 (1992).

[35] Navarro, A. y de los Rios, E.R. (1988) "An Alternative Model of the Blocking of Dislocations at Grain Boundaries" *Phil. Mag.* 57(1), 37-42.

[36] Hall, E.O. (1951) "The Deformation and Ageing of

Mild Steel: III Discussion of Results" *Proc. Phys. Soc. London B64*, 747-753.

[37] Petch, N.J. (1953) "The Cleavage Strength of Polycrystals" *J. Iron Steel Inst.*, 174, 25-28.

[38] Kitagawa H. y Takahashi S. (1976) "Applicability of Fracture Mechanics to very Small Cracks or the Cracks in the Early Stage" 2nd Int. Conf. on the Mechanical Behaviour of Materials (ICM2), Boston, U.S.A., pp. 627-631. *Am. Soc. Metals, Metals Park, Ohio.*

[39] Lukas, P. and Kunz, L., (1992) "Effect of Mean Stress on Short Crack Threshold, in Short Cracks", ESIS 13 (K. J. Miller and E. R. de los Rios (eds.)). *Mechanical Engineering Publications, London*, 265-275.

[40] Frost, N. E. (1961) "Significance of Non-Propagating Cracks in the Interpretation of Notched Fatigue Data" *J. Mech. Engng. Sci.* 3(4), 299-302.

[41] El Haddad, M. H., Topper, T. H. and Smith, K. N., (1979) "Prediction of Non Propagating Cracks", *Engng. Fract. Mech.*, 11, 573-584.

[42] Tanaka, K. and Nakai, Y., (1984) "Prediction of Fatigue Threshold of Notched Components", *ASME J. Engng. Mater. Tech.*, 106, 192-199.

[43] Navarro, A., Vallellano, C., de los Rios, E.R. y Xin, X.J. (1999) "Notch Sensitivity and Size Effect Described by a Short Crack Propagation Model". En *Engineering Against Fatigue* (Editado por J.H. Beynon, M.W. Brown, R.A. Smith, T.C. Lindley y B. Tomkins). A.A. Balkema, Rotterdam, p. 63.

[44] Vallellano C., (1999) "Crecimiento de Grietas Pequeñas por Fatiga en Componentes con Concentradores de Tensión", Tesis Doctoral, Universidad de Sevilla .

[45] Vallellano, C., Navarro, A. y Domínguez, J. (2000) "Fatigue Crack Growth Threshold Conditions at Notches. Part I: Theory" *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, 23, 113-121.

[46] Vallellano, C., Navarro, A. y Domínguez, J. (2000) "Fatigue Crack Growth Threshold Conditions at Notches. Part II: Generalization and Application to Experimental Results" *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, 23, 123-128.

[47] Smith, R. A. and Miller, K. J., (1978) "Prediction of Fatigue Regimes in Notched Components", *Int. J. Mech. Sci.*, 20, 201-206.