



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE MATERIALES
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES

"IMPLICACIONES DE TERMODINÁMICA
DE PROCESOS IRREVERSIBLES EN
PROPIEDADES MECÁNICAS Y
ESTRUCTURAS DISIPATIVAS"

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

MAESTRO EN CIENCIAS

(CIENCIA DE MATERIALES)

P R E S E N T A

Ing. PABLO UGALDE VÉLEZ



Tutor: Dr. Jorge A. Montemayor-Aldrete

México, D.F.

2007



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

IMPLICACIONES DE TERMODINÁMICA
DE PROCESOS IRREVERSIBLES EN
PROPIEDADES MECÁNICAS Y
ESTRUCTURAS DISIPATIVAS

PABLO UGALDE VÉLEZ

13 DE MARZO DEL 2007

Índice general

1. SUPERPLASTICIDAD	4
1.1. Introducción	4
1.2. Requerimientos para superplasticidad	5
1.3. Cavitación	11
1.4. Breve Análisis de los modelos superplásticos	13
1.4.1. Técnicas experimentales usuales	14
1.4.2. Estudios de Superficie	14
1.4.3. Técnicas globales de cavitación	16
1.4.4. Mapeo del flujo granular	17
1.4.5. Con esta técnica pueden los siguientes problemas abor- darse:	18
2. TERMOFLUENCIA POR DISLOCACIONES, UNA VISIÓN	
GENERAL.	22
2.1. INTRODUCCIÓN	22
2.2. Ecuaciones de Termofluencia para transitorios	23
2.2.1. Curvas de termofluencia	23
2.2.2. Descripción cualitativa de curvas normales de termoflu- encia	25
2.2.3. Ecuaciones de termofluencia para estado estacionario .	27
2.2.4. Exponente del esfuerzo	28
2.2.5. Aspectos cualitativos de la microestructura de disloca- ciones	29
2.3. Descripción cuantitativa de la estructura de dislocaciones . . .	31
2.3.1. Tamaño de subgranos	31

2.3.2.	Espaciamiento entre deslocaciones móviles y diámetro del subgrano	32
2.3.3.	Relación entre anchura de las paredes de subgrano y el diámetro de los mismos	33
2.3.4.	Ángulo de desorientación entre subgranos contiguos	33
2.4.	Densidad de dislocaciones	34
2.4.1.	Densidad de dislocaciones en las paredes y esfuerzos locales en la estructura de las mismas	34
2.5.	Densidad de Dislocaciones Móviles	35
2.6.	Algunas ecuaciones para la evolución en el tiempo de la densidad de dislocaciones	37
3.	INTRODUCCIÓN A LA DEFORMACIÓN PLÁSTICA POR MOVIMIENTO DE DISLOCACIONES MEDIANTE EL USO DE ANALOGÍAS Y EL CONCEPTO DE ENERGÍA.	49
3.1.	Introducción	49
3.2.	Análisis	51
3.2.1.	Dislocación de borde	52
3.2.2.	Aspectos cualitativos de las analogías de la alfombra, la lombriz y la oruga	53
3.2.3.	Desarrollo matemático de la analogía de la oruga	55
3.2.4.	Esfuerzo de corte y fuerza microscópica sobre una dislocación recta de borde	57
3.2.5.	Dislocación de tornillo	60
3.2.6.	Movimiento de una dislocación de tornillo y fuerzas de corte externas	60
3.2.7.	Analogía para el movimiento de una dislocación de tornillo y su desarrollo matemático	62
3.2.8.	Tensión lineal de las dislocaciones	63
3.3.	Conclusiones	69
4.	DEFECTOS Y DEFORMACIÓN SUPERPLÁSTICA.	72
4.1.	Introducción	72
4.2.	Método para Medir el Tamaño de las Entidades Físicas responsables de la Deformación Superplástica.	74
4.2.1.	Aplicación	76
4.3.	Modelo Microscópico para la Rapidez de Deformación en Superplasticidad	80

4.4.	Algunas Implicaciones para Estados Estacionarios en Superplasticidad	84
4.4.1.	Análisis Macroscópico de Superplasticidad	85
4.4.2.	Análisis Microscópico de la Superplasticidad por Movimiento de Cavidades	88
4.5.	Conclusiones	99
5.	VIDA ÚTIL DE MÁQUINAS Y ESTRUCTURAS DISIPATIVAS	104
5.1.	Introducción	104
5.2.	Análisis	107
5.3.	Algunas Aplicaciones de la Expresión para la Vida Útil de Máquinas y Estructuras Disipativas.	111
5.3.1.	Termofluencia	111
5.4.	Algunas Modelaciones Microscópicas de la Expresión de Vida Útil para Estructuras y Máquinas Disipativas.	114
5.4.1.	Modelación Simplificada de la Expresión para la Vida Útil de Estructuras y Máquinas Disipativas.	116
5.5.	La Función Daño Acumulativo.	120
5.6.	Discusión y Conclusiones	121
6.	Lista de Símbolos	127
6.1.	Capítulo: 1	127
6.2.	Capítulo 2	128
6.3.	Capítulo 3	130
6.4.	Capítulo 4	131
6.5.	Capítulo 5	133

Capítulo 1

SUPERPLASTICIDAD

1.1. Introducción

En este capítulo se presentará un breve resumen de superplasticidad estructural.

El primer reporte real de deformación superplástica en el cual se alcanzan en tensión grandes deformaciones libres de formación de cuello se atribuye al trabajo clásico de Pearson [1], realizado en Inglaterra en el año de 1934, en aleaciones eutécticas $Bi-Sn$ y $Pb-Sn$. Sin embargo esto fue visto solamente como una curiosidad científica de laboratorio, el término de superplasticidad fue introducido en metalurgia por Bochvar y Sviderskaya en 1945 para describir la gran ductilidad observada en aleaciones $Zn-Al$ [2],

En 1962 Underwood [3] publicó una revisión detallada de los trabajos experimentales realizados en materiales superplásticos en la antigua Unión Soviética. Este trabajo estimuló el interés en el área, junto con los trabajos pioneros de Backofen y colaboradores [4 – 8].

Actualmente, la ocurrencia de deformación superplástica a dejado de ser una mera curiosidad científica. El interés científico en superplasticidad se ha expandido rápidamente en años recientes, debido a las aplicaciones potenciales en muchas operaciones de formado industrial, por sus reducciones potenciales en costo y la posibilidad que aporta para el diseño en componentes complejos [9 – 10].

1.2. Requerimientos para superplasticidad

Superplasticidad, es la habilidad de un material policristalino para exhibir, de una manera general isotropa, grandes elongaciones antes de fallar [11].

Las características generales más importantes de superplasticidad son [12].

1.- Todos los materiales superplásticos tienen un tamaño de grano fino equiaxico $\leq 10\mu m$.

2.- Superplasticidad se presenta en deformaciones realizadas a temperaturas superiores aproximadamente a la mitad de la del punto de fusión ($0.5T_f$). Donde T_f es la temperatura absoluta de fusión.

3.- Presenta una relación sigmoideal entre el logaritmo de esfuerzo y la rapidez de deformación, convencionalmente, la curva sigmoideal es dividida en 3 regiones; la superplasticidad ocurre en la región II, ver Fig. 1.1.

4.- La sensibilidad de la rapidez de deformación al esfuerzo de flujo ha sido referida como $m=(d\ln\sigma)/(d\ln\dot{\epsilon})$ y es un máximo cerca del centro de la región II, ver Fig. 1.1. El valor de m se incrementa con el incremento de temperatura y disminución del tamaño de grano. Para deformación superplástica comunmente, el valor de m es de 0.3 a 0.9. Un valor de 1 corresponde a flujo viscoso newtoniano.

5.- El desarrollo del cuello será restringido primeramente por la sensibilidad de la rapidez de deformación alta del esfuerzo de flujo.

6.- Las propiedades mecánicas pueden ser analizadas en términos de los procesos activados térmicamente.

7.- Los procesos de fractura frecuentemente incluyen cavitación.

8.- Existe considerable deslizamiento de fronteras de grano (DFG) y reducción de textura en la región II de la Fig. 1.1. Pero mucho menos en la región III.

9.- Se encuentran componentes de textura estable débiles después de que ocurre deformación superplástica extensa.

10.- Existe poca evidencia de microscopía electrónica de transmisión que apoye la presencia de dislocaciones en materiales que se han deformado superplásticamente.

La primera demostración de superplasticidad en un cerámico con estructura cristalina ensayado en tensión fue presentada por Wakai en 1986; subsecuentemente hubo numerosos reportes de superplasticidad en cerámicos.

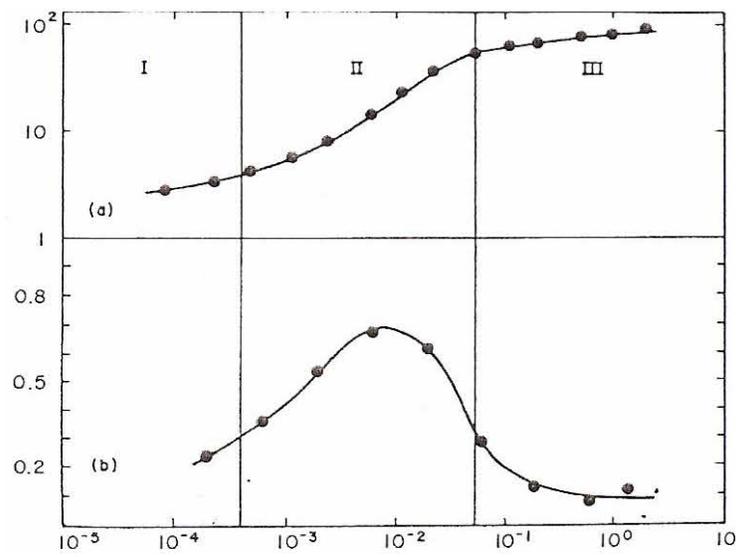


Figura 1.1: Dependencia de la rapidez de deformación ($\dot{\epsilon}$) del (a) esfuerzo de flujo (σ) y (b) el parámetro $m = \partial \ln \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon}$ para la aleación Mg-Al, tamaño de grano $10.6 \mu m$ deformada a $350^\circ C$ Lee [12]

Una importante diferencia entre metales superplásticos y cerámicos es que el tamaño de grano en los cerámicos es usualmente menor a $1\mu m$ y frecuentemente del orden de $0.3-0.5\mu m$.

Muy recientemente, se ha prestado interés en la posibilidad de lograr materiales superplásticos con tamaños de granos nanocristalinos.

Una limitación potencial en operaciones de formado superplástico es la nucleación, crecimiento y desarrollo de cavidades internas en muchos metales superplásticos durante la deformación superplástica, igualmente existe evidencia de cavitación en cerámicos superplásticos [13].

A temperaturas elevadas la rapidez de deformación a la cual un material se deforma puede ser expresada usando la ecuación normal para mecanismos en termofluencia a temperaturas altas, bajo condiciones de flujo de estado estacionario tenemos:

$$\dot{\epsilon} = \frac{ADGb}{kT} \left[\frac{b}{d} \right]^p \left[\frac{\sigma}{G} \right]^n \quad (1.1)$$

Donde: $(A, p \text{ y } n)$ son constantes, D es el coeficiente de difusión apropiado, G es el módulo de corte, b es el vector de Burgers, k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta, d es el tamaño de grano, y σ es el esfuerzo [12, 13].

Numerosos experimentos establecen que la contribución del deslizamiento de fronteras de grano en la elongación total es muy alta (alrededor de 50%-70%) en la región II pero disminuye en la región I y III [14].

La deformación ocurre por movimiento individual de granos o grupos de granos relativo uno con respecto al otro, durante la deformación superplástica los granos permanecen equiáxiales, se ha observado que los granos cambian sus bordes y emergen a la superficie libre desde el interior [15].

Región I, a rapidez de deformación baja, la pendiente de la curva de esfuerzo-rapidez de deformación, varía en muchas aleaciones superplásticas. La sensibilidad de rapidez de deformación (m) es baja, en la región I y esto ha sido interpretado como evidencia para alguna forma de esfuerzo umbral para flujo superplástico, ya que normalmente no se ha observado actividad de dislocaciones a una rapidez de deformación baja.

Sin embargo, en otros materiales se ha observado que la pendiente a baja rapidez de deformación (m) se incrementa, tendiendo hacia la unidad. Esto ha sido citado como evidencia que apoya el flujo controlado por difusión, con valores para la energía de activación para el flujo en la región I similar

al medido para difusión volumétrica. Esto es contrario a lo que se espera normalmente en un material de grano fino, la energía de activación podría ser aquella para difusión de fronteras de grano. Sin embargo, diferentes estudios sobre la aleación eutectoide Zn-Al han mostrado ambos comportamientos de la región I [16].

Región II, los resultados experimentales en la región II son generalmente consistentes con varios modelos teóricos para superplasticidad, sin embargo a la fecha no existe un modelo simple que explique todas las observaciones microestructurales y mecánicas.

Durante la deformación en tensión, la superficie externa de la muestra se incrementa con la deformación. El movimiento de los granos individuales depende tanto de los esfuerzos normales como los de corte que actúan sobre sus fronteras de grano y consecuentemente depende de la forma y orientación de los granos, los movimientos de traslación y rotación de los granos son de naturaleza estocástica, ocurriendo en diferentes direcciones para diferentes extensiones.

Si el deslizamiento de fronteras de grano ocurre en un sistema completamente rígido de granos entonces los huecos podrían desarrollarse en la microestructura Fig.1.2.[17]

Una de las características microestructurales dominantes en superplasticidad es el papel que juega el deslizamiento de fronteras de grano DFG. La compatibilidad durante DFG se mantiene por el proceso de acomodamiento concurrente, que involucra la migración de las fronteras de grano MFG, rotación de granos, difusión o movimiento de dislocaciones, etc. Muchos de los modelos propuestos en la literatura para superplasticidad generalmente consideran uno u otro proceso de acomodamiento en conjunción con DFG los mecanismos de acomodamiento considerados pueden ser divididos en tres grupos generales: (a) acomodamiento difusional, (b) acomodamiento por movimiento de dislocaciones y (c) modelos mixtos teniendo elementos de ambas dislocaciones y acomodamiento difusional [19]

En la región III, la termofluencia de metales a altas temperaturas toma lugar por deslizamiento y ascenso de dislocaciones. Cuando el proceso de ascenso es controlado por la rapidez de difusión, el exponente del esfuerzo es aproximadamente 5 y se desarrolla una sub-estructura tal que cada grano se divide en subgranos con un tamaño promedio de λ los experimentos muestran que la densidad de dislocaciones dentro de cada grano es muy baja, bajo condiciones de termofluencia normal, para metales con un tamaño de grano grande ($d > \lambda$), la estructura de estado estacionario es ilustrada en

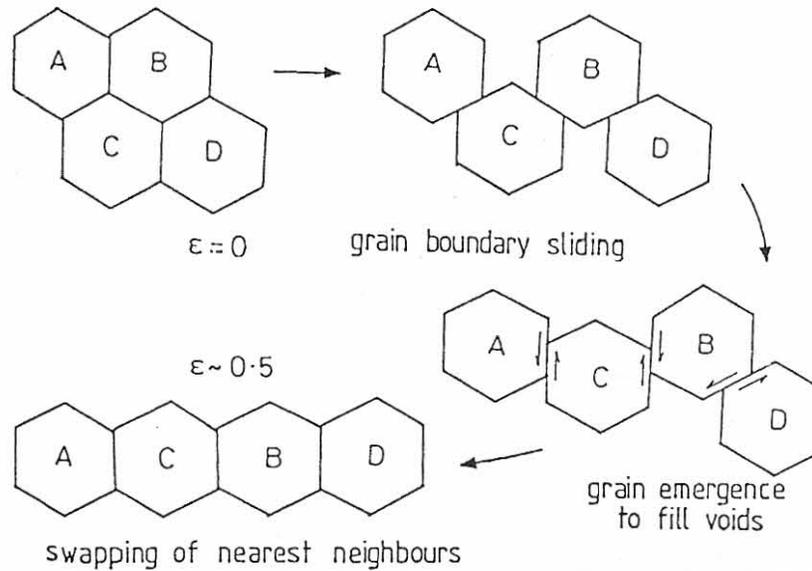


Figura 1.2: Deslizamiento de fronteras de grano sin acomodamiento [17]

la Fig. 1.3.

En los primeros trabajos sobre deslizamiento de fronteras de grano, se sugirió que cada grano en un policristal consistía de una capa exterior, donde la deformación es preferencial y una región interior donde el comportamiento es diferente. [20]

Gifkins [21] después introdujo el término de núcleo y manto para describir estas dos regiones. El manto fue subsecuentemente definido como el espesor igual a la separación entre vértices y puntos medios de los lados del grano cuando el grano es girado alrededor de su centro. Como el tamaño de grano es reducido a través del régimen superplástico, un punto es finalmente alcanzado al cual ($d \leq \lambda$) y la deformación es gobernada exclusivamente por un comportamiento semejante al manto. Esto es ilustrado del lado derecho de la Fig. 1.3.

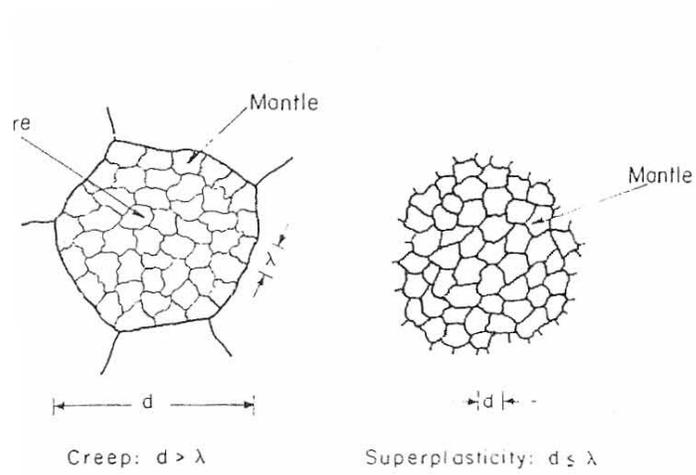


Figura 1.3: Ilustración esquemática de (a) termofluencia con un tamaño de grano grande ($d > \lambda$) donde el grano se considera formado por un núcleo central y una capa perimetral de subgranos y (b) superplasticidad con un tamaño de grano pequeño ($d \leq \lambda$) [21]

1.3. Cavitación

En los materiales, donde el endurecimiento por deformación es mínimo la formación de cuello tarda en ocurrir aunque, cualquier cuello que se presente siempre crece, aunque la rapidez de crecimiento disminuye con el incremento de m . Las fallas ocurren como resultado de la nucleación, crecimiento y coalescencia de los huecos internos.

A pesar de las grandes deformaciones plásticas que pueden ser obtenidas en materiales superplásticos, actualmente está bien establecido que la cavitación puede ocurrir durante el flujo superplástico.

En general, las cavidades se nuclean en las fronteras de grano y su subsecuente crecimiento y coalescencia conducen invariablemente a fallas prematuras. Sin embargo, y más importante desde el punto de vista práctico, la presencia de cavidades en componentes fabricados superplásticamente podrían afectar adversamente sus propiedades mecánicas.

Existe igualmente evidencia de que las cavidades pueden desarrollarse a partir de defectos preexistentes, los cuales son producidos usualmente durante el procesamiento termomecánico requerido para desarrollar una microestructura. [21].

La morfología de las cavidades formadas durante flujo superplástico varía de un material a otro e igual en el mismo material deformado a diferentes rapidezces de deformación.

En general, en materiales superplásticos han sido observadas 3 tipos de cavidades, estas son:

- 1.- Huecos esféricos con radio hasta de $\sim 100\mu m$
- 2.- Huecos elípticos elongados paralelamente al eje de tensión con longitudes hasta de $\sim 50\mu m$ y radios de 2:1 a 1
- 3.- Grupos de cavidades angulares, cada uno hasta de $10\mu m$ en longitud,

La morfología de las cavidades han sido citadas como evidencia para la operación de diferentes mecanismos de crecimiento de huecos, los huecos de sección circular frecuentemente son tomados para inferir crecimiento difusional, mientras los huecos de sección elongada elíptica son considerados como indicativos de crecimiento controlado por deformación [23, 24].

Para minimizar la cavitación, es necesario desarrollar pequeños tamaños de granos uniformes estables equiáxicos los cuales contengan una segunda fase de partículas finamente dispersas. En la práctica es difícil controlar la microestructura y condiciones de formado tal que inhiban la cavitación.

Sin embargo, la cavitación puede ser suprimida por la aplicación de presión hidrostática durante el formado superplástico, aunque es claro que esto implica un costo adicional [24]

Para el crecimiento de cavidades controladas por plasticidad usualmente la fracción volumétrica de cavidad a cualquier deformación es dada por:

$$\phi = \phi_o \exp(R\varepsilon) \quad (1.2)$$

Donde R es el parámetro de la rapidez de crecimiento de la cavidad y el término ϕ_o es el valor correspondiente de ϕ , a $\varepsilon = 0$, y se encuentra usualmente entre 10^{-4} y 2×10^{-5} [25].

El cambio total en la fracción de cavidad volumétrica, es:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{d\phi^+}{dt} - \frac{d\phi^-}{dt}. \quad (1.3)$$

Donde el primer término del lado derecho de la Ec. 1.3 es la rapidez de creación de la fracción de cavidad volumétrica y el segundo término es la rapidez a la cual tales cavidades son ocupadas (en fracción volumétrica) por granos vecinos situados en otras capas de granos. Para el caso reportado por Ma y Langdon [25] la Ec. 1.3 eventualmente aparece como,

$$\left[\frac{d\phi}{dt} \right]_{s.s.} = 0. \quad (1.4)$$

Aparentemente, en principio, es posible obtener un equilibrio dinámico entre rapidez de creación y rapidez de llenado de tales cavidades a través de deformación plástica. La tendencia a llegar a tal posible condición de estado estacionario es cualitativamente soportada por alguna evidencia experimental, la cual muestra que la Ec. 1.2 no es obedecida en algunos casos [26 – 29].

1.4. Breve Análisis de los modelos superplásticos

Se presenta una lista breve acerca de las limitaciones de los modelos, así como sus características, en orden de presentar los elementos los cuales nos permiten ver el trabajo científico teórico y experimental el cual hay que desarrollar en un futuro para el área de superplasticidad [30]

(1).- La escala más apropiada para describir superplasticidad no ha sido claramente identificada, se han desarrollado modelos a la escala de granos (modelo de Núcleo-Capa de Gifkins R.C.), a la escala de pocos granos o a la escala mesoscópica (Modelos de deslizamiento colectivo de fronteras de granos), tales descripciones usualmente asumen que el grupo de granos descritos son representativos de toda la muestra.

(2).- La mayoría de los modelos no consideran la relación existente entre el arreglo de granos y la deformación de la muestra como un todo.

(3).- Esencialmente, todos los modelos son aproximaciones bidimensionales, y no tienen expresiones para deformaciones locales como una función de las coordenadas sobre la superficie externa de la muestra bajo deformación plástica.

(4) Muchas de las teorías son altamente especulativas o hacen uso de ideas originalmente desarrolladas para situaciones totalmente diferentes.

(5) Existe una falta de énfasis para el desarrollo de algunos experimentos críticos y resultados analíticos que ayuden a realizar algunas observaciones no ambiguas, las cuales permiten discriminar modelos o mecanismos.

(6) Mucha de la modelación numérica de mecanismos de deformación superplástica, permite describir algunos tipos de datos experimentales, de una manera sintetizada, lo cual es una herramienta usual para algunas aplicaciones prácticas. pero debido al gran número de parámetros libres para ajustar este tipo de aproximación es inútil para lograr el entendimiento, acerca de las características básicas del fenómeno superplástico.

(7) Existe aún controversia sobre los detalles de los procesos microscópicos específicos para los cuales estudios experimentales cuidadosos serían de gran importancia, como por ejemplo: el estudio sobre esfuerzos de corte desbalanceados que causan rotación de granos durante deformación.

Las limitaciones de los modelos anteriormente descritos, dan la idea de que desarrollar una teoría rigurosa general para el área de superplasticidad capaz de describir todos los datos experimentales, entender el fenómeno, y

también permitir el diseño de nuevos materiales puede ser un sueño distante. Desde nuestro punto de vista, la próxima etapa en el área de investigación de superplasticidad requiere de algún énfasis en el desarrollo de nuevas técnicas experimentales o mejorar las previamente existentes. Esta clase de trabajo puede permitirnos desarrollar un nuevo tipo de conceptos teóricos, capaces de resolver algunas limitaciones previamente vistas y también aplicar modelos teóricos, previamente publicados, los cuales requieran de información experimental, no disponible al momento de publicación de dichos modelos [30]

1.4.1. Técnicas experimentales usuales

Las principales técnicas usadas en el estudio superficial han sido microscopía electrónica de barrido directo SEM y microscopía óptica.

Las técnicas usadas para producir deformación plástica en superplasticidad, son generalmente ensayos de tensión, y termofluencia.

Las técnicas usadas en superplasticidad podrían ser clasificadas como técnicas superficiales y volumétricas; y podrían ser técnicas locales o globales.

1.4.2. Estudios de Superficie

En los estudios de superficie se pueden enlistar las siguientes técnicas :

(a) Marcas de Líneas.- en los materiales superplásticos, usualmente se raya la superficie con polvo de diamante fino, para hacer las determinaciones del deslizamiento de fronteras de grano, midiendo el desalineamiento en tales líneas durante la deformación [31, 32] (este método sólo sirve para deformaciones menores a 40 %).

También se ha utilizado la curvatura eventual de estas marcas de líneas junto al desalineamiento para investigar alguna deformación significativa del interior de los granos [25], además esta técnica permite mostrar que el grano gira tomando lugar durante la deformación, también permite visualizar que durante la deformación nuevos granos aparecen al descender la superficie externa [32], está técnica también ha sido usada para medir el deslizamiento colectivo de las fronteras de grano [33].

(b) Marcas de Puntos.- partículas de una segunda fase en la forma de precipitados, pueden ser introducidas por un tratamiento adecuado en las

aleaciones superplásticas, las cuales sirven como marcas inertes durante la deformación [31, 32]. Esta técnica importante fue originalmente desarrollada, para estudiar la termofluencia difusiva [30].

(c) Red Cuadrada.- En 1969, fue desarrollada por Lee [12] una técnica muy interesante la cual consiste en inscribir una red cuadrada de tamaño micrométrico grabada sobre la superficie de la probeta de tensión la utilidad local de tal técnica es muy limitada para medir el deslizamiento de fronteras de grano y el giro del grano, pues es una técnica muy intrusiva, que altera el comportamiento superficial de la muestra bajo deformación.

(d).- Película Superficial.- En 1970, se desarrollo una técnica basada en la ruptura de una película de óxido depositada en la superficie de la muestra, durante la deformación en un ambiente al vacío dentro del microscopio electrónico de barrido, esta técnica permite medir el deslizamiento de las fronteras de grano [35]. Una técnica similar pero usando una capa delgada de carbono en vez de óxido fue desarrollada recientemente [34] esta técnica ha sido usada principalmente para estudiar el deslizamiento colectivo de las fronteras de grano.

(e).- Rayado Transversal.- en 1981, Mohamed y Langdon, diseñaron una técnica para determinar el comienzo y el grado de localización del flujo durante la deformación, la cual consiste en hacer un rayado transversal de igual orden de separación para medir la deformación local a lo largo de la longitud de galga [34]

(f).- El Método de Microscopía Electrónica de Barrido MEB, patrón de canal electrón (PCE), ha sido usado recientemente por Watanabe [35]. Para estudiar la distribución de fronteras de grano y la unión de las fronteras de grano como un factor microestructural fuerte, que puede ser controlado y optimizado dentro del arreglo para producir superplasticidad en materiales avanzados. Esta técnica tiene gran importancia, para el caso de deslizamiento cooperativo de fronteras de grano que demuestran que la deformación superplástica puede ser fuertemente afectada por el grado de unión entre las fronteras de grano.

(g) Técnicas de Deformación Localizada.- Hay una nueva tendencia en superplasticidad la cual trata de investigar los mecanismos fundamentales de la superplasticidad a diferentes niveles (macroscópico, mesoscópico, y microscópico) [36]. Esta técnica trata específicamente la observación localizada de la deformación sobre la misma región de la muestra. Zelin y Alexandrova [37], usan un tratamiento termodinámico local para obtener muestras en tensión con una región muy localizada con propiedades superplásticas formadas

como una capa (2-4mm de espesor). Por otro lado, Zelin, Dunlop, Rosen y Mukherjee [36] desarrollaron ensayos de tensión en corte en muestras con 1mm de longitud de galga inicial.

(h).- Técnicas de Medición de Cavitación Local.- La mayoría de las mediciones de cavitación han sido hechas usando datos obtenidos de microscopía electrónica de barrido óptica, todas estas determinaciones requieren alguna evaluación estadística y diferentes tipos de hipótesis acerca de cavidades.

Las limitaciones de estas técnicas pueden ser apreciadas de la siguiente conclusión (debido a Ayensu y Langdon para una aleación de cobre [38]) "en general la cavitación es inhomogénea a lo largo de la longitud de galga, la máxima cavitación ocurre en regiones de alta deformación local." con todas sus limitaciones, la ventaja principal de la técnica local es que hace posible la investigación en lugares específicos, de las muestras, donde crecen las cavidades .

1.4.3. Técnicas globales de cavitación

(a).- Principio de Arquímedes.- La medición global de las cavidades usando el principio de Arquímedes es una técnica muy vieja, la cual es permitida para alta sensibilidad (ver por ejemplo la referencia [39]). Con el uso de esta técnica macroscópica es fácil en principio hacer determinaciones de la fracción de volumen de cavidades de una manera fácil y rápida de ejecutar que el gran número requerido de operaciones metalúrgicas necesarias para las técnicas ópticas y MEB en superplasticidad, sin embargo el uso regular del principio de Arquímedes (ver por ejemplo [39]) da referencia acerca de la técnica específica o el procedimiento usado para obtener sus resultados o acerca de los errores experimentales involucrados en sus mediciones.

(b).- Foto Acústica: Finalmente, en tiempos recientes Kim, Ahn, So, Ma, Zhao y Langdon [40] han usado una técnica fotoacústica no destructiva para determinar la fracción volumétrica de cavidades en la muestra deformada en condiciones superplásticas, sin embargo, las bases teóricas de tales técnicas aparentemente son sólidas, se requieren resultados experimentales adicionales y calibración para mostrar la viabilidad de tal proceso.

1.4.4. Mapeo del flujo granular

En 1973, Ashby y Verral [43] para indicar de una manera cualitativa el flujo granular durante la deformación superplástica presentaron un diagrama de flujo basado en un modelo de emulsión de aceite. Sin embargo mediante el desarrollo de una técnica nueva [40-42] tal diagrama de flujo granular ha sido obtenido experimentalmente, la determinación experimental de los diagramas de flujo granular durante deformación requiere el estudio cuantitativo de la deformación plástica a tres niveles microestructurales diferentes estos niveles son:

- 1.- Macroscópico (todo el volumen deformado)
- 2.- Mesoscópico (a nivel de movimiento de grupos de granos)
- 3.- Microscópico (Para el estudio del deslizamiento de fronteras de grano entre granos individuales [41])

La técnica provee un sistema coordinado mesoscópico grabado sobre la superficie del centro de la muestra, con ello es posible lograr una localización geométrica de cualquier punto de interés del material sobre la superficie de la muestra bajo deformación superplástica.

La técnica descrita esquemáticamente fue aplicada para el caso de superplasticidad estructural en una aleación Zn-20.2%Al-1.8%Cu [42]. La intercepción lineal media de dichos granos fue $3.5\mu m$ la probeta para tensión tenía $371\mu m$ de longitud de galga, con 1mm de espesor.

En particular se realizó lo siguiente. Con el uso de un indentador microvickers que grababa figuras piramidales se realizó un arreglo de figuras geométricas sobre la superficie de la muestra de tracción como sigue: Al centro de una línea (imaginaria) longitudinal al eje de tracción se trazó una Figura piramidal. En los dos extremos de dicha línea, delimitando la longitud de galga, se trazaron dos Figuras trapezoidales formadas cada una por cinco Figuras piramidales. Con ello se estableció el sistema de coordenadas necesario para realizar el mapeo del flujo de granos durante la deformación superplástica.

Los experimentos fueron realizados a velocidad de cabezal constante, $V=0.1$ mm/min, dando una rapidez de deformación macroscópica nominal inicial de $4.04 \times 10^{-3} s^{-1}$. Antes de la deformación, fueron tomadas micrografías de la muestra por microscopia electrónica de barrido MEB. Después de cada una de las etapas de carga que producen una elongación en la probeta de 0.2mm o 0.1mm, la deformación se detiene, y fueron tomadas fotos de la muestra bajo diferentes aumentos. Del análisis de los resultados podemos decir que ocurre una deformación no homogénea en el nivel microscópico y

una deformación parcialmente homogénea a escala mesoscópica. Esta es una evidencia experimental fuerte que esta deformación a nivel mesoscópico es inhomogénea, y es debido al deslizamiento de granos.

1.4.5. Con esta técnica pueden los siguientes problemas abordarse:

1).- Una aplicación interesante de ésta técnica es que en principio permite el estudio de los procesos de surgimiento de nueva superficie externa durante la deformación de la muestra.

2).- La técnica abre la posibilidad de fuertes estudios a cerca de algunos aspectos no homogéneos de deformación superplástica a nivel mesoscópico. como por ejemplo el papel cinético del deslizamiento de bloques de grano durante deformación.

Desde el punto de vista de los autores [40 – 42], un esquema global como el que describen permite dar información fundamental que eventualmente da lugar a un nuevo tipo de teorías de superplasticidad basadas en una base mas sólida y verdadera, este tipo de nuevas teorías den una mejor oportunidad para diseñar nuevos materiales, los cuales permiten ahorrar los combustibles fósiles.

Dichos autores consideran que este tipo de acciones junto con muchas otras acciones e ideas permitirán a la raza humana ahorrar la energía y contribuir a la obtención de nuevas fuentes de energía renovable para lo cual se requiere un intenso uso de la ciencia, tecnología y cooperación internacional.

Bibliografía

- [1] C.E. Pearson, *J. Insts Metals*, 1934, Vol. 54, P. III
- [2] A.A. Bochvar, Z.A. Sviderskaya, *Izvest. Akad. Nauk.*, 9 (1945, P. 821
- [3] E.E. Underwood, *J. Metals*, December 1962, Vol. 14, P. 914
- [4] W.A. Backofen, I.R. Turner, D, H, Avery: *Trans. ASM*, 1964, Vol. 57, P. 980
- [5] D.H. Avery, W.A. Backofen, *Trans. ASM*, 1965, Vol. 57, P. 980
- [6] D.H. Avery, W.A. Backofen, *ibid*, 1966, Vol. 59, P. 359
- [7] D. A. Holt, W.A. Backofen, *Trans, ASM*, 1966, Vol. 59, P. 755
- [8] S.W. Zehr, W.A. Backofen, *Trans. ASM*, 1968, Vol. 61, P.30
- [9] T.G. Langdon, *Metall, Trans. A.*, 1982, Vol., 13A, P. 689
- [10] J.W. Edington, *Metall. Trans. A*, 1982, Vol. 13A, P. 703
- [11] T.G. Langdon, Wadsworth J, in *Superplasticity in Advanced Materials*, (1991) Edited by S. Hori, M.Tokizane and N. Furishiro (The Japan Society for Research on Superplasticity, Osaka), P.8f47.
- [12] D. Lee, *Acta Met.*, 1969, Vol. 17, P. 1057
- [13] T.G. Langdon, *Mater. Sci. Eng.*, (1991), A137, P. 1.
- [14] Yan Ma, T.G. Langdon, *Mater. Sci, Eng.*, (1993), A168, P.225
- [15] J.A. Montemayor-Aldrete, J.D. Muñoz-Andrade, G. Torres-Villaseñor, A. Mendoza-Allende, *Recent. Res.*

- [16] J. Pilling, N. Ridley, The Institute of Metals, (1989)
- [17] A.E. Geckinli, Metal. Sci., 17, (1983), P.12
- [18] Amiya K. Mukherjee, Mater. Sci. Eng., (2002), A322, P.1
- [19] T.G. Langdon, Mater. Sci. Eng.7, (1971), P. 117
- [20] R.C. Gifkins, Metall. Trans. A7, (1976), P. 1225
- [21] N. Ridler and J. Pilling, Superplasticity, Ed. Baudelet and Svery, Publ. CNRS. Paris (1985)
- [22] J. Pilling, N. Ridley. Superplasticity in Crystalline Solids, The Institute of Metals, (1989)
- [23] N. Ridley, Mater. Sci. Tech., Vol. 6, (1990), P. 1145
- [24] Mohamed Zaki, Metall. & Mater. Trans 27A, (1996), P. 1043
- [25] Ma Y., Langdon T. G., Metall. & Mater. Trans. 27A, (1996), P. 873
- [26] Chandra T. Jonas J., Taplin D.M.R., J. Mater. Sci. 13, (1978) P. 2380
- [27] Stowell M.J., Livesey D.W., Ridler N., Acta Metall. 32, (1984), P35
- [28] Càceres C.H. Wilkinson D.S., Acta Metall. 32, (1984), P. 423
- [29] Kovacs-Csetenyi E., Torma T., Griger A., Turmezer T., Cziráki A., Scripta Metall. & Mater. 25, (1991), P.2815
- [30] J.A. Montemayor-Aldrete, J.D.Muñoz-Andrade, G. Torres-Villaseñor, A. Mendoza- Allende, Recent Res.Devel .Metallurg. & Materials, Sci, 5, (2001) P. 11
- [31] Langdon T. G. Mater. Sci. Eng. A174, (1994), P.225
- [32] Padmanabhan K.A., Davies G.J., Superplasticity, Ed. Springer Verlag, (1980)
- [33] Ma Y., Langdon T.G., Metal & Mater. Trans. 27A, (1996), P. 873
- [34] Mohamed F.A., Langdon T.G., Acta Metall. 29, (1981), P.911

- [35] Watanabe T. in Superplasticity in Advanced Materials ICSAM-97, edited by A.H. Chokshi. Trans. Tech.Publications. Materials Science Forum, (1997), P. 243,
- [36] Zelin M.G., Dunlap M.R., Rosen R., Mukherjee A.K., J. Appl. Phys. 74, (1993), P. 4972
- [37] Zelin M.G., Alexandrova M.V., in Superplasticity in Advanced Materials. Edited by S. Hori, M. Tokizane, N.Furushiro. The Japan Society for Research on Superplasticity, (1991), P. 63
- [38] Ayensu A., Langdon T.G., Metall. & Mater. Trans. 27A, (1996), P.901
- [39] Bampton C.C., Raj R., Acta Metall. 30, (1982), P. 2043
- [40] Muñoz-Andrade J.D., Mendoza-Allende A., Torres-Villaseñor G., Montemayor-Aldrete J.A., extended Abstract for ICSAM 2000, (2000), P. 251
- [41] Muñoz-Andrade J.D. "Propiedades Mecánicas de una aleación Zn-Al-Cu.Laminada a Temperatura Ambiente", Magíster Scientiarum en Metallurgia y Ciencia de los Materiales, Thesis. Tutor's: J. A. Montemayor-Aldrete, G. Torres-Villaseñor and E.S. Puchi-Cabrera, Universidad Central de Venezuela,Caracas, Venezuela.
- [42] Muñoz-Andrade J.D., A. Mendoza-Allende, G. Torres-Villaseñor, J.A. Montemayor-Aldrete, (Accepted for publication June 26,2000).J. Mater. Sci. (JMISC 3077-98)
- [43] Ashby M.F., and Verrall R.A., Acta Metall, 21, (1973),149

Capítulo 2

TERMOFLUENCIA POR DISLOCACIONES, UNA VISIÓN GENERAL.

2.1. INTRODUCCIÓN

Mientras el uso de los componentes y equipos sujetos a altas presiones se limitó a temperaturas menores al 30 % de la temperatura de fusión del material, T_f , el conocimiento aportado por las pruebas de tensión fue suficiente para describir el comportamiento futuro de los materiales con los que estaban contruidos los equipos. Cuando la temperatura de trabajo comenzó a ser superior al valor antes mencionado, se presentaron cada vez con mayor frecuencia casos de fallas catastróficas en (por ejemplo) calderas, que durante más de 10 años habían funcionado sin problemas de deformación plástica. A este fenómeno de deformación plástica dependiente del tiempo, cuando ocurre bajo condiciones de presión y temperatura constante, del orden de $T_f / 2$, se le conoce con el nombre de termofluencia. Este fenómeno, el cual fue estudiado por Andrade[1], es de gran importancia para la determinación de la vida remanente de componentes en plantas generadoras de electricidad, tales como termoelectricas y nucleoelectricas.

La termofluencia de alta temperatura ($T \geq T_f/2$) en los materiales cristalinos, ha sido estudiada por muchos investigadores durante ya más de 80 años, tanto por su interés teórico como por las implicaciones prácticas ya mencionadas. Este proceso de deformación difiere, en un aspecto esencial de los procesos de baja temperatura: la rapidez de deformación a altas temperaturas ésta fundamentalmente controlada por difusión atómica, la cual, para todo propósito práctico, es inexistente a bajas temperaturas.

Después de varias décadas de acumulación de una gran cantidad de resultados experimentales de termofluencia en diversos tipos de materiales cristalinos, todo parece indicar que las descripciones fenomenológicas y microestructurales de la termofluencia de alta temperatura están muy cerca de ser completadas. Sin embargo, a pesar de que se han desarrollado gran cantidad de modelos teóricos y fenomenológicos, aún estamos muy lejos de lograr un entendimiento total de las observaciones experimentales.

Recientemente varios artículos de revisión, los cuales cubren el área general de Termofluencia, han sido publicados[2-8]; hasta donde podemos juzgar solamente Takeuchi y Argon[9] están de acuerdo en su revisión con el énfasis sobre el transitorio en termofluencia, y sus cambios microestructurales. Específicamente, este capítulo considera que los siguientes problemas son importantes: la controversia acerca de la posible dependencia entre dislocaciones móviles y el promedio de la velocidad de deslizamiento para dislocaciones móviles, algunas ecuaciones para la evolución del tiempo de dislocaciones, la discusión acerca del estado primario del transitorio de termofluencia, las implicaciones microscópicas de las condiciones del estado estacionario, el esfuerzo interno, las técnicas para medir el esfuerzo interno y sus limitaciones, y las futuras tendencias en termofluencia por dislocaciones.

2.2. Ecuaciones de Termofluencia para transitorios

2.2.1. Curvas de termofluencia

Las curvas típicas de termofluencia en materiales cristalinos recocidos constan de cuatro etapas, una inicial correspondiente a la deformación elástica "instantánea" producida al aplicar a la muestra el esfuerzo externo y tres etapas correspondientes a la deformación plástica de la muestra: transitorio

o termofluencia primaria, estado estacionario o termofluencia secundaria y termofluencia terciaria.

En 1911, del análisis de curvas de termofluencia de deformación contra tiempo para diversos metales puros, Andrade[1] propuso la siguiente expresión fenomenológica cuantitativa para describir el estado transitorio y estacionario:

$$\epsilon(t) = \epsilon(t_o) + at^{1/3} + \dot{\epsilon}_s t. \quad (2.1)$$

Donde $\epsilon(t_o)$ es la deformación instantánea que se presenta en cuanto se aplica el esfuerzo (deformación elástica), a es una constante y $\dot{\epsilon}_s$ es el valor asintótico de la rapidez de deformación cuando $t \rightarrow \infty$. Cabe hacer notar que desde entonces se han propuesto gran cantidad de expresiones empíricas que cumplen funciones similares a la ecuación de Andrade. Sin embargo, es evidente que ecuaciones diferentes con varios parámetros libres escogidos apropiadamente, pueden describir el mismo conjunto de datos experimentales (véase por ejemplo el trabajo de Conway y Mullikin [10]). Por tanto, si queremos entender el fenómeno de una manera física profunda y no meramente describirlo, deberíamos en principio modelar estas etapas de la deformación a través de leyes fundamentales, pero, dada la complejidad del fenómeno, no ha sido posible hacerlo dentro del marco de la teoría de elasticidad lineal de las dislocaciones.

Dentro de los modelos fenomenológicos existentes, el de Garofalo[11] parece describir con mayor precisión no sólo los valores numéricos, sino también las principales características experimentales de la rapidez inicial de deformación y su relación con la rapidez de deformación en estado estacionario. La ecuación propuesta por Garofalo es:

$$\epsilon(t) = \epsilon(t_o) + \epsilon_T (1 - \exp(-t/t_r)) + \dot{\epsilon}_s t. \quad (2.2)$$

Donde ϵ_T es el valor asintótico de la deformación transitoria y t es el tiempo. En 1969, Webster Cox y Dorn [12] mostraron que se puede llegar a la Ec. 2.2 a partir de la siguiente ecuación diferencial,

$$\frac{d\dot{\epsilon}}{dt} = -\frac{\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}_s}{t_r}, \quad (2.3)$$

pero debido a que su análisis es más bien matemático, el significado físico del tiempo de relajación, t_r , permanece sin aclararse.

De acuerdo con Takeuchi y Argon [9], la Ec. 2.3 no sólo tiene la forma natural de las curvas transitorias de termofluencia sino también ventajas operacionales sobre la Ec. 2.2, por ejemplo, aporta un valor finito para la rapidez inicial de deformación,

$$\dot{\epsilon}_i \equiv \left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)_{t=0} = \dot{\epsilon}_s + \epsilon_T / t_r,$$

que corresponde con el valor experimental medido, lo cual no puede lograrse con la Ec. 2.2. Además, de acuerdo con Garofalo[11], ϵ_i es usualmente proporcional a la rapidez de deformación en estado estacionario $\dot{\epsilon}_s$. Esto sugiere[9] que la cinética de la deformación es gobernada por los mismos mecanismos tanto en la etapa transitoria como en la estacionaria. Entonces, de acuerdo con Garofalo, experimentalmente se cumple que,

$$\epsilon_T / t_r \sim \dot{\epsilon}_s. \quad (2.4)$$

Además según Webster et al.[12], en algunos metales $\epsilon_s \sim 1/t_r$, con lo cual es claro que el valor asintótico de la deformación transitoria ϵ_T , es constante.

2.2.2. Descripción cualitativa de curvas normales de termofluencia

La primera explicación cualitativa de la forma de las curvas normales de termofluencia se debe a Bailey[13] quien propuso una teoría fenomenológica de carácter macroscópico que pretende explicar por qué las curvas normales de deformación contra tiempo disminuyen el valor de su pendiente al incrementarse la deformación hasta alcanzar un valor constante. En su teoría, el incremento en la deformación origina que procesos de endurecimiento por deformación inicialmente dominantes vayan siendo compensados por procesos de recuperación que ocurren dentro del material. La situación de la termofluencia en estado estacionario se presenta cuando se alcanza un equilibrio dinámico entre los dos procesos antes mencionados.

La formulación matemática de esta teoría se obtuvo considerando que el esfuerzo aplicado, σ , es función de la deformación, ϵ , y del tiempo t ,

$$d\sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} \right)_{\epsilon, T} dt + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right)_{t, T} d\epsilon, \quad (2.5)$$

$$\equiv -r dt + h d \epsilon .$$

Donde T es la temperatura de la prueba, h es el coeficiente de endurecimiento por deformación y r es la rapidez de recuperación. (Aquí es importante señalar que la deformación real sólo tiene significado relativo a un estado inicial, $(\epsilon(t) - \epsilon(t_o))$). Análogamente, t representa el tiempo transcurrido desde el inicio de la prueba de termofluencia, $(t - t_o)$. Ya que el esfuerzo es constante durante la prueba de termofluencia, la Ec. 2.5 se convierte en,

$$\frac{d \epsilon}{dt} = \dot{\epsilon} = r/h. \quad (2.6)$$

Donde $\dot{\epsilon}$ es la rapidez de deformación. A esta expresión se le conoce con el nombre de ecuación de Bailey–Orowan[14] y ha sido utilizada por muchos autores para describir el estado estacionario. A pesar de la gran aceptación de esta teoría, setenta años después de su aparición siguen manifestándose controversias relativas a los métodos experimentales de determinación de los coeficientes r y h , y aún de su significado físico [15].

Por lo que respecta a la descripción fenomenológica de los transitorios invertidos y sigmoidales, en 1970 Gasca-Neri, Ahlquist y Nix[16] publicaron una teoría fenomenológica acerca de los transitorios de la termofluencia. Dicha teoría parte de la ecuación de Bailey-Orowan, Ec. 2.5 y de la ecuación de Fuchs e Ilshner[17], la cual es la derivada temporal de la famosa ecuación de Orowan [18]. El principal mérito de ella es destacar que el hecho de que un transitorio sea invertido, sigmoidal o normal, depende de la diferente historia mecánica de las muestras (distinto valor del esfuerzo interno promedio σ_i respecto al esfuerzo aplicado). De esto deducimos que se confirma la hipótesis de Takeuchi y Argon[9] en el sentido de que las leyes dinámicas de la deformación durante el transitorio en materiales de una fase son las mismas independientemente de tener transitorios normales invertidos o sigmoidales y que ello deberá hacerse explícito a través de un análisis físico más profundo que los realizados hasta la fecha.

2.2.3. Ecuaciones de termofluencia para estado estacionario

Rapidez de deformación

Una característica de la termofluencia de alta temperatura en materiales metálicos, que es muy importante en la práctica ingenieril, es la dependencia que exhibe la rapidez de deformación con la temperatura y el esfuerzo aplicado. Mientras la dependencia de $\dot{\epsilon}$ con la temperatura se considera totalmente entendida[19-23] la dependencia que exhibe con el esfuerzo aplicado no ha sido explicada de una manera satisfactoria. Esto se aplica tanto para aleaciones ingenieriles (las cuales muestran frecuentemente comportamientos complejos en su termofluencia), como para el caso de metales puros y aleaciones en solución sólida, las cuales exhiben comportamiento metálico[21]. La ecuación fenomenológica más utilizada y sustentada por argumentos teóricos para representar los datos correspondientes al estado estacionario se llama ecuación de Dorn[23] y es la siguiente:

$$\dot{\epsilon}_s = A_o \mu \left(\frac{WA\Omega}{kT} \right) \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^n \exp(-Q_c/kT). \quad (2.7)$$

Con A_o y n como constantes adimensionales, siendo k la constante de Boltzmann, T la temperatura de la muestra en grados Kelvin, Ω es el volumen atómico, μ el módulo de corte del material, y $WA \equiv v_S/b$ (v_S como la velocidad de las ondas transversales del sonido) es la frecuencia de vibración atómica; Q_c es la energía de activación térmica del proceso de termofluencia.

Energía de activación

Si tomamos en cuenta la dependencia del módulo de corte con la temperatura, la Ec. 2.7 (véase [22-23]) se observa que la energía de activación de la termofluencia, Q_c , es prácticamente idéntica a la energía de autodifusión Q_d para una gran cantidad de sistemas cristalinos tanto metálicos como iónicos[19-23].

La determinación experimental de Q_c y n se realiza utilizando las expresiones siguientes (energía aparente de activación Q_{ap}):

$$Q_{ap} = -\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial (1/KT)} \cong -\frac{\Delta \ln \dot{\epsilon}_S}{\Delta (1/KT)}. \quad (2.8)$$

Y cuando se necesita corregir el módulo de corte por su dependencia con la temperatura obtenemos,

$$Q_{CReal} = -\frac{\partial (\ln \dot{\epsilon}_s T \mu^{n-1})}{\partial (1/KT)} \cong -\frac{\Delta (\ln \dot{\epsilon}_s T \mu^{n-1})}{\Delta (1/KT)}. \quad (2.9)$$

Esencialmente existen tres técnicas experimentales para determinar Q: 1^a. Determinar Q de curvas a mismo σ en muestras diferentes sometidas a distintas temperaturas [20]. 2^a. Sobre una misma muestra incrementar la temperatura en sucesivos estados estacionarios (véase por ejemplo, [24]. 3^a. Aprovechar las fluctuaciones para determinar la energía de activación [25].

A temperaturas intermedias puede ser importante la difusión a lo largo de las dislocaciones (véase por ejemplo el trabajo de Prinz y Argon [26]). En este caso, si utilizamos el coeficiente de auto difusión, D, en la expresión 2.7 $\dot{\epsilon}_s$ aparece de la forma siguiente:

$$\dot{\epsilon}_s = \frac{A\mu b}{kT} D \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^n \quad (2.10)$$

Donde A y n son constantes adimensionales, las cuales pueden considerarse como características del material.

2.2.4. Exponente del esfuerzo

El valor del exponente del esfuerzo n, el cual aparece en la Ec. (2.7), se determina experimentalmente con la siguiente expresión:

$$n = \frac{\partial \dot{\epsilon}_s}{\partial \sigma} \cong \frac{\Delta \dot{\epsilon}_s}{\Delta \sigma} \quad (2.11)$$

Los valores arquetípicos de n son 3 y 5, los cuales corresponden a situaciones físicas con diferentes microestructuras de dislocaciones.

El valor típico de n para metales puros y aleaciones metálicas tipo I (clasificación de Mohamed y Langdon[27-28]) es n = 5. En estos materiales, durante la deformación, se forman celdas de dislocaciones (agrupaciones locales de dislocaciones en ciertos sitios) cuyas paredes tienen alta densidad de dislocaciones y regiones interiores a estas celdas en las cuales la densidad es mucho menor.

El valor típico de n para aleaciones en solución sólida (materiales tipo II) en $n = 3$. Su principal característica es que durante la deformación nunca se forman celdas de dislocaciones y la distribución de las dislocaciones es relativamente homogénea.

Cabe destacar que Brown y Ashby[29] han mostrado que existen correlaciones matemáticas entre los valores de A_o y n de la Ec. 2.7 para distintos tipos de materiales, como son metales con estructura cúbica centrada en el cuerpo, centrada en las caras; óxidos y halogenuros alcalinos. Se considera que este tipo de enfoque ayuda cuando se requiere realizar la evaluación numérica de una situación donde ocurre termofluencia (cálculos ingenieriles de estructuras complejas).

2.2.5. Aspectos cualitativos de la microestructura de dislocaciones

En esta subsección nos referimos a materiales que exhiben $n = 5$, a menos que se indique otra cosa. Las principales características del proceso de formación de subgranos de dislocaciones, de acuerdo con Prinz y Argon [26] son las siguientes:

- i) En la etapa inicial, la estructura de enmarañamiento de dislocaciones (en formación) es esencialmente la misma que la que se presenta a bajas temperaturas.
- ii) Posteriormente la estructura de dislocaciones se torna inhomogénea durante la deformación y conforme avanza ésta, se van formando las subfronteras de dislocaciones.
- iii) La estructura de dislocaciones gradualmente va cambiando hasta estabilizarse y lograr una cierta regularidad en estado estacionario. El tamaño de las celdas en estado estacionario es sólo función del esfuerzo aplicado.
- iv) Las dislocaciones que están dentro de las celdas o subgranos no presentan gran direccionalidad
- v) No se observan apilamientos de dislocaciones de gran longitud.

Adicionalmente, después del excelente trabajo experimental en Cu-16 at % Al llevado a cabo por Hasegawa, Ikeuchi y Karashima[30], ha quedado

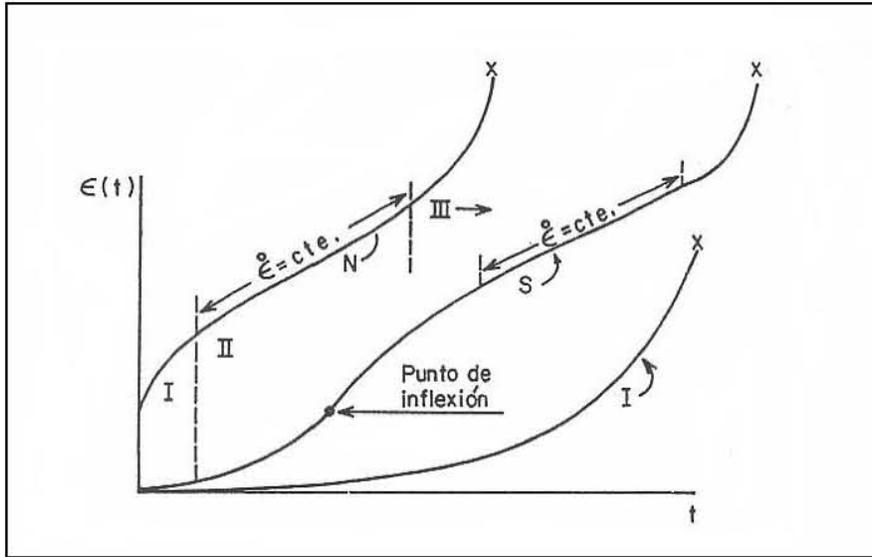


Figura 2.1: Tipos de curvas básicas observadas en pruebas de termofluencia bajo tensión.

establecido que las paredes de celdas de dislocaciones son en gran medida la fuente de esfuerzo interno σ_i . Cabe hacer notar que a la fecha no se ha desarrollado ningún modelo que explique cabalmente dichos resultados experimentales.

Por lo que toca al papel de las paredes de celda como barreras al deslizamiento de dislocaciones y como sitios preferenciales de ocurrencia de aniquilaciones de dislocaciones, podemos decir que existen evidencias experimentales en termofluencia de alta temperatura que permiten establecer que las paredes de celda son barreras no atravesables por las dislocaciones móviles [31-33]. Sin embargo, para temperaturas intermedias y esfuerzos altos se ha observado dicho atravesamiento[34,35]. En esta situación, para termofluencia de alta temperatura las paredes son el sitio microestructural donde ocurren las aniquilaciones de dislocaciones[35]. Esto se entiende físicamente de una manera clara en el marco del modelo fenomenológico de estructuras dipolares (dislocaciones de borde) de las paredes de subgrano formadas por dislocaciones[37-44]. Véanse Figuras 2.1-2.2.

Por cuanto se refiere al atravesamiento de paredes de subgrano, esto puede deberse a que se alcanza un esfuerzo local superior al de la resistencia

mecánica de la pared de subgrano y se produce el atravesamiento [44]. Este fenómeno está relacionado con el rompimiento de la ley de potencias, por lo cual el valor de n véase Ec. 2.7 se va incrementando más allá del valor clásico $n = 5$ característico de la termofluencia de Andrade (o de ley de potencias). El atravesamiento de paredes a bajas temperaturas, conlleva la posibilidad de deslizamiento de estas paredes, la observación de este deslizamiento se realiza a través de una técnica de doble ataque desarrollada por Blum y colaboradores[45].

Recientemente[31,46,47] con la utilización de microscopía de alto voltaje en transmisión (1 Mev.), se han deformado insitu muestras relativamente gruesas comparadas con las que se utilizan en microscopía electrónica de transmisión (200 kev.). Las deformaciones se llevaron a cabo probablemente a altas temperaturas y el movimiento de las dislocaciones móviles se siguió de manera continua, observándose que conforme las dislocaciones se aproximan a las paredes de celda su movimiento va desacelerando. De acuerdo con Takeuchi et al[9], la técnica de microscopía electrónica de alto voltaje, a pesar de los problemas asociados a ella que son: muestras muy pequeñas comparadas con el diámetro de celda, inhomogeneidad en los esfuerzos aplicados y efecto de daños por radiaciones, es desde su punto de vista, la técnica que puede aportar información fundamental para profundizar en el entendimiento de los mecanismos de dislocaciones actuantes durante el estado estacionario, si bien siempre que sea posible deberá ser contrastada y comparada con otra información para manejar un esquema consistente internamente.

2.3. Descripción cuantitativa de la estructura de dislocaciones

2.3.1. Tamaño de subgranos

La técnica más adecuada para el estudio de la configuración de dislocaciones es el de ataque químico. Ello debido a dos razones: la escala relativamente grande de las inhomogeneidades en las estructuras de dislocaciones y el hecho de que técnicas de microscopía electrónica de transmisión (MET) no permiten abarcar siquiera un subgrano completo.

Existe una gran cantidad de mediciones de tamaño de subgranos como función del esfuerzo aplicado para estado estacionario. Los trabajos

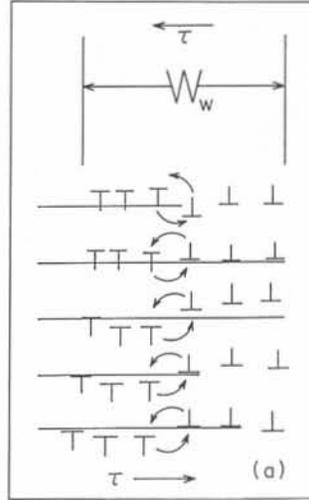


Figura 2.2: Figura esquemática de una pared de celda dipolar.

de revisión sobre el tema[9,20,22,23,48], aportan la siguiente relación fenomenológica para el tamaño de subgrano d_s ,

$$d_s = K \left(\frac{\mu b}{\sigma} \right). \quad (2.12)$$

Donde μ es el módulo de corte del material a la temperatura de la prueba. De acuerdo con Raj y Pharr[48], el mejor valor de K es $K = 23$; aunque los valores de K pueden variar de $K \cong 10$ para metales, a $K = 80$ para materiales iónicos según Takeuchi y Argon[9], esto último desde nuestro punto de vista, pudiera sugerir que una teoría que aportase la expresión 2.12 debería explicar, a profundidad, la razón física que subyace bajo el hecho de la gran variedad de valores para K.

2.3.2. Espaciamiento entre deslocaciones móviles y diámetro del subgrano

Otra expresión fenomenológica referente a la estructura de dislocaciones es la que relaciona el espaciamiento entre dislocaciones móviles (las que no están en las paredes de subgranos) con el diámetro de los subgranos,

$$d_s = K_C (\rho_m)^{-1/2}. \quad (2.13)$$

Donde K_C es una constante llamada constante de Holt en honor del teórico que dio una explicación de la Ec. 2.13 en un esquema de termodinámica reversible[53].

2.3.3. Relación entre anchura de las paredes de subgrano y el diámetro de los mismos

La variación del tamaño del subgrano en materiales deformados, ha sido estudiada en cuanto a su cambio con la densidad de dislocaciones, el esfuerzo aplicado, la deformación, la temperatura, etc. Sin embargo, hasta donde sabemos, sólo Knoesen y Kritzinger[54] han estudiado cuantitativamente la relación entre el ancho de las paredes del subgrano y el diámetro de los mismos. Para Cu se encuentra la siguiente relación,

$$W_\omega = d_s/3. \quad (2.14)$$

Donde W_ω es el ancho de la pared de los subgranos de dislocaciones.

2.3.4. Ángulo de desorientación entre subgranos contiguos

De acuerdo con resultados obtenidos por medio de MET, normalmente los ángulos de desorientación en las paredes de los subgranos van de 0.1 grados a 2.5 grados, dependiendo del material y de la cantidad de deformación sufrida[9].

De la literatura se observa:

1. El ángulo de desorientación, Θ_w , se incrementa gradualmente con la deformación durante la etapa transitoria de la termofluencia [56,59].
2. El ángulo de desorientación Θ_w , alcanza un valor constante al llegar la muestra a estado estacionario [56, 59]

2.4. Densidad de dislocaciones

La densidad de dislocaciones en las paredes, ρ_w , se incrementa conforme avanza la deformación hasta llegar a un valor constante en estado estacionario[30,60]. Además, de acuerdo con Takeuchi y Argon[9], en estado estacionario muchísimos materiales exhiben una correlación entre la densidad de dislocaciones internas a los subgranos y el esfuerzo aplicado; dicha correlación se puede escribir como sigue,

$$\rho_m = \left(\frac{\sigma}{\alpha \mu b} \right)^2, \quad (2.15)$$

y sólo en dos ocasiones se ha reportado una correlación entre ρ_m y la temperatura [58,60].

2.4.1. Densidad de dislocaciones en las paredes y esfuerzos locales en la estructura de las mismas

Recientemente, Morris y Martin [35,61] han determinado experimentalmente los esfuerzos locales dentro de la estructura de la pared de subgranos formados a través de la deformación en termofluencia en muestras de aleación Al -11 % Zn. Los esfuerzos locales están relacionados con el tamaño de los radios del enrejado que forma la estructura de la pared, el cual depende de la densidad promedio de las dislocaciones en la pared, ρ_w , donde ρ_w es función del esfuerzo aplicado y de la temperatura. La ecuación utilizada por Morris y Martin para determinar los esfuerzos locales es esencialmente la ecuación que define la tensión lineal de una dislocación con radio de curvatura R. Los resultados obtenidos por ellos indican que los esfuerzos locales dentro de la estructura de la pared tienen valores más de diez veces mayores que el esfuerzo aplicado, mientras en el interior de los subgranos el esfuerzo local representa sólo una fracción del esfuerzo aplicado. Cabe destacar que su estudio sólo determinó el valor absoluto del esfuerzo local y no su signo, por lo cual no se llevó a cabo una correlación entre el sitio estructural, el valor y signo del esfuerzo local.

2.5. Densidad de Dislocaciones Móviles

En 1940, Orowan[63] propuso una relación entre la rapidez de deformación verdadera $\dot{\epsilon}$, la densidad de dislocaciones móviles ρ_m (las dislocaciones las cuales son móviles con respecto al deslizamiento), y el promedio de la velocidad de deslizamiento, \bar{v}_g contribuyen al proceso de deformación plástica; en su forma normal [64] se escribe como,

$$\dot{\epsilon} = \frac{b}{M} \rho_m \bar{v}_g. \quad (2.16)$$

Donde b es el vector de Burgers el cual representa el desplazamiento elemental producido por una dislocación a lo largo del plano de deslizamiento, y M es el factor de Taylor. Esta ecuación es fundamentalmente exacta, para el intervalo microplástico, donde ρ_m es baja, \bar{v}_g y ρ_m han sido medidas independientemente, e incluso cada dislocación ha sido seguida en su movimiento (ver el papel clásico sobre el tema debido a Johnston y Gilman[65]). Pero en general su utilidad es limitada a causa de la dificultad experimental de separar el efecto individual de ρ_m y \bar{v}_g para deformación plástica involucrando valores altos de la densidad de dislocaciones. En adición a este problema experimental existe otro el cual surge para las consideraciones teóricas basadas en resultados para las distribuciones de los radios de curvatura de las dislocaciones. Esto aparentemente indica que ρ_m y \bar{v}_g no son independientes y así no pueden ser separadas[66,67].

Hasta donde nosotros podemos juzgar Li [69] fue un pionero en la conceptualización de dislocaciones durante la deformación plástica de los metales puros a través de la distribución de espiras de dislocación; estas ideas básicas han sido seguidas por muchos autores[66, 67, 70-73]. Esencialmente[69,70] en tales esquemas la expresión de la rapidez de deformación es,

$$\dot{\epsilon}(\tau, N(r)) = \frac{b}{M} \int_{r_c}^{\infty} N(r) v_g(\tau_c(r)) dr. \quad (2.17)$$

Donde τ es el esfuerzo de corte aplicado; $N(r) dr$ es el número de segmento de dislocación teniendo radio entre r y $+dr$ (o teniendo un esfuerzo interno opuesto al deslizamiento para el movimiento de dislocaciones, entre τ_i y $\tau_i - d\tau_i$, donde $\tau_i = Gb/r_C$, con G como el módulo de corte); r_C es el radio crítico para el cual el esfuerzo de corte efectivo ($\tau_c(r) = \tau - Gb/r$) es cero (r_C corresponde a las dislocaciones con un esfuerzo anterior exactamente igual al esfuerzo aplicado). En este esquema la densidad de dislocaciones inmóviles

con respecto al deslizamiento consiste de segmentos con radios de curvatura $r < r_C$; y finalmente $v_g(\tau_C(r))$ es la velocidad de deslizamiento de un segmento de dislocación con radio de curvatura igual a r y un esfuerzo de corte efectivo τ_C actuando sobre este. Donde, la densidad de dislocaciones móviles ρ_m , es

$$\rho_m = \int_{r_c}^{\infty} N(r) dr, \quad (2.18)$$

sobre las bases de la Ecuación 2.17, algunos autores[66,67] argumentan que el carácter del movimiento de la dislocación, por la expansión de una espira del deslizamiento de dislocaciones, indica que ρ_m y \bar{v}_g no son independientes y así no pueden separarse; esto porque ρ_m en la Ec. 2.17 no aparece explícitamente.

Relativo a esta controversia hay dos diferentes aproximaciones que dan el mismo resultado. Primero concerniente con las propiedades matemáticas básicas de la Ec. 2.17. De acuerdo con el teorema generalizado del valor principal[74], si $f(x)$ y $P(x)$ son funciones continuas de x dentro del intervalo $[a, b]$, cuando un valor m existe dentro de tal intervalo para el cual la siguiente relación se obedece,

$$\int_a^b f(x)P(x)dx = f(m) \int_a^b P(x)dx. \quad (2.19)$$

Con $P(x) > 0$ dentro del intervalo $[a, b]$. Y también de acuerdo con mecánica estadística[75] si nosotros tenemos una función de distribución $N(r)$ de algún parámetro físico es siempre posible definir un valor medio de peso ϕ para cualquier parámetro dinámico del sistema,

$$\bar{\phi} = \frac{\int N(r)\phi(r)dr}{\int N(r)dr}. \quad (2.20)$$

Por lo tanto si el lado derecho de la Ec. 2.17 es multiplicado por $\int_{r_c}^{\infty} N(r)dr$ y dividido por la misma cantidad es fácil obtener la Ec. 2.16, con el uso de la siguiente ecuación para

$$\bar{v}_g = \frac{\int_{r_c}^{\infty} N(r)v_g(\tau_C(r))dr}{\int_{r_c}^{\infty} N(r)dr}. \quad (2.21)$$

Así las Ecs. 2.16 y 2.17 son formalmente la misma ecuación, termino a termino, siempre que ρ_m y \bar{v}_g sean definidas por la Ec. 2.18 y Ec. 2.21 respectivamente.

2.6. Algunas ecuaciones para la evolución en el tiempo de la densidad de dislocaciones

Mientras ocurre la creación de dislocaciones a todas las temperaturas como un subproducto necesario de deslizamiento de dislocaciones, la aniquilación no ocurre. De hecho, a bajas temperaturas y esfuerzos, donde la concentración y movilidad de defectos puntuales es bajo, la primera y segunda ley de Fick's nos permite estar seguros que la aniquilación no compensa cualquier rapidez de creación medible de dislocaciones móviles, y deformaciones gradualmente altas como el esfuerzo interno σ_i ; tiende a ser igual al esfuerzo aplicado σ . Sobre esta base, de acuerdo con Blum [64] se ve más o menos obvio asumir que el estado estacionario a alta temperatura de termofluencia por dislocaciones es controlada por aniquilación. Por lo tanto; el transitorio primario de termofluencia podría ser revisado, y se requiere un análisis global de la rapidez de producción de la densidad de dislocaciones móviles $\dot{\rho}_m^+$ y de la rapidez de aniquilación de la densidad de dislocaciones $\dot{\rho}_m^-$.

Hay algunos modelos para la producción de dislocaciones[76,77] y también para la aniquilación de dislocaciones[5,78,81] y finalmente para el cambio total de la densidad de dislocaciones como una función del tiempo[81-84].

De acuerdo con Schoeck[76], el modelo de la rapidez de producción de la densidad de dislocaciones móviles está dado por,

$$\frac{d\rho_m^+}{dt} = \frac{M\dot{\epsilon}}{bL}. \quad (2.22)$$

Donde L es la distancia promedio del deslizamiento de dislocaciones antes que ellas consigan parar. Esta ecuación ha sido usada para una variedad de modelos de deformación plástica y análisis para explicar diferentes situaciones físicas relativas a deformación plástica [89, 64, 80, 81, 83,88]. Su principal limitación es que L, el camino libre medio el cual desliza las dislocaciones móviles antes que paren, es un parámetro fugaz porque en particular para el caso de termofluencia donde los subgranos están ausentes es casi imposible de determinar. De acuerdo con Mecking y Lücke[85] el uso de tales ecuaciones es solamente recomendado bajo estados de deformación casi estacionarios.

Recientemente, apareció una teoría nueva para la rapidez de creación de dislocaciones móviles [77]. Tal teoría se basa en el principio de conser-

vación de energía. Para el propósito de eventos de creación, las dislocaciones son consideradas como cuasipartículas obedeciendo una ecuación relativista efectiva para la auto energía de dislocación por unidad de longitud $\bar{u} = \bar{m} V_S^2$ [38], donde \bar{m} , es la masa promedio de la dislocación por unidad de longitud la cual toma en cuenta que los componentes de tornillo y borde son creados en igual número, y v_S es la velocidad del sonido transversal en el cristal.

Ignorando las fuerzas disipativas durante el deslizamiento de dislocaciones ellos llegan a la siguiente ecuación aproximada,

$$\dot{\rho}_m^+ = \frac{\sigma \dot{\epsilon}}{M\bar{u}}, \quad (2.23)$$

notamos, que esta aproximación es verdadera para redes CCC en los cuales la fuerza de Peierls es nula (como puntualizaron Nix e Ilschner[90]). Y recientemente Benoit, Bujard y Gremaud[39] han mostrado que el esfuerzo interno podría suprimir el esfuerzo de Peierls a cero en el caso en el cual las dislocaciones disociadas deslizan en planos compactos.

Las condiciones de compatibilidad entre el modelo de Schoeck Ec. 2.21 y Ec. 2.22 es [77], $2L=19.2 Gb/\sigma$ siempre que tomemos $\bar{u} \cong Gb^2$ como es usual en cálculos teóricos [77,88,92,93]. Las ecuaciones se parecen a la ecuación fenomenológica para diámetro de subgrano d_{sg} , principalmente,

$$d_{sg} = K \frac{Gb}{\sigma}. \quad (2.24)$$

Donde el valor para la constante numérica K es aproximadamente 20 para los metales[94,90,9,95] y 25 para los cerámicos [10]. Como la trayectoria libre media de las dislocaciones móviles es $d_{sg}/2$ entonces los eventos de creación de dislocaciones ocurren en regiones con baja densidad de dislocaciones en el interior del subgrano y las dislocaciones deslizan hasta detenerse por las paredes estructurales del subgrano, las cuales actúan como barreras de dislocaciones (para termofluencia por ley de potencias) donde las dislocaciones son casi inmóviles con respecto al deslizamiento pero más relativamente móviles al movimiento ascendente; en consecuencia, en este instante eventualmente los eventos de aniquilación ocurren siempre que la temperatura sea lo suficientemente alta.

La Ecuación 2.23, la cual no tiene parámetros libres, también ha sido usada para explicar algunos problemas de deformación plástica[26,30,37,43-45]. Por ejemplo, para Al – 11Zn a 523 K en la región de esfuerzos donde $\dot{\epsilon}$ muestra una dependencia exponencial con el esfuerzo[86]. La predicción

teórica para la rapidez de creación de dislocaciones móviles con la Ec.2.23 y los datos experimentales para diferentes esfuerzos están en total acuerdo con una relación entre los datos teóricos y experimentales igual a 1.00 ± 0.03 en el rango total de esfuerzos aplicados reportados[77].

Por otro lado, de acuerdo con Alden[78] y también con Argon y colaboradores[79,100] podría asumirse que la rapidez de disminución en redundante dislocación ρ_w en paredes de celda en el caso de muestras recocidas deformadas, pueden ser estimadas por la siguiente expresión,

$$\frac{d\rho_w}{dt} = -\frac{\rho_w}{t_r}. \quad (2.25)$$

Donde t_r es el tiempo de vida media de las dislocaciones en las paredes de la celda. La Ecuación 2.25 se ha utilizado para describir la evolución de las dislocaciones durante recocido en diferentes materiales deformados[79,100], y por Poirier[101] para analizar la equivalencia de las ecuaciones de Bailey-Orowan. La Ec. 2.25 ha sido derivada desde un enfoque mecánico estadístico de la termofluencia por dislocaciones y tal esquema permite a los autores determinar, en una manera muy precisa, la energía de activación para termofluencia en Al -11 wt %Zn. Esto para un ensayo de descarga total de esfuerzo aplicado a 523K, también se pudo explicar la evolución temporal de la densidad de dislocaciones móviles[99].

Una característica importante de la Ec. 2.25, la cual no ha sido descrita en ninguna parte es que usando la aproximación de Takeuchi y Argon para la trayectoria libre media dentro de las paredes de la celda, para el movimiento de ascenso $L_c = \bar{v}_{cw} t_r$, donde \bar{v}_{cw} es la velocidad promedio de ascenso[102]; la Ec. 2.25 puede describirse como,

$$\frac{d\rho_w}{dt} = -2\rho_w^{3/2}\bar{v}_{cw}. \quad (2.26)$$

Donde se consideró que $L_c = 1/(2\sqrt{\rho_w})$. Suficientemente interesante, la Ec 2.26, ha sido obtenida previamente[80,81,88] por diferentes principios.

Esencialmente Ajaja[80] llegó a una ecuación semejante, por una aproximación casi matemática. También la Ec. 2.26 puede ser obtenida siguiendo la ruta física[81].

Bibliografía

- [1] E. N. Andrade, Proc. Roy.Soc. Ser., A84 (1911), 1.
- [2] Weertman J., (1968), Trans. ASM 61, 680.
- [3] Bird J.E., Mukherjee A. K. And Dorn J.E.(1969) in Quantitative Relation Between Properties and Microstructure. Edited by D. G. Brando and Rosen (Israel Univ. Press, Jerusalem) p. 225.
- [4] Layneborg R., (1972), Intern. Metall. Rev. 17, 130.
- [5] Nix W. D. And Ilchner B., (1979) in proc. ICSMA5 (P. Haasen, V. Gerild and G. Kostorz eds) Pergamon Prees, Oxford), P. 1503.
- [6] Poirier J. P., (1985), Creep of Crystals (Cambridge University Press, London).
- [7] Cadek J., (1988), Creep in Metallic Materials, Elsevier, New York.
- [8] Cannon W. R. and Langdon T. G. (1988), J. Mater. Sci. 23, 1.
- [9] Takeuchi S. and Argon A.S., (1976), J. Mater. Sci. 11, 1542.
- [10] J. B. Conway y M. Y. Mullikin. Trans. Met. Soc. Aime 236, (1966), P. 1496.
- [11] F. Garofalo. Fundamentals of Creep and Creep Rupture in Metals., M. Millan, New Yok (1965).
- [12] G. A. Webster, A. P. D. Cox, and J. E. Dorn. Met. Sci. J. 3, (1969), P. 221.
- [13] R. W. Bailey, J. Inst. Metall. 35, (1962), P. 27.

- [14] R. Orowan, *J. West Scot. Iron Steel Inst.* 54, (1946 - 1947), P. 45.
- [15] D. Gan. *J. Mater. Sci.* 17, (1982), p89.
- [16] R. Gasca - Neri, C. N. Ahlquist y W. D. Nix., *Acta Met.* 18, (1970), P. 655.
- [17] A. Fuchs y B. Ilshener. *Acta Metall.* 17, (1969), P. 701.
- [18] E. Orowan, *Z. Phys.* 89, (1934), P. 634.
- [19] J. E. Dorn y J. D. Mote, in *High Temperatura Structure and Materials*. Edited by A. M. Freudenthal, B. A. Boley y H. Licbowitz Pergamon Press, Oxford, (1964) P. 95.
- [20] O. D. Sherby y P. M. Burke, *Prog. Master. Sci.* 13, (1967), P. 325.
- [21] J. Weertman, *Trans. ASM.*61, (1968), P. 680.
- [22] A. K. Mukherjee, J. E. Bird y J.E. Dorn. *Trans. ASM* 62, (1969), P. 155.
- [23] J. E. Bird, A. K. M Mukherjee, J. E. Dorn in *Quantitative Relation Between Properties and Microstructure*. Edited by D. G. Brando y A. Rosen (Israel Univ. Press, Jerusalem), (1969), P. 255.
- [24] J. A. Montemayor - Aldrete, R. Gómez - Ramírez y E. Carrillo *Phys. Stat. Sol. (a)* 38, (1976), P. 67.
- [25] T. Murata, *Scripta Metall.* 10, (1976), P. 177.
- [26] F. Prinz y A. S. Argon. *Phys. Stat. Sol. (a)* 57, (1989), P. 741.
- [27] F. A. Mohamed y T.G. Langdon, *Acta Met.* 22, (1974), P. 779.
- [28] F. A. Mohamed y T.G. Langdon, *Met. Trans. GA.* (1975), P. 927.
- [29] A. M. Brown y M. F. Ashby, *Scripta Met.* 14, (1980), P. 1297.
- [30] T. Hasegawa, Y. Ikeuchi y S. Karashima. *Met. Sci. J.* 6, (1972), P. 78
- [31] T. Tabata, S. Yamanka y H. Fujita, *Acta Met.* 26, (1978), P. 405.

- [32] T. Hasegawa, H. Sato y S. Karashima. *Trans. JIM.* 11, 81978), P. 405.
- [33] J. Hausselt y W. Blum. *Acta Metall.* 24, (1976), P. 1027.
- [34] H. Mughrabi, *Acta Metall.* 31, (1983), P. 1367.
- [35] M. Morris y J. L. Martin. *Acta Met.* 32, (1984), p. 549.
- [36] A. H. King, *Phil. Mag.* 48 A. (183), L39.
- [37] A. H. Laver, B. A. Wilcox y J. P. Hirth, *Acta Met.* 18, (1970), P. 381.
- [38] W. Blum, *Phys. Stat. Sol. (b)* 45, (1971), P. 561.
- [39] U. F. Kocks, T. Hasegawa y R.O. Scattergood. *Scripta Met.* 14, (1980)
- [40] D. Kuhlmann - Wilsdorf y J. H. Vander Merwe, *Mat. Sci. Eng. Go*, (1983), P. 7.
- [41] D. Kuhlmann - Wilsdorf y N. R. Comins. *Mat. Sci. Eng.* 60, (1983), P. 7.
- [42] P. J. Jackson y M. Siederslebem. *Scripta Met.* 18, (1984), P. 749.
- [43] P. Newman. *Mater. Sci. Eng.* 81, (1986), P. 465.
- [44] G. M. Pharr, *Scripta Metall.* 15, (1981), P. 713.
- [45] F. Volletsen, R. Hafbeck y W., Blum. *Mater. Sci. Eng.* 67, (1984), L 9.
- [46] A. Orlova y J. Cadek. *Z. Metallkde* 65, (1974), P. 200.
- [47] M. Henderson - Brown y K. F. Hale in *High -Voltage Electrón Microscopy (Proc. 3rd. Intern. Conf.)* Edited by P. R. Swann, C. J. Humpherey y M. J. Garinge. Academic Press. New York, (1974), P. 206.
- [48] S. V. Raj y G. M. Pharc., *Mat. Sci, Eng.*, 81 (1986), P. 217.

- [49] M. R. Staker y D. L. Holt. *Acta Met.* 20, (1972), P. 569.
- [50] G. Streb y B. Reppich. *Phys. Stat. Sol. (a)* 16, (1973), P. 493.
- [51] W. Hünter y B. Reppich. *Phil. Mag.* 28, (1973), P. 363.
- [52] J. Hausselt y W. Blum. *Acta Met.* 24, (1976), P. 1027.
- [53] D. L. Holt, *J. Appl. Phys.* 41, (1970), P. 3179.
- [54] D Knoesen y S Kritzinger, *Acta Met.* 30, (1982), P. 1219.
- [55] D. Kuhlmann - Wilsdorf. *Metall. Trans.* 1, (1970), P. 3173.
- [56] S. F. Exell y D. H. Warrington. *Phil. Mag.* 26, (1972), P. 1121.
- [57] A. Orlová, M. Pahutova y J. Cadek, *Phil. Mag.* 25, (1972), P. 865.
- [58] A. Orlová, Z. Tobolova y J. Cadek, *Phil. Mag.* 26, (1972), P. 1263.
- [59] V. V. Levitin y V. K Orzhitskaya. *Phys. Metallogr.* 30,
- [60] A. Orlová, J. Cadek, *Phil. Mag.* 28, (1973), P. 891. (1970), P. 172.
- [61] M. A. Morris y J. L. Martin, *Acta Met.* 32, (1984), P. 1609.
- [62] A. Orlová, J. Cadek, *Sci. Eng.* 77, (1986), P.1.
- [63] Orwan E., *Proc. Phys. Soc. (London)* 52, (1940), P. 8.
- [64] Blum W., *Phys. Stat. Sol.* 45b, (1971), P. 561.
- [65] Johnston W. G. y Gilman J. J., *J. Appl. Phys.* 30, (1959), P. 129.
- [66] Neuhäser H., in *Proc. ICSMA 5*, (P. Haassen, V. Gerold y G. Kostroz eds.), Pergamon Press, Oxford Vol. 3, (1980), P. 1503.
- [67] Kubin L. P., Louchet F., Caillard D. Y Martin J. L., in *Electron Microscopy 1980*, (P. Brederoo et al. Eds.) Leiden, Vol. 4, (1980), P. 288.
- [68] Orlová L., *Mater. Sci. Eng. A* 151, (1992), P. 153.
- [69] Li J. C. M., in *Strength and Plasticity, Physics of*, (A. S. Argon ed.) Cambridge, mass., USA MIT, (1969), P.245

- [70] Gasca Neri R. y Nix W. D., *Acta Metall.* 22, (1974), P. 257.
- [71] Dobe's F., *Phys. Stat. Sol.* 34a, (1976), K 27
- [72] Orlová A., *Scripta Metall.* 16, (1982), P. 633.
- [73] Montemayor - Aldrete J. A., Cocho - Gil G. y Orozco - Mendoza E., *Rev. Mex. Física.*, 36, (1990), P. 100
- [74] Apóstol T. M., *Mathematical Analysis*, Addison - Wesley, London, (1965), P. 213.
- [75] Somerfeld A. *Thermodynamics and Statistical, Mechanics* (vol. V). Academic Press, New York, (1973), P. 294.
- [76] Schoeck G., *Disc. Faraday Soc.* 38, (1964), P. 274.
- [77] Montemayor - Aldrete J. A., Soullard J., Gómez -Ramírez R. y Calles A., *Scripta Metall.* 20, (1986), P. 1075.
- [78] Alden T.H., *Acta Metall.*, (1969), P. 1435
- [79] Prinz F., Argon A. S. y Moffatt W., *Acta Metall.* 30, (1982), P. 821.
- [80] Ajaja O., *J. Mater. Sci.* 21, (1986), P. 3351.
- [81] Montemayor - Aldrete J.A., Tesis doctoral "Algunas Aplicaciones de la Mecánica Estadística a la Deformación Plástica por Dislocaciones", Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, (1992).
- [82] Reppich R., Haasen P. And Ilschener B., *Phys. Status Solidi* 5, (1964), P. 247.
- [83] Alexander H. Y Haasen P., *Solid. State Phys.* 22, (1968), P. 27.
- [84] Alden T. H., *Metall. Trans.* 18^a, (1987), P. 51.
- [85] Mecking H. y Lücke K., *Scripta Metall.* 4, (1970), P. 427.
- [86] Hausselt J. And Blum W., *Acta Metall.* 24, (1976), P. 1027.
- [87] Kuhlmann - Wilsdorf D., *Mater. Sci. Eng. A* 133, (1989), P.1.

- [88] Orozco E. y Montemayor - Aldrete J. A., Mater. Sci. Eng A174, (1994), L5.
- [89] Kock U. F., Argon A. S. y Ashby M. F., Prog. Mater. Sci. Vol. 19, (1975).
- [90] Nix W. D. Y Ilshner 8., in Proc. ICSMAS (P. Haasen, V. Gerold y G. Kostorz eds.) Pergamon Press, Oxford), P.1503.
- [91] Bujard M., Gremaud G. y Benoit W., J. Appl. Phys. 62, (1987), P. 3173.
- [92] Ungar T. Mughrabi H., Rönnpagel D. y Wilkens M., Acta Metall. 32, (1984), P. 333.
- [93] Harvey II D. P. y Jolles M. I., Metall. Trans. 21^a, (1990), P. 1719.
- [94] Bird J. E., Mukherjee A. K. Y Dorn J. E., in Quantitative Relation Between Properties and Microstructure, Edited by D. G. Brando y A. Rosen (Israel Univ. Press. Jerusalem), P. 255.
- [95] Raj S. V. y Pharr G. M., Mater. Sci. Eng. 81, (1986), P. 217.
- [96] Cannon W. R. y Langdon T. G., J. Mater. Sci. 23, (1988), P. 1.
- [97] Montemayor - Aldrete J. A. y Orozco E., Rev. Mex. Fís. 36, (1990), P. 407.
- [98] Montemayor - Aldrete J. A. Mendoza - Allende A. y Orozco E., Mater. Sci.. A 160, (1993), P. 71.
- [99] Montemayor - Aldrete J. A., Mendoza - Allende A. y López de Haro. M., Rev. Mex. Fís. 42, (1996), P. 598.
- [100] Takeuchi S. y Argon A. S., Acta Metall. 24, (1976), P. 883.
- [101] Poirier J. P., Creep of Crystals (Cambridge University Press, London), (1985).
- [102] Rönnpagel D. y Schwink Ch., Acta Metall. 26, (1978), P. 319.
- [103] Mc Vetty P. G., Mech. Eng. 56, (1934), P. 149.

- [104] Webster G. A., Cox A. P. O. y Dorn J. E., *Metal. Sci. J.* 3, (1969), P. 221.
- [105] Phaniraj C., Nandagopal M., Mannan S. L., Rodríguez P. y Kashyap B. P., *Acta Mater.* 44, (1996), P. 4059.
- [106] Mejía M., Gómez - Ramírez R. y Martínez M. A., *Scripta Metall.* 10, (1976), P. 589.
- [107] Mejía M. y Mendoza - Allende A., *Scripta Metall.* 11, (1977), P. 411.
- [108] Barret C. R., Nix W. D. y Sherby D. D., *Trans. ASM* 59, (1966), P. 3.
- [109] Claver A. H., Wilcox B. A. y Hirth J. P., *Acta Metall.* 18, (1970), P. 381.
- [110] Hasegawa T., Ikeuchi Y. y Karashima S., *Metal. Sci. J.* 6, (1972), P. 78.
- [111] Duch A. y Ilschner B., *Acta Metall.* 17, (1969), P. 701.
- [112] Gasca - Neri R., Ahlquist C. N. y Nix W. D., *Acta Metall.* 18, (1970), P. 655.
- [113] Orlová A., *Acta Metall. Mater.* 39, (1991), P. 2805.
- [114] Cadek J., *Creep in Metallic Materials*, Elsevier, New Cork, (1988).
- [115] Berner K. y Alexander H., *Acta Metall.* 15, (1967), P. 933.
- [116] Montemayor - Aldrete J. A., Gómez - Ramírez, R. *Scripta Metall.* 20, (1986) 1007.
- [117] Glansdorf P. y Prigogine I., *Thermodynamic Theory of Structure, Stability y Fluctuations*, Wiley Interscience,(1971).
- [118] Weertman J., *J. Appl. Phys.* 16, (1955), P. 1213.
- [119] Weertman J., *J. Appl. Phys.* 28, (1957), P. 362.
- [120] G. B. Gibbs, *Phil. Mag.* 13, (1966), P. 317.

- [121] J. C. M. Li, in strength and Plasticity, Physics of (Ed. A. S. Argon) Cambridge, Mass, Usa, MIT (1969), P.245.
- [122] C. N. Ahlquist y W. D. Nix, Scripta Met. 4, (1970), P. 231.
- [123] W. Blum y A. Finkel, Acta Met. 30, (1982), P. 1705.
- [124] A. A. Solomon, C .N. Ahlquist y W. D. Nix, Scripta Met. 4, (1970), P. 231.
- [125] Montemayor - Aldrete J. A., Mendoza - Allende A. y Orozco E., Mater. Sci.. A 160, (1993), P. 71.
- [126] Bulatova, T. M. y Nadgornyi, E. Phys. Stat. Sol. (a) 46, (1978), P. 357.
- [127] Harper J. y Dorn, J. E., Acta Metall. 5, (1957), 654.
- [128] Kashyap B. P., Arieli, A., y A.K. Murherjee. J. Mater. Sci. 20, (1985), P. 2661.
- [129] Cocks A. C. F. Acta Metall. 33, (1985), P. 129.
- [130] Conway J. B. y M. J. Mullikin, Trnas. Met. Soc. AIME 236, (1996), P. 1496.
- [131] Raj S. V. y Pharr, G. M., Mat. Sci. Eng. 81, (1986), P. 217.
- [132] Peters R. G. Scripta Metall. 17, (1983), P. 587.
- [133] Wu M. Y. y Sherby O. D., Acta Metall. 32, (1984), P. 1561.
- [134] Riet C. V. y P. De Meester, Scripta Metall. 19 (1985), P. 795
- [135] Davies G. J., Edington, J. W. Cutler C. P. y Padmanabhan, J. Mater. Sci. 5 (1970), P. 1091.
- [136] Wilkinson, D. S. Superplásticity (Editores: B. Bandelet y M. Suery), CNRS, (1985).
- [137] Mott, N. F. Conference on Creep and Fracture of Metals at High Temperaturas, H. M. S. O., London, (1956), P. 21.

- [138] Hirsch y D. Warrington, *Phil. Mag.* 6, (1961), P. 735.
- [139] Raymon L., y Dorn J. E. *Trans. AIME* 230, (1965), P. 1247.
- [140] Barret C. R. y Nix W. D., *Acta Metall.* 13 (1964), P. 560.
- [141] Nix W. D., *Acta Metall.* 15 (1967), P. 1079.
- [142] Watanabe T. y Karashima, S. *Trans. Jap. Inst. Metals* 11, (1970), P. 159.
- [143] Malu M. y Tien J. K., *Acta Met.* 22, (1974), P. 145.
- [144] Nix W. D., y Barret, C. R. *Trans. A. S. M.* 61, (1968), P. 695.
- [145] Friedel J., *Dislocations*, Pergamon Press, Oxford, (1964).
- [146] Lagneborg. *Met. Sci. J.* 3, (1969), P. 161.
- [147] Lagneborg. *Met. Sci. J.* 6, (1972), P. 127.
- [148] Gittus J. H., *Acta Met.* 22, (1974), P. 789.
- [149] Gittus J. H., *Acta Met.* 22, (1974), P. 1179.
- [150] Nowick A. S. y Machlin, *J. Appl. Phys.* 18, (1947), P. 79.
- [151] Cottrell A. H. y Aytakin V., *J. Inst. Metals* 77, (1947), P. 79.
- [152] Scheck., *Disc Faraday Soc.* 38, (1964), P. 274.
- [153] Mecking H.y Lucke K., *Scripta. Met.* 4, (1970), P. 427.
- [154] Lagneborg R.y Forsen, B. H., *Acta Met.* 21, (1973), P. 781.
- [155] Hirsch P. H., *The Physics of Metals, Vol. 2, Defects.* Edited By Hirsch (Cambridge University Press), (1975),P. 217.
- [156] Ajaja O. J., *Mat. Sci.* 21, (1986), P. 3351.
- [157] Alden T. H., *Acta Met.* 17, (1969), P. 1435.
- [158] Prinz F., Argon, S. A. y W. Moffart, *Acta Met.* 30, (1982), P. 821.

Capítulo 3

INTRODUCCIÓN A LA DEFORMACIÓN PLÁSTICA POR MOVIMIENTO DE DISLOCACIONES MEDIANTE EL USO DE ANALOGÍAS Y EL CONCEPTO DE ENERGÍA.

Se desarrollan matemáticamente varias analogías para introducir el movimiento de las dislocaciones. El método utilizado se basa en el uso del principio de conservación de energía y de la segunda ley de Newton al igual que los métodos que usualmente se utilizan para introducir dichos conceptos. Las analogías utilizadas permiten la asimilación sólida de los conceptos por parte de los estudiantes al relacionar conceptos nuevos con conceptos y fenómenos previamente conocidos por ellos.

3.1. Introducción

Las propiedades elásticas y plásticas de los materiales cristalinos son fundamentales para diversos usos en nuestra civilización. La deformación plástica

de los metales intrigó a la humanidad por milenios, se fue aprendiendo empíricamente a utilizarlos en diferentes condiciones, sin embargo nadie sabía de qué dependían sus propiedades hasta principios del siglo XX.

Después de 1912, con el descubrimiento por Von Laue de la difracción de rayos X en los materiales cristalinos, se entendió que dichos materiales están compuestos de átomos arreglados en redes geométricas tridimensionales. A partir de este momento, en principio, se tuvieron los elementos básicos para comenzar a desarrollar explicaciones microscópicas del módulo de Young y de multitud de propiedades mecánicas de los sólidos cristalinos.

En 1926, Frenkel [1] aportó un modelo para tratar de explicar el esfuerzo de cedencia de los metales. El modelo consiste en deslizar una capa atómica sobre la capa atómica subyacente, posteriormente se desarrollaron variaciones del modelo de Frenkel, pero todos aportaban esfuerzos teóricos entre 3000 y cien mil veces mayores que los experimentales. En 1925, Polanyi [2] deformó monocristales metálicos y encontró que la deformación en frío producía un incremento de la resistencia a la tensión, efecto no considerado en la teoría de Frenkel. Conforme transcurrió el tiempo fue cada vez más claro que se requería desarrollar un nuevo concepto (radicalmente diferente) para explicar la deformación plástica y el endurecimiento por deformación a bajas temperaturas.

En 1934, Polanyi [3], Taylor [4] y Orowan [5], de manera independiente, propusieron el concepto de dislocación de borde; en 1939, Burgers [6] propuso el concepto de dislocación de tornillo dichos conceptos permiten explicar la discrepancia entre el esfuerzo teórico aportado por Frenkel y los resultados experimentales.

Hasta aquí una síntesis apretada de la historia del surgimiento del concepto de dislocación. Por cuanto se refiere a la presentación de dicho concepto a estudiantes de maestría en ciencia de materiales y de ingeniería de materiales o metalurgia, la experiencia de dificultades para su asimilación y comprensión profunda es la siguiente:

1. La primera vez que se les presenta el concepto se observan dificultades en el alumno, por la gran cantidad de conceptos y términos técnicos asociados que conlleva la idea general y la dificultad de asociarlos a conceptos previos o a imágenes fáciles de entender y retener.
2. Mientras que es intuitivamente entendible el deslizamiento de planos atómicos sobre planos atómicos (modelo de Frenkel), no ocurre lo mismo con el concepto de deslizamiento de la dislocación de borde. Entre

otras cosas, no es claro para el estudiante que lo que se traslada a lo largo de todo el cristal es el defecto y que su efecto final es que un semiplano atómico sobresalga una distancia atómica, sobre la superficie previa. El alumno tiende a fijarse en los átomos presentes en el semiplano que define el defecto, antes de que éste se comience a deslizar bajo la acción de un esfuerzo de corte.

3. Cuando han superado las dificultades anteriores, aprende a fijarse en la línea de la dislocación y en su movimiento en el caso de la de borde. Posteriormente se le presenta el movimiento de la dislocación de tornillo y se entera de que el flujo de materia avanza en dirección perpendicular al avance de la línea de dislocación y esto lo confunde, pues es distinto al caso de borde.
4. El concepto de tensión lineal de las dislocaciones curvas normalmente se le dificulta al estudiante y sólo lo acepta por repetición, sin comprenderlo a fondo.
5. En los libros de texto hasta donde sabemos [7-19] no se presenta una relación lógica, suave y continua entre la presentación del concepto inicial de dislocación y la formulación de una teoría de esfuerzo de cedencia.

Para tratar de superar algunos de estos problemas muchos de los textos introductorios al tema [7, 8, 11-14, 20] recurren al uso cualitativo de analogías tomadas de la naturaleza o de eventos cercanos a la vida cotidiana.

El objetivo del presente trabajo es explicar cuantitativamente varias analogías relacionadas con dislocaciones mediante la utilización del principio de conservación de energía y la segunda ley de Newton, que también se utilizan para el análisis del movimiento de las dislocaciones. La intención de este análisis es ayudar al estudiante a comprender más fácilmente el concepto del movimiento de la dislocación.

3.2. Análisis

En las siguientes secciones abordaremos cualitativa y cuantitativamente con analogías el movimiento deslizando de una dislocación de borde, el movimiento de una dislocación de tornillo y la tensión lineal de la dislocación

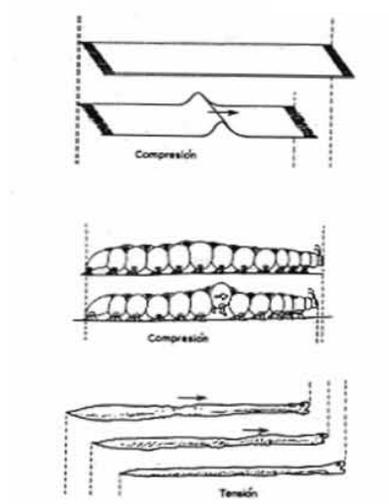


Figura 3.1: Analogía para el deslizamiento de una dislocación de borde. Desplazamiento esquemático de la alfombra, la oruga, y de la lombriz (dentro de un tubo de tierra). Todos los desplazamientos se basan en el movimiento de una onda a través del material o animalito.

curva. Para el movimiento deslizante de una dislocación de borde usaremos el movimiento de oruga (muy similar al de la alfombra y la lombriz) véase Fig. 3.1. El movimiento de una dislocación de tornillo estará relacionado con el cierre tipo cremallera de pantalón. Trataremos la analogía del globo elástico para el caso de la tensión lineal de la dislocación curva y, finalmente, relacionaremos de forma sencilla y lógica lo anterior para el esfuerzo de cedencia como función de la densidad de dislocaciones.

3.2.1. Dislocación de borde

A continuación describiremos brevemente algunos aspectos de la dislocación de borde. En la Fig. 3.2 se exhibe el arreglo atómico en un plano normal a una dislocación de borde. El arreglo atómico produce esfuerzos comprensivos arriba del plano de deslizamiento y de tensión abajo del plano que delimita el plano de átomos extra.

Bajo la acción de un esfuerzo de corte τ , la dislocación de borde se desplaza en dirección del vector de Burgers, b . Esto ocurre a través del mecan-

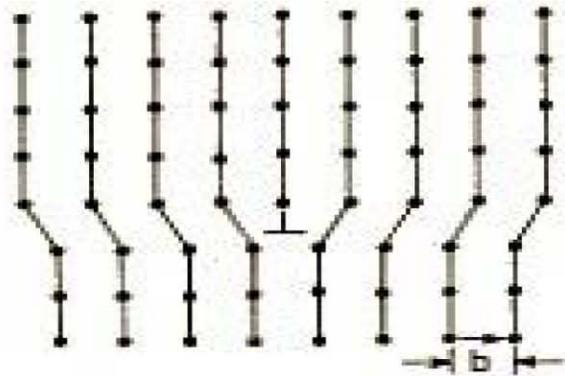


Figura 3.2: Arreglo atómico en un plano perpendicular a una dislocación de borde.

ismo que se muestra en las Figs. 3.3a y 3.3b. En la Fig. 3.3b se observa que la acción del esfuerzo de corte arriba del plano de deslizamiento mueve ligeramente hacia la derecha los átomos respecto de su posición de equilibrio. Debajo del plano de deslizamiento el esfuerzo de corte mueve ligeramente hacia la izquierda todos los átomos de esa región respecto a su posición de equilibrio. Esto ocurre de tal manera que el semiplano extra 5 se desplaza hacia la derecha, debido a que durante la deformación el plano denotado 6-5' pasa a ser el plano 5-5' y se rompe la continuidad entre el plano 6-5' dando lugar al semiplano extra 6. Como los átomos alrededor de la dislocación están posicionados simétricamente a lados opuestos del plano extra, entonces fuerzas iguales y opuestas se oponen y apoyan el movimiento de la línea de la dislocación. Por tanto, en primera aproximación a bajas velocidades no existe fuerza atómica neta actuando sobre la dislocación y el esfuerzo requerido para mover un segmento recto de dislocación es cero [7, 10].

3.2.2. Aspectos cualitativos de las analogías de la alfombra, la lombriz y la oruga

En este caso los tres tipos de desplazamiento, según sea alfombra pesada, lombriz u oruga tienen en común que se basan en el movimiento de una onda a través de todo el material o animalito véase Fig. 3.1, característica en común con el movimiento de los átomos que intervienen en el movimiento

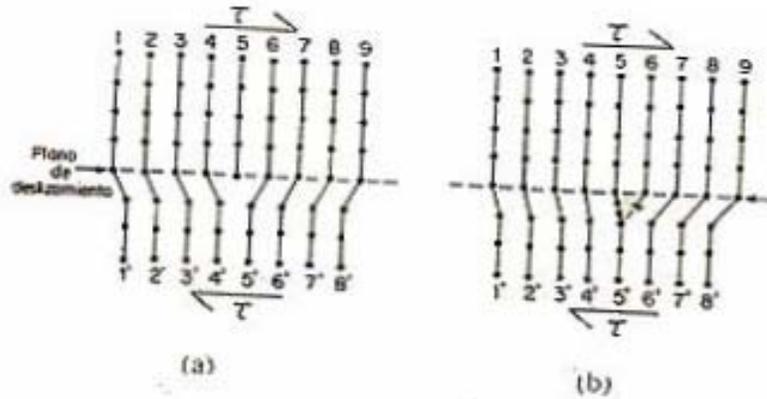


Figura 3.3: (a) Átomos cerca de una dislocación de borde. (b) Movimiento de la dislocación de borde una unidad b hacia la derecha bajo la acción del esfuerzo de corte.

de una dislocación.

El uso de tal o cual analogía para describir un fenómeno, dependerá de cual de ellas se apegue más a lo esencial del fenómeno que se necesita describir. A continuación examinamos brevemente cada una de las tres posibilidades antes mencionadas. La analogía de la alfombra sólo puede ser cualitativa, por cuanto no es inmediata la relación que existe entre el tamaño de la onda creada (por ejemplo, con las manos) y la fuerza requerida para actuar durante todo el recorrido de la onda hasta que ésta sale del otro lado de la alfombra. La analogía de la lombriz presenta problemas por cuanto no es claro que la zona de tensión sea constante durante su desplazamiento a través del cuerpo de la lombriz. En el caso de la oruga la analogía sí es cuantificable por cuanto podemos contar el número de pasos, al igual que puede hacerse en la red cristalina en el caso de la dislocación.

La analogía de la oruga se maneja en la literatura como sigue: el movimiento de una dislocación positiva de borde se liga al movimiento de una oruga, la cual avanza en total un paso de oruga al formar en su cola una pequeña región de compresión (similar a un semiplano extra de una dislocación de borde) y permitir que esta joroba se mueva a lo largo de todo su cuerpo hasta llegar a la cabeza. cada pasaje de la onda de la cola a la cabeza de oruga avanza un paso de oruga, P_{or} . Esto es análogo al desplazamiento igual en magnitud al vector de Burgers asociado con el desplazamiento de la dislocación a través

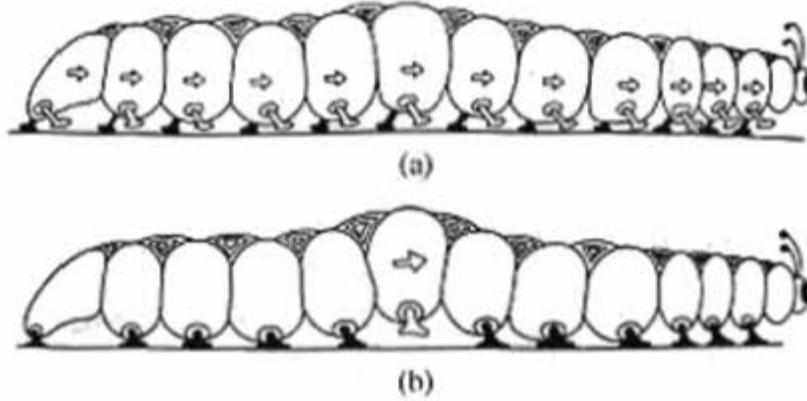


Figura 3.4: (a) Oruga hipotética, la cual avanza en su totalidad un paso de oruga P_{or} , mediante el movimiento de todas sus patas a la vez. (b) Oruga verdadera la cual avanza en su totalidad un paso de oruga por el envío de una onda de compresión que se mueve a lo largo de todo su cuerpo de longitud L_{or} .

del cristal.

3.2.3. Desarrollo matemático de la analogía de la oruga

A continuación desarrollaremos matemáticamente la analogía de la oruga, extendiéndola además a un caso no considerado previamente en la literatura: el movimiento hipotético de n patas de la oruga a la vez.

Primero analizaremos el caso de la oruga hipotética la cual para avanzar en su totalidad un paso de oruga P_{or} requiera mover simultáneamente todas sus $n/2$ patitas de uno de sus lados ver la Fig.3.4a. Para avanzar una distancia P_{or} , tendría que mover todas sus patas en un intervalo de tiempo ($\Delta t_{P_{or}}$). La fuerza necesaria para mover cada pata $\approx F_{P_{or}}$. Por tanto, para mover n patas a la vez requiere una fuerza $nF_{P_{or}}$ que actúe en un $\Delta t_{P_{or}}$. La energía requerida para que la oruga avance un paso es ,

$$W_{P_{or}} = \left(\frac{n}{2}F_{P_{or}}\right) * P_{or} + \left(\frac{n}{2}F_{P_{or}}\right) * P_{or} . \quad (3.1)$$

Y la potencia utilizada es,

$$P_{P_{or}} = \frac{W_{P_{or}}}{\Delta t_{P_{or}}} = \frac{nF_{P_{or}} * P_{or}}{\Delta t_{P_{or}}} . \quad (3.2)$$

Ahora analicemos la situación de la oruga verdadera véase Fig. 3.4b. Ésta se desplaza moviendo sólo un par de patitas a la vez, y esta onda ha de recorrer toda la longitud de la oruga para que ésta avance P_{or} . Tenemos que la fuerza para mover un par de patas es $2F_{P_{or}}$ y mueve un par de patitas dentro de un tiempo, $\Delta t_{P_{or}}$, por tanto el trabajo requerido para que la oruga verdadera avance P_{or} (equivalente a una distancia b en el cristal) sería,

$$\begin{aligned} W'_{P_{or}} &\equiv 2F_{P_{or}} * \left(\frac{nP_{or}}{2} \right) \\ &= nF_{P_{or}}P_{or} \\ &\simeq W_{P_{or}} . \end{aligned} \quad (3.3)$$

Las Ecs. 3.1 y 3.3 son iguales; se emplea la misma energía en recorrer la misma distancia por los dos modelos de oruga, sólo que la oruga verdadera requiere, n veces menos potencia que la que mueve n patas a la vez,

$$P'_{or} = \frac{W'_{P_{or}}}{n\Delta t_{or}} = \frac{1}{n}P_{or} . \quad (3.4)$$

Con este simple modelo vemos varias cosas interesantes:

1) Los eventos de movimientos en bloque, y a través del movimiento de la onda o dislocación, obedecen la siguiente relación,

$$F_{or} * (nP_{or}) = nF_{or} * P_{or} , \quad (3.5)$$

o

$$F_{or} = nF_{or} \left(\frac{P_{or}}{L_{or}} \right) , \quad (3.6)$$

donde,

$$L_{or} \equiv nP_{or} . \quad (3.7)$$

La Ec. 3.5, por analogía al caso de dislocaciones, implica que se requiere una fuerza muy grande que actúe sobre todos los átomos del cristal para desplazarlos una magnitud del vector de Burgers b , y que se requiere una fuerza pequeña para mover una dislocación a lo largo de todo el cristal de longitud L y producir el mismo efecto, aunque para ello se emplee un tiempo proporcionalmente mayor L/P_{or} veces que si actuara la fuerza grande. Además con todas sus consecuencias, la Ec. 3.5 es formalmente igual a la ley de la palanca de Arquímedes [21].

2) Para deformar plásticamente un cristal con defectos (dislocaciones) se requiere (b/L) menos potencia que para deformar de acuerdo con un modelo tipo Frenkel. Y que para este caso, como para el de la oruga, si se toma en cuenta un ritmo constante de avance del defecto, aquí tenemos un proceso de mínima disipación de energía como se esperaría de acuerdo con la termodinámica de procesos irreversibles [22,23]. En ambos casos se tienen mecanismos de mínimo uso de energía por unidad de tiempo para el transporte de masa.

3.2.4. Esfuerzo de corte y fuerza microscópica sobre una dislocación recta de borde

Ahora, analizaremos la relación que existe entre esfuerzo de corte que actúa sobre una superficie cristalina, τ , y la fuerza microscópica que produce sobre una dislocación de borde véase la Fig. 3.5a. Una dislocación se desliza de lado a lado del cristal y barre un área A , con ello produce un corte de la parte superior del cristal de magnitud (b) . Una dislocación que barre una porción $(dsdl/A)$ producirá un corte $(dsdl/A)b$, véase la Fig. 3.5b.

El trabajo macroscópico, dW_{macro} , que realiza el esfuerzo de corte τ , cuando una dislocación de longitud ds avanza una distancia dl viene dada por,

$$dW_{macro} = F_{macro} * \left(\frac{dsdl}{A} \right) b . \quad (3.8)$$

Por otro lado, el trabajo por unidad de longitud de la dislocación, al deslizar una distancia dl viene dado por:

$$\frac{dW_{micro}}{ds} = f_{dis} * dl , \quad (3.9)$$

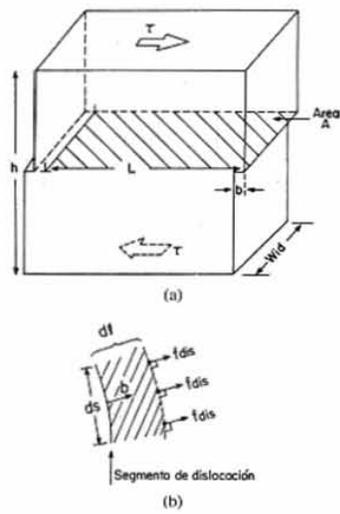


Figura 3.5: (a) Una dislocación de borde se mueve en su plano de deslizamiento bajo la acción de un esfuerzo de corte el cual actúa sobre la superficie A del monocristal. (b) Segmento de dislocación de longitud ds el cual desliza una distancia dl bajo la acción de un esfuerzo de corte .

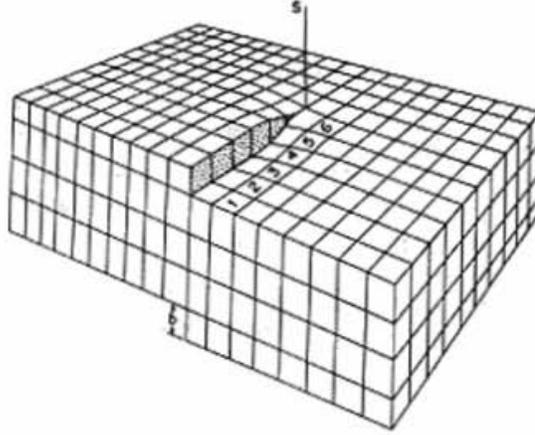


Figura 3.6: Una dislocación de tornillo en un cristal cúbico simple.

donde f_{dis} es la fuerza microscópica que actúa sobre la unidad de longitud de la dislocación.

Sí el proceso es cuasiestático y no hay disipación de energía tenemos que $dW_{macro} = dW_{micro}$, y entonces,

$$f_{dis} = \tau b \quad \cdot \quad (3.10)$$

donde hemos utilizado la definición de esfuerzo de corte $\tau = F_{macro}/A$, con F_{macro} paralela al plano A. Hasta aquí la exposición clásica del concepto [10]. Sin embargo la Ec. 3.10 puede expresarse de otra manera como veremos a continuación: el área A, que aparece en la definición de τ es igual al producto de L y W_{id} , $A = L * W_{id}$. Si definimos la fuerza total, F_{micro} , que actúa sobre una dislocación de longitud W_{id} tenemos que F_{micro} se escribe como,

$$F_{micro} \equiv f_{dis} W_{id} \quad \cdot \quad (3.11)$$

Con lo cual la Ec. 3.10 se puede reexpresar,

$$dW = F_{micro} L = F_{macro} b \quad (3.12)$$

o, dicho de otra manera,

$$\frac{F_{micro}}{F_{macro}} = \frac{b}{L} \quad . \quad (3.13)$$

Si en la Ec. 3.5 consideramos que nF_{or} es el equivalente de la fuerza F_{macro} en el caso de la dislocación y F_{or} el de la fuerza microscópica que actúa sobre la dislocación, entonces es inmediato que hemos explicado matemáticamente, con el desarrollo de una analogía, el desplazamiento de una dislocación de borde y hemos facilitado el proceso de aprendizaje de este aspecto del concepto.

3.2.5. Dislocación de tornillo

Si, la dislocación de borde se presenta como un semiplano extra de átomos que se introduce parcialmente dentro de un cristal; la dislocación de tornillo se puede contemplar como un cristal que se corta parcialmente a lo largo de un plano cristalino y luego las superficies así creadas se desplazan a lo largo de dicha superficie una distancia b en el extremo del cristal, como se muestra en la Fig. 3.6.

En la Fig. 3.6 se muestra una dislocación de tornillo. Lo primero que se menciona al respecto de este tipo de defecto es que es semejante a una rampa de un edificio de estacionamiento de autos, la cual conecta todos los pisos y los acopla en una cinta espiral ascendente. Nótese que en este caso el vector de Burguers b de la dislocación es paralelo al eje de la línea de la dislocación denotada en este dibujo por s-s.

Hasta donde sabemos, ningún libro explica con analogía el movimiento de la dislocación de tornillo, el cual es más difícil de visualizar que el movimiento de la de borde. A continuación describiremos primero el movimiento de una dislocación de tornillo de acuerdo con la teoría de dislocaciones y, posteriormente, propondremos y desarrollaremos matemáticamente una analogía.

3.2.6. Movimiento de una dislocación de tornillo y fuerzas de corte externas

Bajo la acción de un esfuerzo de corte como se muestra en la Fig. 3.7 que actúe en superficies que contengan el vector de Burguers, la línea de la dislocación de tornillo (línea s-s) se moverá en dirección perpendicular a la

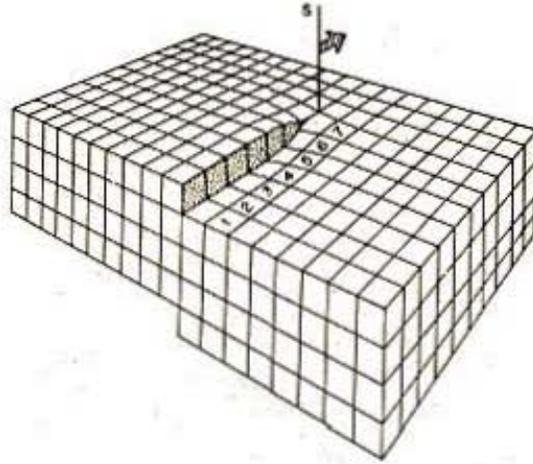


Figura 3.7: Movimiento de una dislocación de tornillo bajo la acción de un esfuerzo de corte

acción de los esfuerzos de corte macroscópicos. A primera vista lo anterior parecería raro, pero esto se debe a que a lo largo de la línea de movimiento de la línea de la dislocación de tornillo no existe transporte de masa. Lo cual está en acuerdo con la ecuación,

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{r} \quad , \quad (3.14)$$

donde,

$$F = (d/dt) m \vec{v} \quad .$$

Del dibujo, y recordando análisis anteriores, es inmediato que si no hay disipación de energía durante un proceso cuasiestático tenemos que dW_{macro} es igual a dW_{micro} y,

$$\vec{F}_{\text{macro}} \left(\frac{W_{id} * L}{A} \right) b = f_{dis} * L \quad (3.15)$$

Con algo de álgebra,

$$f_{dis} = \tau b \quad , \quad (3.16)$$

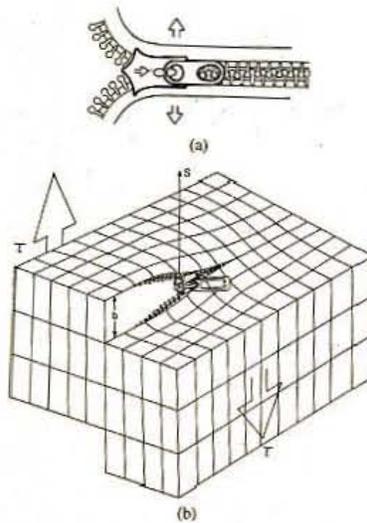


Figura 3.8: (a) Movimiento del cierre-cremallera de un pantalón. (b) Analogía de un cierre cremallera para describir el movimiento de una dislocación de tornillo, posicionada sobre el cristal que se deforma por el movimiento de una dislocación de tornillo.

igual que para el caso de la dislocación de borde. En ambos casos f_{dis} es perpendicular a la línea de la dislocación, por lo cual es obvio que para el caso de dislocaciones con carácter mixto (borde y tornillo) f_{dis} será también perpendicular a la línea de la dislocación, y dirigida como en los otros casos hacia la parte no barrida del plano de deslizamiento.

3.2.7. Analogía para el movimiento de una dislocación de tornillo y su desarrollo matemático

Podemos ahora presentar una analogía para el movimiento de una dislocación de tornillo. Ésta consiste en describir el funcionamiento de un cierre-cremallera de una pantalón como si fuese la dislocación de tornillo. Hay que tener cuidado con la analogía del cierre-cremallera, pues tomada la cremallera de manera aislada veáse fig. 3.8a no es totalmente adecuada, ya que el cierre al avanzar desplaza la mitad derecha, de la mitad izquierda sobre el mismo plano.

En una dislocación de tornillo, la mitad izquierda queda en un plano inferior con respecto a la derecha al avanzar la dislocación véase Fig.3.7. Sin embargo si la cremallera la colocamos acostada en un plano vertical, en donde el carrito de la cremallera corresponda con la línea de la dislocación, tendremos que la analogía es funcional tanto en lo que respecta a la dirección del vector de Burgers, como la dirección de desplazamiento y la línea de la dislocación véase Fig. 3.8b.

Las exposiciones anteriores, nos permiten apuntar que si hay conservación de energía (no hay disipación de energía durante el proceso cuasiestático de apertura del cierre), tenemos que al completar un recorrido de distancia L , realizado por el cierre del carrito bajo la acción de una fuerza, f_{cierre} , tendremos que este trabajo será igual al trabajo realizado por la fuerza en el pantalón F_{pant} sobre una distancia b .

$$F_{pant}b = f_{cierre}L \quad (3.17)$$

donde b es la máxima abertura lateral del cierre (donde se ha considerado que durante la operación del cierre-cremallera, el botón superior del pantalón está abotonado e impide mayor desplazamiento lateral de las hileras de dientes). La Ec. 3.14 es equivalente a la Ec. 3.16 y hemos aportado por tanto una analogía para el desplazamiento de la dislocación de tornillo.

3.2.8. Tensión lineal de las dislocaciones

En las siguientes subsecciones abordaremos el concepto de tensión lineal de las dislocaciones de acuerdo con la teoría de dislocaciones, posteriormente desarrollaremos una analogía de tensión superficial de un globo elástico, veremos también un caso aproximado de transformación de energía empleada en barrer un área y trabajo realizado contra la tensión lineal de la dislocación. Por último, cerramos la sección con una demostración sencilla de la expresión de Taylor para el esfuerzo de cedencia como función del endurecimiento o de la densidad de dislocaciones.

Tensión lineal de las dislocaciones y los esfuerzos de corte externos. (Fuerza en Equilibrio)

Según el nivel del curso, en algunos casos se les informa a los estudiantes [7-9] y en otros se les demuestra [10,24,25] que la energía por unidad de longitud de dislocación, u , viene dada aproximadamente por,

$$u \simeq \frac{Gb^2}{2} , \quad (3.18)$$

donde G es el módulo de corte del material. Por tanto, la energía-elástica de una dislocación aumenta con su longitud, la cual debe ser incrementada realizando un trabajo por parte de las fuerzas externas. Entonces como un resorte posee tensión lineal, la cual intenta minimizar su energía elástica de deformación acortando su longitud. La tensión lineal tiene unidades de energía por unidad de longitud y es análoga a la energía superficial de una burbuja de jabón [10,24].

Si analizamos las condiciones de equilibrio mecánico entre las fuerzas por unidad de longitud $f_{dis} = \tau b$ que tiende a desplazar la dislocación a radios mayores y la fuerza de tensión lineal $2\Gamma \text{sen}(d\theta/2)$ véase Fig. 3.9 que tiende a retener, y enderezar al segmento de dislocación de longitud ds , tenemos $F_{neta} = 0$, y entonces

$$(\tau b) ds = 2\Gamma \text{sen}(d\theta/2) \quad (3.19)$$

o para $d\theta$ pequeños,

$$\tau = \frac{\Gamma}{bR} \quad (3.20)$$

(Si consideramos $\Gamma \simeq u$ (ambas tienen el mismo significado) entonces con la Ec. 3.17 la Ec. 3.18 se presenta así:

$$\tau \simeq \frac{Gb}{2R} \quad (3.21)$$

Analogía del globo elástico

En diversos textos se maneja cualitativamente dicha analogía (véase el libro de Weertman en la página 52, Ref. 24). Una razón importante para utilizar dicha analogía es que, si observamos el movimiento de expansión de un globo debido a una presión interna e imaginamos que el globo es intersectado por un plano virtual, que no afecte su movimiento, veríamos que el movimiento de la línea de intersección del globo con el plano describiría cualitativamente la expansión de una espira circular de dislocación en el plano de deslizamiento. Cabe destacar que en ningún texto se maneja con

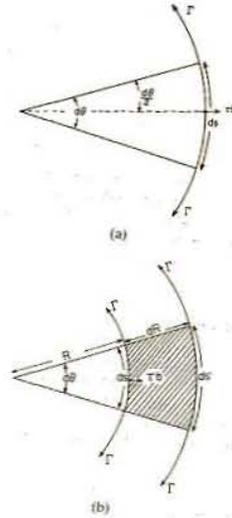


Figura 3.9: (a) Fuerzas actuantes sobre una dislocación curvada. (b) Trabajo realizado en barrer un área por una dislocación curvada.

detalle dicha analogía y se conecta con un análisis del deslizamiento de una dislocación, que es lo que aquí haremos.

En la Fig. 3.10 presentamos un globo elástico, el cual es inflado con aire a presión P , el globo pasa de un radio R a un radio $R+dR$ en condiciones cercanas al equilibrio. Para que ello ocurra la presión debe realizar un trabajo contra la tensión superficial T ; si no ocurre disipación de energía durante el proceso de expansión del globo tenemos que,

$$PdV = TdA. \quad (3.22)$$

Donde dV es el diferencial de volumen, que para una esfera es $4\pi R^2 dR$, dA es el diferencial de área, que para una esfera es $8\pi R dR$, entonces,

$$T = PR/2 \quad (3.23)$$

$$P = 2T/R \quad (3.24)$$

Nótese el parecido de ésta con la Ec. 3.18

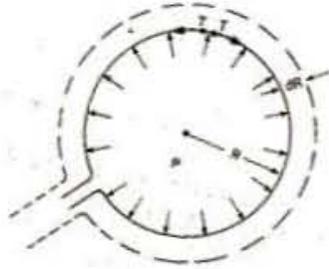


Figura 3.10: Globo elástico inflado bajo presión interna P . (esquemático)

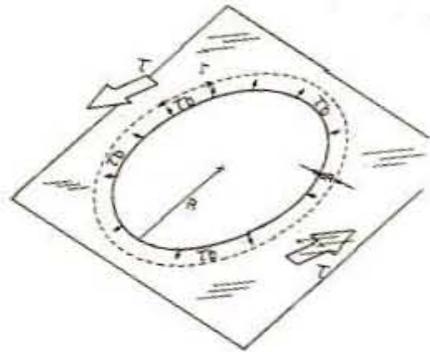


Figura 3.11: Espira circular de dislocación expandiéndose bajo la acción de un esfuerzo de corte τ

Tensión lineal de las dislocaciones, esfuerzos de corte y conservación de energía.

Si aplicamos el mismo espíritu de la analogía del globo elástico e imaginamos un corte del globo elástico por el plano de deslizamiento de la dislocación, entonces, para el caso de las dislocaciones, desarrollamos los conceptos equivalentes y tendremos que una dislocación en forma de espira circular de radio R véase la Fig. 3.11 en su deslizamiento pasa, dentro de un Δt , a tener un radio $R+dR$ en condiciones cercanas al equilibrio. Si la dislocación curva presenta una tensión lineal Γ (energía por unidad de longitud); entonces el trabajo realizado por $f_{dis}=\tau b$, donde f_{dis} es la fuerza que actúa sobre la unidad de longitud de la dislocación, al barrer el área comprendida entre R y $R + dR$, deberá ser igual al trabajo realizado contra la tensión lineal para alargar la longitud total de la espira de $2\pi R$ a $2\pi(R+dR)$, esto en caso de que no exista disipación de energía lo cual puede lograrse cuando la deformación ocurre cuasiestáticamente. De esta manera

$$(2\pi R dR) \tau b = (2\pi dR) \Gamma \quad (3.25)$$

con lo cual

$$\tau = \frac{\Gamma}{bR} \quad (3.26)$$

Esta expresión es idéntica a la lograda por medio del equilibrio de fuerzas Ec. 3.20. Sin embargo, a diferencia de la manera usual de demostrar la Ec. 3.24, la ganancia conceptual aquí es que queda claro que cuando no existe disipación de energía al deslizar la dislocación (deslizamiento cuasiestático) el trabajo realizado por el esfuerzo de corte en barrer un área, se transforma en un incremento en la longitud de las dislocaciones. También se podría haber utilizado la Fig. 3.9a para ilustrar el mismo enfoque. En efecto de la Fig. 3.9b es inmediato que el trabajo realizado por el esfuerzo de corte τ , sobre un elemento de dislocación de longitud ds al barrer el área $dsdl$ debe ser igual al trabajo realizado contra la tensión lineal Γ , para cambiar la longitud del arco de círculo de

$$ds \approx R d\theta \text{ a } ds' \approx (R+dl)d\theta$$

Esfuerzo de cedencia en función de la densidad de dislocaciones.

Cuando se aplica un esfuerzo a una muestra para deformarla plásticamente en una prueba de tracción a velocidad de cabezal constante (o en su caso a rapidez de deformación constante), la muestra primero se deforma elásticamente y posteriormente el esfuerzo aplicado de manera creciente, comienza a abombar las dislocaciones sujetas entre obstáculos naturales, que en un material puro son otras dislocaciones. Esta deformación por abombamiento de las dislocaciones es anelástica, por lo tanto recuperable totalmente en caso de retiro de esfuerzo aplicado, sólo que la recuperación ocurre a velocidades mucho menores que la velocidad del sonido en el medio, como es el caso de la recuperación elástica. Este abombamiento en una prueba de tensión es progresivo, al sobrepasar las dislocaciones un radio igual a la mitad de la separación media entre obstáculos, la deformación se convierte en plástica y de ser reversible pasa a adquirir un carácter de proceso irreversible. Al valor límite del esfuerzo se le conoce como esfuerzo de cedencia σ_c

La Ec. 3.19 nos aporta un cierto criterio matemático para determinar, este esfuerzo de cedencia para el caso de esfuerzo de corte. .Por tanto, lo que procede es calcular R como función de la densidad superficial de dislocaciones, ρ , en el plano de deslizamiento. Sabemos que ρ depende de la historia termomecánica del material previo a la prueba de tracción. Si ρ se define como el número N de dislocaciones que cortan un área A en el plano de deslizamiento, tenemos,

$$\rho = \frac{N}{A} \quad . \quad (3.27)$$

Si deseamos averiguar el área media ocupada por cada dislocación, sólo tenemos que escribir $A/N = 1/\rho$. Y si lo que nos interesa es la distancia media entre dislocaciones, lo que necesitamos es calcular,

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad . \quad (3.28)$$

Nótese que el cálculo correcto depende del arreglo geométrico de las dislocaciones, pero ésta es una buena estimación. Como $2R = \delta$ tenemos que con el uso de la Ec. 3.26 y la Ec. 3.18 tenemos,

$$\tau_{theo} = Gb\sqrt{\rho} \quad . \quad (3.29)$$

Esta ecuación fue obtenida por Taylor en 1934 [4] y permite explicar cuantitativamente los esfuerzos de cedencia experimentales en los materiales de estructura cristalina. Dicha expresión toma en cuenta además cuantitativamente que un mismo material se endurece con la deformación en frío tal y como observó Polanyi en 1925 [2].

Este material se publicó en la Revista Mexicana de Física, P Ugalde, A. Canales, A. Mendoza-Allende, J.A. Montemayor-Aldrete 45(5), (1999)P. 501-509

3.3. Conclusiones

Hasta donde sabemos, por primera vez se desarrollan matemáticamente diversas analogías destinadas a facilitar el aprendizaje de los aspectos esenciales del deslizamiento de dislocaciones y los resultados obtenidos se contrastaron con los desarrollos obtenidos de teoría de dislocaciones.

1) En particular es interesante ver que el desarrollo de la analogía de la oruga y la comparación con el tratamiento para la oruga hipotética que mueve todas las patas a la vez, aporte un acuerdo formal con las ecuaciones correspondientes al análisis de teoría de dislocaciones, en lo que se refiere a la relación entre el esfuerzo de corte externo y la fuerza por unidad de longitud de la dislocación. El análisis, con el símil de las orugas es tan sencillo e intuitivo que es prácticamente imposible que se olvide o confunda el estudiante acerca de los argumentos correspondientes de teoría de dislocaciones.

2) Se desarrolló una analogía para el movimiento de la dislocación de tornillo, la cual cuantitativamente aporta las ecuaciones correspondientes al caso de teoría de dislocaciones, lo cual era de esperarse dados los resultados mencionados en el inciso anterior.

3) Se presentó un análisis acerca de la tensión lineal de dislocaciones curvas y los esfuerzos de corte externos. Dicho análisis va precedido de una analogía del globo elástico en expansión bajo la acción de una presión interna. Esta analogía abre el camino para desarrollar un análisis de la energía elástica utilizada en barrer un área por una espira circular que desliza y muestra (en primera aproximación a velocidades bajas), su conversión en un incremento de longitud de dislocación de dicha espira.

Bibliografía

- [1] J. Frenkel, Z Phys. 37 (1926) 572
- [2] M. Polanyi, Zeitschrift fur Crystallographie 61 (1925) 49.
- [3] M. Polanyi, Z. Phys. 89 (1934) 660.
- [4] G.I. Taylor, Proc. Roy. Soc. A145 (1934) 362
- [5] E. Orowan, Z. Phys. 89 (1934) 605.
- [6] J.M. Burguers, Proc. Kon. Akad. Welenschap 42 (1939) p. 239 and p. 378.
- [7] C.R. Barret, W.D. Nix and A.S. Tetelman, The principles of Engineering Materials, (Prentice-Hall, Inc. New York, 1973).
- [8] M.F. Ashby, D.R. Jones, Engineering Materials, Vols. 1 and 2, (Pergamon Press, London, 1980).
- [9] R. Reed-Hill and R. Abbaschian, Physical Metallurgy Principles, 3rd edition, (PWS Publishing Company, New York, 1994).
- [10] G.E. Dieter, Mechanical Metallurgy, 3rd edition (McGraw-Hill, New York, 1985).
- [11] W.D. Callister Jr., Materials Science and Engineering an Introduction, 3rd edition, (John Wiley & Sons. Inc., New York, 1994).
- [12] J.D. Verhoeven, Fundamentos de Metalurgia Física, 1ªEdición (Limusa, México, 1987).
- [13] S.H. Avner, Introducción a la Metalurgia Física, 2ªEdición (McGraw-Hill, México, 1993).

- [14] J.F. Schackelford, *Ciencia de Materiales para Ingenieros*, Tercera Edición, (Prentice Hall-Hispano-Americana, S.A., México, 1995).
- [15] W.S. Smith, *Fundamentos de la Ciencia e Ingeniería de Materiales*, 2ª Edición, (McGraw-Hill, España, 1993).
- [16] V. Vlack, *Materiales para Ingeniería*, 7ª edición (CECSA, México, 1991).
- [17] Flinn Trojan, *Materiales para Ingeniería y sus Aplicaciones*, 3ª edición (McGraw-Hill, Colombia, 1989).
- [18] D.R. Askeland, *La Ciencia e Ingeniería de los Materiales* (Grupo Editorial Iberoamérica, México 1987).
- [19] Z.D. Jastrzebski, *Naturaleza y Propiedades de los Materiales para Ingeniería*, 2ª edición, (Interamericana, México, 1979).
- [20] Y.E. Gueguzin, *El cristal vivo*, (Mir., Moscú, 1983).
- [21] G. Gramow, *Biografía de la Física* (Alianza Editorial, Madrid, 1980) p. 16.
- [22] I. Prigogine, *Thermodynamics of Irreversible Process*, edited by Charles C. Thomas, (John Wiley & Sons, New York, 1967).
- [23] P. Glansdorf and I. Prigogine, *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations*, (Wiley-Interscience, New York, 1971).
- [24] J. Weertman and J.R. Weertman, *Elementary Dislocation Theory*, (McMillan Series in Material Science, New York, 1964).
- [25] J.P. Hirth and J. Lothe, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill Series in Material Science and Engineering (1968).

Capítulo 4

DEFECTOS Y DEFORMACIÓN SUPERPLASTICA.

4.1. Introducción

El proceso de deslizamiento de fronteras de grano en condiciones óptimas de superplasticidad involucra el movimiento de granos individuales los cuales deslizan unos sobre otros con un movimiento que ocurre en las zonas adyacentes a sus fronteras comunes [1 – 5], donde el mecanismo de Rachinger de deslizamiento [6] el cual se refiere al desplazamiento relativo de granos individuales en deformación de alta temperatura ocurre de tal manera que estadísticamente mantienen su forma y tamaños originales, mientras se presenta un incremento en el número de granos que existen en la superficie libre de la muestra a lo largo del eje de tensión [4 – 7].

De acuerdo con Ayensu y Langdon [4], está bien establecido que la ocurrencia de deslizamiento de grano a través del mecanismo de Rachinger durante la deformación superplástica puede dar lugar a la nucleación, crecimiento y el subsecuente entrelazamiento de cavidades en las fronteras de grano, las cuales pueden dar lugar a una falla prematura del material. Adicionalmente, gentes como Van Riet y De Meester [8], consideran que se puede imaginar a las cavidades como un mecanismo adicional, al de deslizamiento de fronteras de grano, de acomodamiento del material durante la deformación el cual interviene cuando los otros mecanismos fallan en relajar los esfuerzos locales.

A partir de un trabajo de revisión reciente sobre el tema de cavitación durante la deformación superplástica debido a Jiang, Earthman y Mohamed [9] sabemos que la absoluta mayoría de los materiales superplásticos desarrollan cavidades durante la deformación superplástica, no importando que estos sean los tradicionales materiales cuasi-monofásicos, materiales de fases duplex, cerámicos, materiales compuestos o intermetálicos. Sabemos también que una cavitación excesiva puede imponer limitaciones significativas en el uso comercial de componentes formados a través de procesos superplásticos. Existe una gran cantidad de investigación en este tema, la cual ha contribuido a incrementar el entendimiento de éste fenómeno.

En general, el crecimiento de cavidades durante la deformación superplástica puede ocurrir a través de mecanismos difusivos o a través de mecanismos de deformación plástica [10]. Del trabajo de revisión de Perevezentsev, Rybin y Chuvil'Deev sobre cavitación en superplasticidad [11] sabemos lo siguiente: Se considera que los mecanismo de crecimiento de cavidades en superplasticidad, son similares a los de crecimiento de cavidades en condiciones de termofluencia de alta temperatura [12, 13]. Se considera que la descripción correcta del crecimiento, de cavidades, por difusión en materiales deformados plásticamente es un problema extremadamente complicado de resolver [14]. Por ello, no es de sorprender que los modelos más comunmente utilizados para evaluar la rapidez de crecimiento de cavidades se basen en uno sólo de todos los posibles mecanismos. En el caso límite de crecimiento, de cavidades, puramente de origen difusivo, la expresión para la rapidez de cambio en el volúmen de cavidades \dot{V}_d , se expresa como sigue:

$$\dot{V}_d = 2\pi\sigma\Omega D_b\delta/kT \quad (4.1)$$

Donde σ es el esfuerzo aplicado, Ω es el volúmen atómico, D_b es el coeficiente de difusión en la región de la frontera de grano, k es la constante de Boltzmann, y T es la temperatura absoluta, δ es la anchura efectiva de la frontera de grano.

En el caso de crecimiento de la cavidad a través de mecanismo de deformación plástica, la rapidez de incremento de volúmen de la cavidad \dot{V}_p , se puede escribir de la siguiente manera,

$$\dot{V}_p = \alpha_p \dot{\epsilon} V_p \quad (4.2)$$

Donde α_p es una constante la cual depende de diversos parámetros como la forma geométrica de las cavidades, y se le llama parámetro de rapidez de crecimiento de la cavidad, $\dot{\epsilon}$ es la rapidez real de deformación y V_p es el volúmen de la cavidad.

Existe fuerte evidencia de que el crecimiento de las cavidades durante el flujo superplástico se debe mayormente al flujo plástico [15 – 17]. Diversos investigadores han determinado valores teóricos para α_p [13, 14, 18]. Si suponemos, que no existe interacción entre las cavidades de un material deformado y consideramos que α_p es una constante para un material dado, y para las condiciones de una prueba de deformación es posible mostrar que la Ecuación 4.2 se puede escribir como,

$$\phi = \phi_0 \exp(\alpha\epsilon) . \quad (4.3)$$

Donde ϕ es la fracción de volúmen cavitado a cualquier deformación ϵ , ϕ_0 es el valor de ϕ a $\epsilon_0 \simeq 0$. De acuerdo con Zaki [16] ϕ_0 tiene un valor entre 10^4 y $2 \cdot 10^{-2}$; la Ecuación 4.3 ha mostrado que describe muy bien resultados experimentales obtenidos para diversas aleaciones superplásticas.

Los objetivos de este trabajo son los siguientes: 1).- Mediante el uso de la Ecuación 4.2 analizar la posibilidad de medir el tamaño de las entidades físicas responsables de la deformación superplástica mediante el uso de información obtenida de histogramas de cavidades. 2).- Desarrollar un modelo microscópico para describir la rapidez de deformación durante la deformación superplástica mediante la cinética de cavidades. 3).- Analizar algunas propiedades de la distribución de tamaños de cavidades durante la deformación superplástica.

4.2. Método para Medir el Tamaño de las Entidades Físicas responsables de la Deformación Superplástica.

Usualmente todos los experimentos en materiales estructuralmente superplásticos parte de materiales libres de cavidades. De acuerdo con la sección anterior, es claro que todas las cavidades producidas durante la deformación superplástica se deben al deslizamiento de granos o bloques de granos a

través del mecanismo de deslizamiento de Rachinger; sin contribución apreciable debido a mecanismos difusivos con la excepción de cavidades muy pequeñas y muy bajas rapidezces de deformación [13, 18, 19]. En este marco teórico, en principio, un material superplástico el cual se deforma superplásticamente una cantidad menor 1 ($\Delta \in \leq 1$), debe cumplir la siguiente condición de compatibilidad mecánica: Para ser producida cada cavidad de radio, r_c , requiere el proceso de deslizamiento de un bloque de granos de radio r_{bg} , con $r_{bg} \geq r_c$. Donde éste bloque de granos ha viajado como una unidad una distancia $\Delta x = 2r_c$ en un intervalo Δt . Δx viene dado por la siguiente expresión,

$$\Delta x = 2r_{bg}\Delta \in , \quad (4.4)$$

con $\Delta \in$ igual a,

$$\Delta \in = \dot{\in} \Delta t . \quad (4.5)$$

Así, después de una cierta deformación plástica ($\Delta \in < 1$), para cada tamaño de bloque de granos tendremos el correspondiente tamaño de cavidad producido a través de deslizamiento de granos:

$$d_c = d_{bg}\Delta \in , \quad (4.6)$$

donde $d_c = 2r_c$ y $d_{bg} = 2r_{bg}$. Como en nuestro caso nos interesa medir el tamaño del bloque de granos responsables de la deformación superplástica entonces de la Ec.4.6 es inmediato que d_{bg} viene dado por

$$d_{bg} = \frac{d_c}{\Delta \in} , \quad (4.7)$$

la cual es válida para ($\Delta \in \leq 1$).

En una prueba de deformación superplástica tenemos una distribución de tamaños de cavidades, así para obtener un promedio en el tamaño de bloque de granos responsables de la deformación plástica es necesario definir $\overline{d_{bg}}$, como,

$$\overline{d_{bg}} \equiv \frac{1}{\Delta \in} \left[\frac{2 * \sum_{r_c} N(r_c) r_c}{\sum_{r_c} N(r_c)} \right] , \quad (4.8)$$

donde ($\Delta \in \leq 1$) y $N(r_c)$ es la función de distribución de tamaños de cavidades (de radios r_c).

4.2.1. Aplicación

Este esquema teórico puede aplicarse al análisis de datos experimentales. Si tomamos los histogramas del número de cavidades en escala logarítmica como función del área de las cavidades de las referencias [20, 21] es posible construir gráficas de la frecuencia relativa de cavidades, $f(r_c) \equiv N(r_c)$, como una función de la razón que existe entre el tamaño de cavidad, d_c , y el tamaño de grano, d_g . Véase las Figuras 4.1-4.3, los datos de las Figuras 4.1 y 4.3 corresponden a metales y los datos de la Figura 4.2 a cerámicos respectivamente; todos deformados bajo condiciones de flujo superplástico. Los datos que se muestran en las Figuras 4.1 y 4.2 fueron obtenidos, cada juego de ellos, para temperaturas constantes y diferentes rapidezces de deformación; teniendo en común la máxima deformación $\epsilon = 1,0$ a la que fueron deformados y a la cual corresponden los datos de dichas Figuras. Los datos que aparecen en la Figura 4.3 fueron obtenidos cada uno a la misma rapidez de deformación y a la misma deformación $\epsilon = 0,7$, pero corresponden a diferentes temperaturas de prueba de deformación.

Del estudio de las tres gráficas, se pueden obtener las siguientes conclusiones: De la Figura 4.1, es inmediato que para la aleación Cu-2.8%Al-1.8%Si-0.4%Co la función de distribución de tamaños de cavidades $f(r_c)$ no depende de la rapidez de deformación. Y de la Figura 4.3, para la aleación eutéctica Al-Cu los valores de $N(r_c) \equiv f(r_c)$ no dependen de la temperatura entre los 400 y los 520 grados centígrados. Para el material cerámico $ZrO_2 - 3\%Y_2O_3$, véase la Figura 4.2, los valores de $N(r_c)$ no muestran una dependencia con la rapidez de deformación. En otras palabras, dentro de los intervalos experimentales, cada uno de estos materiales superplásticos obedecen una sola función de distribución de radios de cavidades $N(r_c)$.

Mediante la utilización de la Ec.4.8 y los datos experimentales mostrados en las Figuras 4.1 a 4.3 es posible determinar el tamaño medio de bloques de granos los cuales son responsables del deslizamiento macroscópico durante la deformación. Para el caso de la aleación Cu-2.8%Al-1.8%Si-0.4%Co, Figura 4.1, tenemos que $\bar{d}_{bg} = (1,47 \pm 0,2) d_g$.

Para el caso de la aleación eutéctica Al-Cu, Figura 4.3, tenemos $d_{bg} = (1,20 \pm 0,04) d_g$

Y, para el caso de la aleación cerámica $ZrO_2 - 3\%Y_2O_3$, Figura 4.2, obtenemos $\bar{d}_{bg} = (10,90 \pm 0,16) d_g$.

Así, para los casos de metales aquí analizados la deformación super-

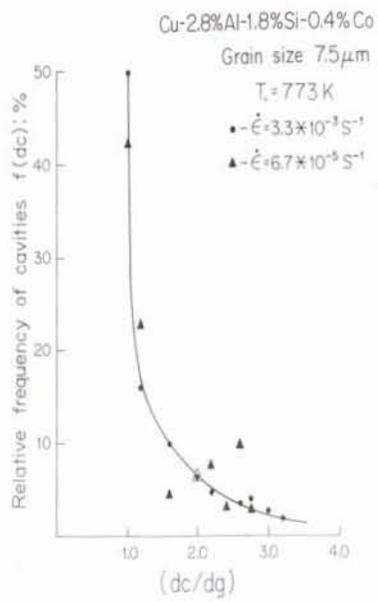


Figura 4.1: Aleación Cu-2.8%Al-1.8%Si-0.4%Co deformada bajo condición de flujo superplástico.

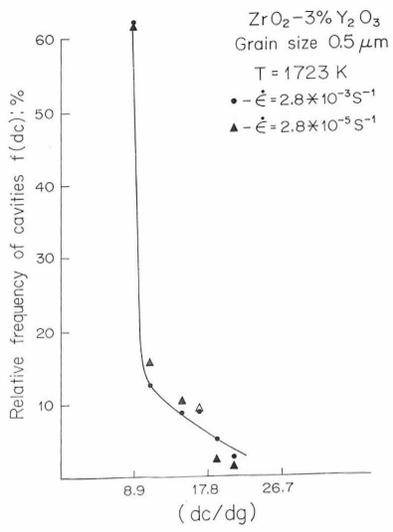


Figura 4.2: Material cerámico $\text{ZrO}_2\text{-3\%Y}_2\text{O}_3$ razón que existe entre el tamaño de cavidad y tamaño de grano.

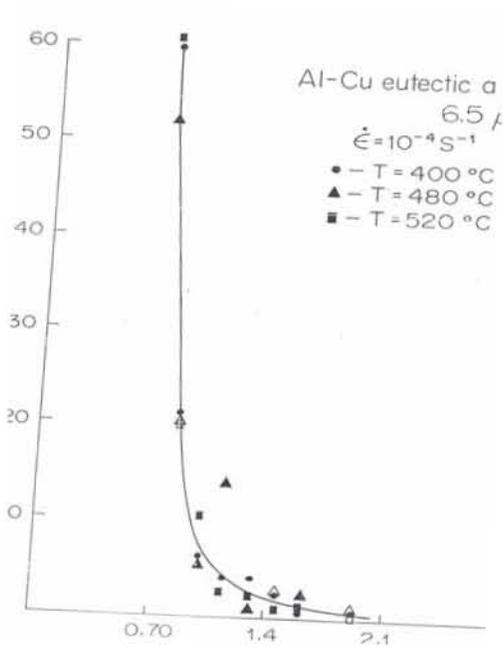


Figura 4.3: Aleación Al-Cu-eutéctica deformada bajo condición de flujo superplástico.

plástica ocurre básicamente por el deslizamiento de granos individuales como se esperaría para el comportamiento superplástico óptimo. Por otro lado, para el caso de la cerámica $ZrO_2 - 3\%Y_2O_3$, aquí analizada, la deformación macroscópica ocurre por el deslizamiento de bloques de granos ($\bar{d}_{bg} = 5,45\mu m$). Donde cada bloque está formado por granos aglomerados los cuales se comportan como entidades rígidas para propósitos de deslizamiento.

Conclusiones.

La técnica aquí desarrollada es útil para investigar los procesos de aglomeración de granos durante la deformación superplástica, en particular para el caso de materiales cerámicos. También, es posible considerar que esta técnica puede ser utilizada para la evaluación del tamaño efectivo de bloque de granos que deslizan durante la deformación superplástica de materiales nanocristalinos, esto debido a que [23 – 26] el comportamiento de materiales nanocristalinos, es muy sensible al modo de preparación debido a su naturaleza de materiales fuera de equilibrio termodinámico, debido a la gran cantidad de energía interfacial. En ambos casos, nuestra técnica (cuando sea posible de aplicar) aporta una nueva manera de estudiar los procesos de aglomeración de granos los cuales desaceleran el flujo superplástico.

4.3. Modelo Microscópico para la Rapidez de Deformación en Superplasticidad

El hecho de que en los casos experimentales descritos en la sección anterior, pueda determinarse el tamaño del bloque de granos responsables de la deformación superplástica a través de la distribución de tamaños de cavidades producidas durante la deformación sugiere que es posible que también en otros casos la cinética de la deformación esté controlada por la cinética de cavidades. Esta posibilidad será analizada en profundidad en esta sección.

Algo que llama la atención es que la deformación plástica de alta temperatura y no muy alta temperatura en materiales cristalinos sea posible de explicar en términos de dislocaciones, las cuales son defectos de la red

crystalina; también llama la atención que la deformación plástica a muy alta temperatura y, a bajos esfuerzos en materiales cristalinos sea posible de explicar en términos de vacancias, los cuales son defectos de la red cristalina.

En el caso de termofluencia por dislocaciones, sabemos que la rapidez de deformación plástica en términos microscópico se expresa a través de la ecuación de Orowan [27],

$$\dot{\epsilon}_d = \phi_M b \rho_m \bar{V}_g . \quad (4.9)$$

Donde ϕ_M es el factor de Taylor, b es el módulo del vector de Burgers, ρ_m es la densidad de dislocaciones móviles (número de los mismos por unidad de área) y \bar{V}_g es la velocidad promedio de deslizamiento de las dislocaciones móviles.

En el caso de termofluencia difusiva [28 – 32] como mostraremos a continuación que podemos, en principio, expresar la rapidez de deformación por difusión de vacancias $\dot{\epsilon}_v$ mediante una ecuación similar a la ecuación 4.9.

Sabemos que para el caso en que el material bajo deformación se encuentre sometido a esfuerzos externos bajos y temperaturas locales altas tendremos que las dislocaciones presentes en el material estarán inmóviles y el flujo plástico del material ocurrirá únicamente debido al flujo de vacancias. En este caso las fronteras de los granos del material que se deforma estarán sujetas localmente a esfuerzos de compresión o de tensión dependiendo de que su orientación sea respectivamente paralela o perpendicular al eje de tracción. La concentración de vacancias en equilibrio en las fronteras de grano será mayor en las fronteras perpendiculares al eje de tracción y menor en las fronteras paralelas a dicho eje. Esto da lugar a un flujo de vacancias que alarga los granos en la dirección del eje de tracción y los acorta en direcciones perpendiculares [31, 32].

Entonces la rapidez de deformación $\dot{\epsilon}_v$ viene dada en general según,

$$\dot{\epsilon}_{vac} = \frac{d(V_{olg})}{V_{olg}} . \quad (4.9.a)$$

Donde $\frac{d(V_{olg})}{dt}$ es la rapidez de incremento de volumen de la zona de grano que se está alargando con la deformación por la llegada de átomos (debido al flujo difusivo de vacancias J_{vac}). Con V_{olg} como el volumen del grano medio, $V_{olg} \cong \frac{1}{8}d_g^3$ (considerados los granos como cubos).

Sabemos que en general un flujo por unidad de área, $\frac{J}{A_u}$, puede escribirse

como el producto de una densidad volumétrica de materia ρ^∇ y de la velocidad media de la misma \bar{v} . En nuestro caso tenemos,

$$\frac{J_{vac}}{A_u} = \rho_{vac}^\nabla \bar{v}_{vac}. \quad (4.9.b)$$

Donde ρ_{vac}^∇ es la densidad volumétrica de vacancias en las zonas de alargamiento de los granos debido a la difusión y \bar{v}_{vac} es

la velocidad media de las vacancias en dirección del alargamiento. En este caso el incremento en volúmen de la zona del grano que se alarga. durante la deformación $\frac{dV_{o1g}}{dt}$ es

$$\frac{dV_{o1g}}{dt} = J_{vac} \Omega_A * \left(\frac{d_g^2}{A_u} \right) \quad (4.9.c)$$

donde Ω_A es el volúmen atómico, el cual es aproximadamente el de una vacancia, $\Omega_A \cong b^3$. Y A_u es el área unidad.

Mediante la utilización de la Ecuación 4.9.c la Ecuación 4.9.a aparece como sigue,

$$\dot{\epsilon}_{vac} = 8 \left(\frac{J_{vac}}{A} \right) \frac{\Omega_A}{d_g}, \quad (4.9.d)$$

$$= \frac{8 \rho_{vac}^\nabla \bar{v}_{vac}}{d_g} \Omega_A, \quad (4.9.e)$$

Esta expresión puede escribirse en función de la densidad de vacancias por unidad de área, ρ_{vac} , si tenemos en cuenta que,

$$\frac{1}{L_\mu} \rho_{vac} = \rho_{vac}^\nabla. \quad (4.9.f)$$

Donde L_μ es la unidad de longitud. Y también consideramos que el tamaño de grano d_g cabe β veces en el largo unitario L_μ , y que b cabe γ veces en el diámetro de grano d_g . Entonces,

$$\dot{\epsilon}_{vac} = \psi_v b \rho_{vac} \bar{v}_{vac}, \quad (4.9.g)$$

donde hemos definido ψ_v como,

$$\psi_v \equiv \left(\frac{8}{\beta \gamma^2} \right). \quad (4.9.h)$$

Si comparamos las Ecuaciones 4.9 y 4.9g vemos que existe una gran semejanza formal entre las mismas. Dado que en secciones anteriores hemos visto que la deformación superplástica ocurre por deslizamiento relativo entre granos y que durante la deformación se presenta la existencia de cavidades, las cuales en general son de un tamaño cercano al de los granos, se podría considerar que las cavidades pudieran actuar como mecanismos de deformación plástica. En este caso, podríamos imaginar un arreglo periódico de granos, de tamaño homogéneo; en cuyo caso los granos jugarían el papel equivalente al de los átomos en una red cristalina y las cavidades el de las vacancias, con la diferencia de que las cavidades no estarían en equilibrio termodinámico. En este supuesto, la rapidez de deformación $\dot{\epsilon}_{sp}$ viene dada por,

$$\dot{\epsilon}_{sp} = \sum_{r_i} r_i \left(\frac{N_c(r_i)}{A} \right) V_{cav}(r_i) \quad (4.10)$$

donde r_i denota el radio de cavidades de tamaño r_i , $N_c(r_i)$ es el número de cavidades de radio r_i , A es el área donde estas se cuentan; entonces podemos definir una densidad superficial de cavidades de radio r , por unidad de área $\rho_{cav}(r_i)$,

$$\rho_{cav}(r_i) \equiv \frac{N_{cav}(r_i)}{A}, \quad (4.11)$$

y $V_{cav}(r_i)$ es la velocidad de las cavidades de radio r_i . Entonces, la Ecuación 4.10 se puede presentar de la siguiente manera,

$$\dot{\epsilon}_{sp} = \bar{r}_{cav} \rho_{TC} \bar{V}_{cav}, \quad (4.12)$$

con las siguientes definiciones:

$$\bar{r}_{cav} \equiv \frac{\sum r_i N_c(r_i)}{\sum N_c(r_i)} \quad (4.13)$$

$$\rho_{TC} \equiv \sum \rho_c(r_i) = \frac{\sum N_c(r_i)}{A} \quad (4.14)$$

y,

$$\bar{V}_{cav} \equiv \frac{\sum r_i N_c(r_i) V_c(r_i)}{\sum r_i N_c(r_i)}. \quad (4.15)$$

Desde un punto de vista metodológico existe por lo menos una forma de poner a prueba la Ecuación 4.13 y es la siguiente : todas las cantidades que intervienen en dicha ecuación son medibles o determinables, en principio, a partir de datos experimentales. É se obtiene a partir de mediciones estandar, y con las Ecuaciones 4.13 y 4.14 se puede determinar \bar{r}_{cav} y ρ_{TC} a partir de datos experimentales de tipo estático. En cuanto se refiere a la medición o determinación de \bar{V}_{cav} , por un lado para medir \bar{v}_{cav} se requiere realizar medidas de las posiciones de las cavidades a dos tiempos distintos, y por otro se puede determinar su valor a través del uso de la Ecuación 4.15. La comparación entre los valores para \bar{V}_{cav} obtenidos por ambos métodos daría elementos para evaluar la validez experimental de la Ecuación 4.10.

Nota: algo relativo a la Ec. 4.10 que vale la pena destacar es la naturaleza conceptual que tienen las cavidades, el hecho de ser pseudo-partículas (al igual que las vacancias y las dislocaciones) o defectos de un sólido, y existir por tanto sólo como desarreglos específicos de los mismo. Es claro que durante la deformación superplástica lo que se mueve son los granos o alguno de ellos que están inmediatos junto a una cavidad al igual que durante fenómenos de difusión de materia, los que se mueven son los átomos.

4.4. Algunas Implicaciones para Estados Estacionarios en Superplasticidad

Al igual que para termofluencia, para superplasticidad existen dos tipos básicos de pruebas de deformación, a esfuerzo constante y a rapidez de deformación constante.

En las pruebas a rapidez de deformación constante, el estímulo es la rapidez de deformación impuesta a la muestra y la respuesta de la misma es el esfuerzo de flujo a través del tiempo o de la deformación. En estas pruebas el esfuerzo de flujo eventualmente adquiere un valor constante o estacionario veáse Figura 4.4 esquemática.

Estos datos corresponden a altas velocidades de deformación, y la información asociada es de gran interés para averiguar las condiciones de producción de componentes superplásticos.

Por otro lado, en el intervalo de bajas velocidades de deformación tenemos las pruebas efectuadas bajo el estímulo de esfuerzo aplicado constante, en ellos se tiene por respuesta de la muestra la rapidez de deformación a través

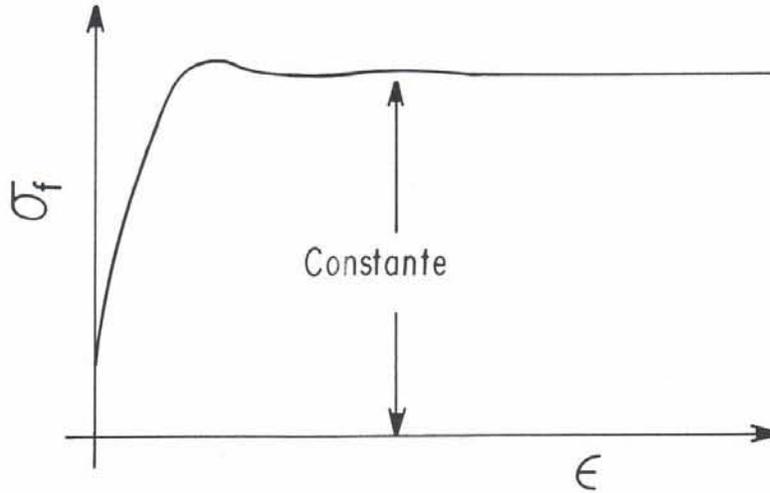


Figura 4.4: Relación entre σ_f y (ϵ, t) a rapidez de deformación constante

del tiempo o como función de la deformación. En estas pruebas, la rapidez de deformación eventualmente alcanza un valor constante o estacionario. Véase Figura 4.5a, 4.5b esquemática.

La información proveniente de este tipo de pruebas es importante para averiguar el comportamiento del material en condiciones cercanas a su aplicación como componente construido a través de un proceso superplástico.

4.4.1. Análisis Macroscópico de Superplasticidad

De la teoría macroscópica, de carácter fenomenológico, para la deformación plástica conocemos la teoría de la ecuación de Bailey-Orowan [35, 36]. Si la estudiamos con algún cuidado, vemos que en ningún sitio se hace mención a los mecanismos microscópicos específicos que son responsables de la deformación. Toda la teoría se basa en propiedades del esfuerzo de flujo del material como función de la deformación y del tiempo que ha transcurrido durante la prueba de tracción. Por tanto, es inmediato que debe poder aplicarse a la deformación superplástica, aunque hasta donde sabemos nadie lo ha hecho antes. Veamos al detalle, $\sigma_f = \sigma_f(\epsilon, t)$ entonces,

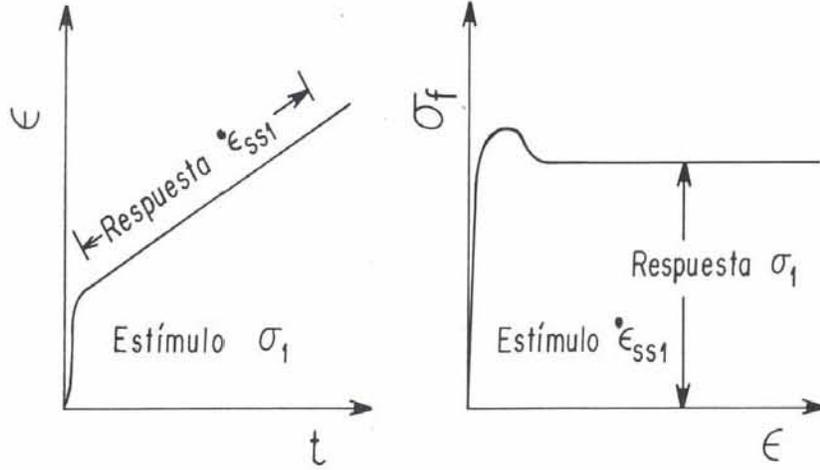


Figura 4.5: (a) Figura Esquemática de la Relación ϵ, t (b) Figura Esquemática de la Relación de $\dot{\epsilon} (\epsilon, t)$

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial \epsilon} \right)_t \dot{\epsilon} + \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial t} \right)_\epsilon \quad (4.16)$$

Si definimos un coeficiente de endurecimiento por deformación, h , como,

$$h \equiv \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial \epsilon} \right)_t, \quad (4.17)$$

y un coeficiente de recuperación r , según,

$$r \equiv - \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial t} \right)_\epsilon. \quad (4.18)$$

Entonces la ec 4.16 se puede expresar así,

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = h\dot{\epsilon} - r. \quad (4.19)$$

Para el caso en que el esfuerzo de flujo no cambie $\frac{d\sigma_f}{dt} = 0$, tenemos la ecuación de Bailey-Orowan,

$$\dot{\epsilon}_{ss} = \frac{r}{h}. \quad (4.20)$$

Para estado estacionario la Ec. 4.20 nos dice que el esfuerzo de flujo no cambia debido a un equilibrio dinámico existente entre los procesos de endurecimiento por deformación y los procesos de recuperación.

La Ecuación 4.19 puede reescribirse mediante conceptos relativos a estructuras disipativas de termodinámica de procesos irreversibles, como sigue:

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = h\dot{\epsilon} - r = \dot{\sigma}_f^+ - \dot{\sigma}_f^- \quad (4.21)$$

donde $\dot{\sigma}_f^+$ es la rapidez de aumento de esfuerzo de flujo debido al endurecimiento por deformación el cual es causado por un aumento en la densidad de defectos, los cuales son agentes necesarios para producir la deformación plástica y $\dot{\sigma}_f^-$ es la rapidez de disminución del esfuerzo de flujo debido a los eventos de recuperación por aniquilación de los defectos que endurecen el material.

Por identificación física tenemos,

$$\dot{\sigma}_f^+ = h\dot{\epsilon} \quad (4.22)$$

$$\dot{\sigma}_f^- = r \quad (4.23)$$

De la Ecuación 4.22 es claro que el endurecimiento del material con la deformación es proporcional a la densidad volumétrica de potencia externa suministrada a la muestra ($\sigma\dot{\epsilon}$). Si recordamos la Ecuación 4.2 vemos que la rapidez de incremento de volumen de las cavidades durante la deformación superplástica también es proporcional a la potencia externa suministrada ($\sigma\dot{\epsilon}$). Así, considerando además todo el material tratado en este capítulo podemos suponer que los defectos que endurecen el material superplástico bajo deformación son las cavidades producidas durante la deformación, las cuales a su vez son defectos que pueden producir la deformación plástica, la cual relaja los esfuerzos internos locales a través del llenado de cavidades por granos deslizantes.

En este marco teórico, para estado estacionario, la Ec. 4.21 afirma de manera global que para mantener estadísticamente constante la estructura disipativa de defectos, reflejada por dicha ecuación es necesario el suministro

de una potencia exterior que endurezca el material por producción de defectos móviles al mismo ritmo en que el material se recupera por aniquilación de defectos; disipando la misma potencia requerida para crear los defectos destruidos.

A la luz de los resultados obtenidos en secciones anteriores se vislumbra la necesidad de analizar el esfuerzo de flujo σ_f en función de aspectos microscópicos que arrojan alguna luz acerca de la forma en que depende de estructuras disipativas, como las cavidades, producidas durante la deformación. Este asunto será abordado en la siguiente sección.

4.4.2. Análisis Microscópico de la Superplasticidad por Movimiento de Cavidades

Antes de entrar en materia permítasenos realizar un análisis macroscópico relativo a la rapidez de deformación, $\dot{\epsilon}$, en Termofluencia el cual aportará algunos resultados de interés para el análisis de cavitación superplástica.

De los resultados experimentales que existen para pruebas de esfuerzo constante, sabemos,

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(\epsilon, t). \quad (4.24)$$

Donde ϵ , es la deformación real medida a partir de una muestra sin deformación previa y t es el tiempo medido a partir de la aplicación del esfuerzo uniaxial constante, $t - t_0$, el cual por brevedad llamaremos t .

Entonces,

$$\frac{d\dot{\epsilon}}{dt} = \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon} \right)_t \dot{\epsilon} + \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial t} \right)_\epsilon, \quad (4.25)$$

la cual mediante el uso de la siguiente identidad matemática,

$$\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial t} \right)_\epsilon = - \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon} \right)_t \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_\dot{\epsilon}, \quad (4.26)$$

puede escribirse,

$$\frac{d\dot{\epsilon}}{dt} = - \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon} \right)_t \left[\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_{\dot{\epsilon}} - \frac{d\epsilon}{dt} \right]. \quad (4.27)$$

Sabemos que en estado estacionario, la rapidez de deformación es constante, lo cual significa,

$$\left(\frac{d\dot{\epsilon}}{dt} \right)_{ss} = 0 \quad (4.28)$$

Y, dado que en general $\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon} \right) \neq 0$, entonces en estado estacionario,

$$\left[\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_{\dot{\epsilon}} - \frac{d\epsilon}{dt} \right]_{ss} = 0. \quad (4.29)$$

Hasta aquí, lo conocido en esta dirección [35].

Veamos que ocurre si continuamos el análisis por una vía análoga a la que condujo a la ecuación de Bailey-Orowan, véase Ecs.4.16 a 4.20.

Siguiendo este camino, es inmediato que el primer término del lado derecho de la igualdad en la Ec. 4.27 corresponde a procesos de producción de estructura disipativa y que el segundo corresponde a procesos de destrucción de estructura. Entonces podemos definir un coeficiente de aumento en la rapidez de deformación debido a un incremento en la deformación, $I_{\dot{\epsilon}\epsilon}$, y un coeficiente de rapidez de cambio en la rapidez de deformación, $\delta_{\dot{\epsilon}t}$, según las siguientes expresiones

$$I_{\dot{\epsilon}\epsilon} \equiv \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon} \right)_t, \quad (4.30)$$

$$\delta_{\dot{\epsilon}t} \equiv - \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial t} \right)_{\epsilon}. \quad (4.31)$$

Con ellas, la Ec. 4.27 se escribe,

$$\frac{d\dot{\epsilon}}{dt} = I_{\dot{\epsilon}\epsilon} \dot{\epsilon} - \delta_{\dot{\epsilon}t}. \quad (4.32)$$

Con esta ecuación, podemos describir a grandes rasgos la evolución del sistema como sigue. Al inicio de la deformación se esperaría que predominasen los procesos de construcción de estructura disipativa o de endurecimiento sobre los de destrucción de la misma. Entonces en la Ec. 4.32 el término $I_{\dot{\epsilon}\epsilon}\dot{\epsilon} \gg \delta_{\dot{\epsilon}t}$, en este caso,

$$\frac{d\dot{\epsilon}}{dt} = I_{\dot{\epsilon}\epsilon}\dot{\epsilon}. \quad (4.33)$$

Si consideramos que durante un cierto tiempo $I_{\dot{\epsilon}\epsilon}$ constante,

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_o \exp(+I_{\dot{\epsilon}\epsilon}t), \quad (4.34)$$

como se observa en muestras que recién se deforman [35 – 37]. Es importante destacar que cuanto más grande es $I_{\dot{\epsilon}\epsilon}$ para un material es menos apreciable la naturaleza exponencial $\dot{\epsilon}$ respecto al tiempo en los primeros instantes de la deformación debido a limitaciones experimentales de inicio de las pruebas, así como debido a limitaciones en la sensibilidad de los Transductores.

En estado estacionario, tendríamos ($\dot{\epsilon} \equiv \dot{\epsilon}_{ss} = \text{constante}$)

$$I_{\dot{\epsilon}\epsilon}\dot{\epsilon}_{ss} - \delta_{\dot{\epsilon}t} = 0$$

y, consecuentemente,

$$\dot{\epsilon}_{ss} = \frac{\delta_{\dot{\epsilon}t}}{I_{\dot{\epsilon}\epsilon}}. \quad (4.35)$$

Esta ecuación permite determinar $\dot{\epsilon}_{ss}$ a partir de mediciones de $I_{\dot{\epsilon}\epsilon}$ y $\delta_{\dot{\epsilon}t}$, al igual que lo permite la ecuación de Bailey-Orowan, Ec.4.20, con el uso de h y r .

Aquí aparece un problema teórico interesante: La Ecuación 4.20 junto con la Ec. 4.35 significaría la posibilidad de que los estados estacionarios fueran unívocos para un mismo material que se deforma plásticamente; sin importar como se hubiesen alcanzado (en pruebas de esfuerzo constante o en pruebas de rapidez constante de deformación).

En efecto si la rapidez de deformación en estado estacionario, $\dot{\epsilon}_{ss}$, fuera la misma tanto en una prueba específica de esfuerzo constante como en alguna prueba de rapidez constante de deformación efectuadas ambas a la misma temperatura y sobre muestras del mismo material, tendríamos que si simultáneamente se debían cumplir las Ecs. 4.20 y 4.35, esto es:

$$\dot{\epsilon}_{ss} = \frac{\delta \dot{\epsilon}_t}{I \dot{\epsilon}_t} = \frac{r}{h} \quad (4.36)$$

o lo que es lo mismo se debería cumplir que,

$$\frac{\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\epsilon}}{\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon}\right)_t} = \frac{\left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial t}\right)_{\epsilon}}{\left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial \epsilon}\right)_t} \quad (4.37)$$

¿Cómo podemos demostrar de alguna manera que efectivamente se cumplen las condiciones de la Ecuaciones 4.35 o 4.36 como un requisito físico para la unicidad de los estados estacionarios de deformación plástica en un material y no sólo una mera coincidencia numérica en las rapidezces de deformación?

Veamos, de acuerdo con [39 – 41], para pruebas a esfuerzo constante la rapidez de deformación en estado estacionario obedece la siguiente relación semi-fenomenológica:

$$\dot{\epsilon} = A (\sigma/\mu)^n \exp(-Q_c/RT) \quad (4.38)$$

donde A es una constante, μ es el módulo de corte del material, σ es el esfuerzo aplicado, n es un exponente constante, Q_c es la energía de activación para la deformación, R es la constante universal de los gases y T es la Temperatura absoluta del material.

Si consideramos que la expresión 4.38 es válida para pequeños apartamientos respecto al estado estacionario $\delta \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_{ss} \ll 1$. Entonces, podríamos partir de ella para realizar algunos cálculos de interés. Para este propósito reexpresemos la Ec. 4.38 de la siguiente manera,

$$\dot{\epsilon}(\epsilon, t) \cong A \left(\frac{\sigma_f(\epsilon, t)}{\mu} \right)^n \exp\left(-\frac{Q_c}{RT}\right). \quad (4.39)$$

Donde $\sigma_f = \sigma_f(\epsilon, t)$, denota el esfuerzo de flujo o el esfuerzo aplicado sobre la muestra. Entonces es fácil calcular,

$$\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\epsilon} = A \exp\left(\frac{-Q_c}{RT}\right) \frac{n}{\mu} \left(\frac{\sigma_f}{\mu}\right)^{n-1} \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial t}\right)_{\epsilon}, \quad (4.40)$$

$$\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon}\right)_t = A \exp\left(\frac{-Q_c}{RT}\right) \frac{n}{\mu} \left(\frac{\sigma_f}{\mu}\right)^{n-1} \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial \epsilon}\right)_t, \quad (4.41)$$

o lo que es lo mismo:

$$\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\epsilon} = \dot{\epsilon} \frac{n}{\sigma_f} \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial t}\right)_{\epsilon}, \quad (4.42)$$

y

$$\left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \epsilon}\right)_t = \dot{\epsilon} \frac{n}{\sigma_f} \left(\frac{\partial \sigma_f}{\partial \epsilon}\right)_t. \quad (4.43)$$

con estas dos ecuaciones sustituidas en la Ec. 4.27 es inmediata la obtención de la Ec. 4.20; o lo que es lo mismo hemos demostrado físicamente la relación (4.35) y/o (4.36).

Esto muestra que para un mismo material, a una misma temperatura T , existe una relación unívoca entre los valores de estado estacionario para la rapidez de deformación $\dot{\epsilon}_{ssi}$ obtenidos en una prueba de aplicación de esfuerzo constante σ_i y los valores del esfuerzo de flujo para estado estacionario σ_{fi} obtenidos en pruebas de rapidez constante de deformación a $\dot{\epsilon}$ constante igual a $\dot{\epsilon}_{ssi}$. Gráficamente, observe la Fig. 4.6a, 4.6b.

Dicho de otra manera: Si realizamos una prueba de termofluencia a temperatura T , y escogemos un valor de esfuerzo aplicado σ_i eventualmente la muestra se deformará a una rapidez de deformación de estado estacionario $\dot{\epsilon}_{ssi} = \dot{\epsilon}_{ssi}(\sigma_i, T)$. Si, una vez conocido este valor de estado estacionario, escogemos este valor como estímulo para una prueba de rapidez constante de deformación, eventualmente en esta prueba se obtendrá la respuesta de

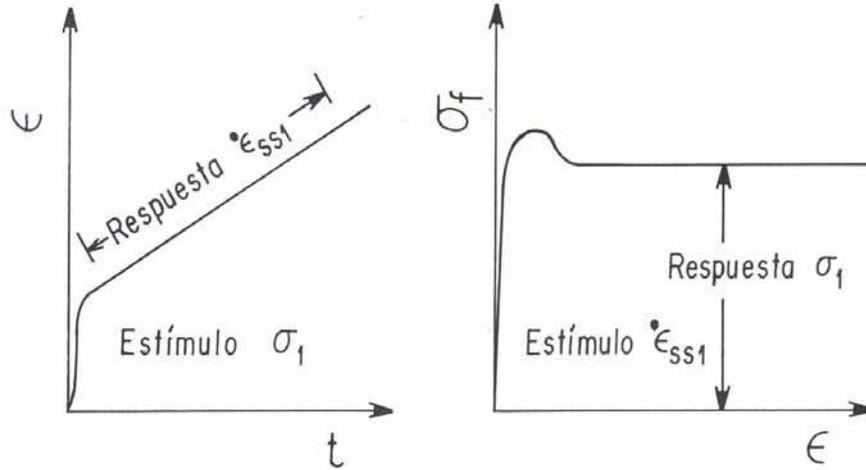


Figura 4.6: (a) Representación esquemática de ϵ vs. t
 (b) Representación esquemática de σ_f vs ϵ

flujo de estado estacionario igual a σ_i . Así de una situación física donde $\dot{\epsilon}_{ssi} = \dot{\epsilon}_{ssi}(\sigma_i, T)$ se pasa a otra situación física donde $\sigma_i = \sigma_i(\dot{\epsilon}_{ssi}, T)$.

El análisis anterior, da un sustento termodinámico más firme a análisis reportados previamente sobre este problema [42, 43], en los cuales se afirmaba que los estados estacionarios para la rapidez de deformación plástica a la misma temperatura y mismo esfuerzo eran univocos sin importar la forma en que se hubiese arribado a ellos. En este marco se afirmaba que existía una conexión entre las siguientes ecuaciones fenomenológicas:

$$\dot{\epsilon} = A \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^n \exp(-Q\sigma/RT), \quad (4.44)$$

y

$$\sigma = B \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_o} \right)^m \exp(+Q\dot{\epsilon}/RT). \quad (4.45)$$

Las cuales describen respectivamente los estados estacionarios en pruebas de esfuerzo aplicado constante y en pruebas de rapidez constante de

deformación. Y donde $A, B, \dot{\epsilon}_o, \mu$ son constantes; y $Q\sigma$ y $Q\dot{\epsilon}$ son energías de activación medibles mediante la utilización de técnicas ya conocidas pero de las cuales la única con interpretación física es $Q\sigma$ por corresponder a la energía de autodifusión. Así de la Ec. 4.45 se obtenía la ecuación,

$$\sigma = \mu \left(\frac{\dot{\epsilon}}{A} \right)^{1/n} \exp \left[+ \frac{Q\sigma}{nRT} \right] \quad (4.46)$$

Al comparar con la Ec. 4.46 permite ver que

$$B = \mu, \quad (4.47)$$

$$\dot{\epsilon}_o = A, \quad (4.48)$$

$$m = 1/n, \quad (4.49)$$

y

$$Q\dot{\epsilon} = -Q\sigma/n. \quad (4.50)$$

La Ec. 4.50 muestra claramente la diferencia entre el significado matemático y el significado físico de una ecuación dentro de la teoría de deformación plástica. El significado matemático se refiere a una equivalencia entre $Q\dot{\epsilon}$ y $Q\sigma$. Desde un punto de vista físico, la ecuación quiere decir que dado que $Q\sigma = Q_{sd}$ (Q_{sd} es la energía de autodifusión) y como $n \geq 1$; entonces $Q\dot{\epsilon}$ no puede tener un significado físico por sí misma, pues para un material dado, no puede existir una energía de activación, relacionada con transporte de materia, menor a la energía de auto difusión. En estricto rigor en una prueba de deformación plástica a rapidez constante de deformación se miden experimentalmente m y $Q\dot{\epsilon}$ y con ellos se determinan n y $Q\sigma$

Por otro lado, desde el punto de vista microscópico si bien hemos avanzado en el análisis del problema de la deformación superplástica basada en la cinética de cavidades en la secciones 4.2 y 4.3 de éste capítulo; restan por

analizar algunas propiedades generales de la deformación superplástica desde el punto de vista de cavitación dentro del marco conceptual de la termodinámica de Procesos Irreversibles.

En principio, cualquier modelo microscópico sobre superplasticidad debe poder ser expresado en función de los defectos que permiten el transporte de material durante la deformación, en general tendremos que la rapidez de deformación superplástica será función de todos los posibles defectos del material, aunque aquí en primera aproximación nos restringiremos a la cinética de cavidades, así,

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(N_1, N_2, N_3 \cdots N_r \cdots). \quad (4.51)$$

Donde este caso N_1 , es el número de cavidades de radio r_1 , N_2 el número de cavidades de radio r_2 , y así N_r es el número de cavidades de radio r . Por brevedad podemos hacer uso de la siguiente notación:

$$(N_1, N_2 \cdots N_r) \equiv \vec{N}(r). \quad (4.52)$$

Donde a $\vec{N}(r)$ la representamos como a un arreglo vectorial r -dimensional generalizado. Con esta notación, la relación funcional descrita por la Ec. 4.52 se expresa así.

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(\vec{N}). \quad (4.53)$$

Y, como el valor teórico expresado por la Ecuación simbólica Ec. 4.16 debe en principio ser igual al valor experimental o fenomenológico de $\dot{\epsilon}$; entonces las Ecuaciones 4.53 y 4.24 deben ser iguales,

$$\dot{\epsilon}(\vec{N}) = \dot{\epsilon}(\epsilon, t). \quad (4.54)$$

Obviamente esta igualdad funcional debe cumplirse para todo conjunto de valores reales de \vec{N} , ϵ y t . Esto significa que podemos escribir la siguiente relación funcional.

$$\vec{N} = \vec{N}(\epsilon, t), \quad (4.55)$$

Y, entonces,

$$\frac{d\vec{N}}{dt} = \left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial \epsilon} \right)_t \dot{\epsilon} + \left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial t} \right)_\epsilon, \quad (4.56)$$

con el uso de la siguiente identidad matemática,

$$\left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial t} \right)_\epsilon = - \left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial \epsilon} \right)_t \left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial t} \right)_{\vec{N}} \quad (4.57)$$

la Ecuación 4.56 puede escribirse de la siguiente manera:

$$\frac{d\vec{N}}{dt} = - \left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial \epsilon} \right)_t \left[\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_{\vec{N}} - \frac{d\epsilon}{dt} \right]. \quad (4.58)$$

Como se cumple la relación funcional dada por la Ecuación 4.53 es inmediato que $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_{\vec{N}}$ debe ser igual a $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_\dot{\epsilon}$. Esto es,

$$\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_{\vec{N}} = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_\dot{\epsilon}. \quad (4.59)$$

Sustituyendo en la Ec. 4.58 tenemos

$$\frac{d\vec{N}}{dt} = - \left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial \epsilon} \right)_t \left[\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_\dot{\epsilon} - \frac{d\epsilon}{dt} \right]. \quad (4.60)$$

Así, para estado estacionario la Ecuación 4.29 garantiza que la Ecuación 4.60 se transforma en,

$$\left(\frac{d\vec{N}}{dt} \right)_{ss} = \vec{0} \quad (4.61)$$

donde $\vec{0}$ indica que el vector cero es r -dimensional. La Ecuación 4.62 significa que la función de distribución de tamaños de cavidad es una función constante en estado estacionario.

En el marco de la teoría de estructuras disipativas también podemos interpretar la ecuación anterior de la siguiente manera,

$$\left(\frac{\partial \vec{N}}{\partial t}\right)_{ss} = \dot{\vec{N}}^+ - \dot{\vec{N}}^- = 0 \quad (4.62)$$

donde $\dot{\vec{N}}^+$ es la rapidez de aumento en \vec{N} debido a la construcción de estructura disipativa de defectos, esto es debido a la producción de cavidades a través de la deformación, los cuales a su vez con su flujo son los responsables de la deformación superplástica; y $\dot{\vec{N}}^-$ es la rapidez de disminución de \vec{N} debido a la destrucción de estructura de defectos por llenado de las cavidades por granos que relajan los esfuerzos internos durante el proceso. La Ec. 4.63 refleja el equilibrio dinámico que existe en estado estacionario entre los procesos de producción y de destrucción de estructuras disipativas durante la deformación superplástica.

Es inmediato demostrar que toda función f dependa de \vec{N} , $f = f(\vec{N})$, también es una constante en estado estacionario. En efecto,

$$\frac{df}{dt} = \sum_i \frac{\partial f}{\partial N(r_i)} \bullet \frac{dN_i}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial \vec{N}} \bullet \frac{d\vec{N}}{dt}, \quad (4.63)$$

y en estado estacionario,

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{ss} = 0 \quad (4.64)$$

Además, es inmediato que en general $\frac{df}{dt}$ puede expresarse como,

$$\frac{df}{dt} = + \frac{\partial f}{\partial \vec{N}} \bullet \left(\dot{\vec{N}}^+ - \dot{\vec{N}}^- \right), \quad (4.65)$$

$$\equiv \dot{f}^+ - \dot{f}^-. \quad (4.66)$$

Si tomamos, f como σ_f entonces,

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = + \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \left(\dot{\vec{N}}^+ - \dot{\vec{N}}^- \right), \quad (4.67)$$

y por tanto con el uso de la Ec. 4.67,

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = + \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \left(\dot{\vec{N}}^+ - \dot{\vec{N}}^- \right) = \dot{\sigma}_f^+ - \dot{\sigma}_f^-, \quad (4.68)$$

y por la Ec.45.21,

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = + \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \left(\dot{\vec{N}}^+ - \dot{\vec{N}}^- \right) = \dot{\sigma}_f^+ - \dot{\sigma}_f^- = h\dot{\epsilon} - r. \quad (4.69)$$

Entonces:

$$h = \frac{+1}{\dot{\epsilon}} \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \dot{\vec{N}}^+, \quad (4.70)$$

y

$$r = - \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \dot{\vec{N}}^-, \quad (4.71)$$

El escribir la Ecuación 4.69 para estado estacionario conlleva de inmediato su interpretación física.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_f}{dt} &= \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \dot{\vec{N}}_{ss}^+ - \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \dot{\vec{N}}_{ss}^- = 0, \\ &= \frac{\partial \sigma_f}{\partial \vec{N}} \bullet \dot{\vec{N}}^+ \left(\dot{\vec{N}}^+ - \dot{\vec{N}}^- \right)_{ss} = 0, \end{aligned} \quad (4.72)$$

Es claro, también, que la Ecuación 4.62 para estado estacionario implica que para cada componente $N(r_i)$ de \vec{N} tenemos,

$$\frac{\partial N(r_i)}{\partial N(r_i)} \dot{N}(r_i) + \frac{\partial N(r_i)}{\partial N(r_2)} \dot{N}(r_2) + \dots + \frac{\partial N(r_i)}{\partial N(r_j)} \dot{N}(r_j) + \dots - \frac{\partial N(r_i)}{\partial t} = 0 \quad (4.73)$$

donde por supuesto $i \neq j$. Esta es una ecuación de continuidad en el espacio generalizado r -dimensional, y su significado físico es el que sigue: Cuando $N(r_i)$ cambia su valor respecto al valor de estado estacionario (en

una región de la muestra bajo deformación), se inducen flujos de otros componentes de la función de distribución, los cuales tienden a nulificar la variación de $N(r_i)$ respecto a su valor de estado estacionario. Esta interpretación, se aclara aún más cuando se ve este proceso de fluctuaciones en el marco de la Ec. 4.73. Entonces se comprende a un nivel más profundo que el origen de las fuerzas impulsoras para las correcciones de las fluctuaciones en la función de distribución de tamaños de cavidad en estado estacionario reside en las variaciones locales del esfuerzo de flujo debido a esas mismas variaciones locales en $\vec{N}(r)$; esto ocurre en una cadena de transformaciones de causa efecto, efecto causa.

4.5. Conclusiones

1).- Se ha presentado una técnica para evaluar el tamaño de los entes físicos responsables de la deformación superplástica a partir de histogramas de cavidades producidas durante la deformación superplástica. Las predicciones para dos aleaciones metálicas se ajustan a la evidencia experimental; y en otro caso se muestra que la técnica permite evaluar la aglomeración de granos en materiales cerámicos durante la deformación superplástica.

2).- Se desarrolló un modelo microscópico de superplasticidad, el cual se fundamenta en el mecanismo de deslizamiento de cavidades producidas durante la deformación superplástica. La ecuación obtenida se basa en considerar la cinética de defectos dentro un material sólido siguiendo el camino que llevó a la ecuación de Orowan para descubrir la deformación plástica por el deslizamiento de dislocaciones; la ecuación obtenida se parece mucho a la Ec. de Orowan, y, a una ecuación implícita en la teoría de termofluencia por cinética de vacancias en materiales sujetos a bajos esfuerzos y muy altas temperaturas. En principio todas las cantidades que intervienen en dicha ecuación pueden ser obtenidos experimentalmente; y por tanto la validez de la Ecuación obtenida puede ser contrastada contra los datos experimentales.

3).-Se demuestra la unicidad de los estados estacionarios obtenidos durante la deformación uniaxial a temperatura constante ya sea bajo la condición de esfuerzo aplicado constante o bajo la condición experimental de pruebas a rapidez constante de deformación. Esta demostración da un fundamento teórico sólido a prácticas experimentales utilizadas ampliamente.

4).- Se demuestra que la función de distribución de cavidades generadas durante la deformación superplástica es constante en el estado estacionario de la deformación; también se demuestra que en esa condición el esfuerzo de flujo es constante.

Bibliografía

- [1] R. L. Bell and T.G. Langdon: In Interfaces Conference, R.C. Gifkins ed., Butterworth and co., Sydney, 1969, pp.115.
- [2] H. Gleiter and B. Chalmers: Prog. Mater. Sci 16 (1972) 179
- [3] T.G. Langdon and R.B. Vastava: in Mechanical Testing for Deformation Model Development, ASTM STP 765, R. W. Rhode and J. C. Swarengen, eds., ASTM, Philadelphia. P A, 1982, p. 435.
- [4] A. Yensul and T.G. Langdon, Metall. Mater. Trans. 27 A (1996) 901.
- [5] J. A. Montemayor-Aldrete, J. D. Muñoz-Andrade, G. Torres-Villaseñor and A. Mendoza-Allende. Recent Res. Devel. Metallurg.& Materials Sci., 5 (2001) 11.
- [6] W.A. Rachinger, J. Inst.. Met.. 81 (1952-53) 33.
- [7] T.G. Langdon, Acta Metall. Mater., 42 (1994) 2437.
- [8] C. Van Riet and P. De Meester, Scripta Metall., 19 (1985) 795
- [9] Xing-Gang Jiang, J. C. Earthman, F. A. Mohamed, J. Mater. Sci., 29 (1994) 5499.
- [10] A.H. Chokshi, J. Mater. Sci. Lett. 5(1986)144
- [11] V.N. Perevezentsev, V. V. Rybin and V.N. Chuvil'Deev, Acta Metall. Mater. 40 (1992) 915.
- [12] D.A. Miller and T. G. Langdon, Metall. Trans. 10A (1979) 1869.

- [13] M. J. Stowell, *Metals. Sci.* 14 (1980) 267.
- [14] A.C. F Cocks and M. F. Ashby, *Prog. Mater. Sci.* 27 (1982) 189.
- [15] N. Ridley and Z. C. Wang, *Material Science Forum* 170-172, (1994) 177. (Trans. Tech. Publications).
- [16] M. Zaki. *metal. & Mater. Trans.*, 27 A (1996) 1903,
- [17] K. Kaunau and C. H. Hamilton, *Scripta Mater.*, 38 (1998) 299.
- [18] J. Pilling and N. Ridley, *Acta metal.*, 34 (1986) 669.
- [19] D. Zhou, J. Lian, and Y. Liu, *Int. J. Mech. Sci.*, 20 (1989) 1159.
- [20] Y. Ma and T. G. Langdon, *Metal. & Mater. Trans.* 27 A (1996) 873
- [21] B. P. Kashyap and K. Tangri, *Metall. Trans.* 20A (1989)453
- [22] Y. Ma and T. G. Langdon. *Mater. Sci. Eng. A* 168 (1993)225
- [23] V. Y. Gertsman and R. Birringer. *Scripta Metall. Mater* 30(1994)577
- [24] F. A. Mohamed and Y. Li. *Mater. Sci. Eng. A*298 (2001)1
- [25] R.Z.Valiev, *Mater. Sci. Forum* Vols. 243-245 (1997)207
- [26] G. Skandan and B.H. Kear, *Mater. Sci. Forum*, Vols. 243-245 (1997)227
- [27] A.S. Gandhi, V. Jayaram and A.H. Cholkshi *Mater. Sci. Forum*, vols. 243-245 (1997)227
- [28] L. Chen, T. Rouxel, R. Chain, H. Vesteghem and D. Sherman, *Mater. Sci forum* Vol. 243-245.
- [29] E. Orowan, *Proc. Phys. Soc. (London)* 52 (1940)8
- [30] W. Blum, *Phys. Stat. Sol.* 45b (1971)561
- [31] F.R. Nabarro, *Report of a Conference on Strenght of Solids (Bristol) The Physical Soc.* (1948)75

- [32] C.Herring, J. Appl. Phys. 21 (1950)437
- [33] C. Herring, in the Physics of Powder Metallurgy, W. E. Kingston Ed. Mc. Graw-Hill, New York, ch.8
- [34] R.L. Coble, J. Appl. Phys. 34 (1963)1679
- [35] R.W. Bailey, J. Inst. Metall. 35 (1926) 27
- [36] R. Orowan, J. West. Scot. Iron Steel. Inst. 54 (1946-1947)45
- [37] M. Mejía, R. Gómez-Ramírez and M. Martínez, Scripta Met. 10 (1976)589
- [38] M. Mejía and A. Mendoza, Scripta Met. 11 (1977)411
- [39] J.A. Montemayor-Aldrete and R. Gómez-Ramírez, Scripta Met. 20 (1986)1007
- [40] T. Hasegawa, Y. Ikouchi and s. Karashima, Met. Sci.J,6 (1972)78
- [41] P. Haasen, Dis. Faraday Soc. 38 (1964)191
- [42] H.. Alexander and Haasen, Sol. Stat. Phys. 22 (1968)27
- [43] J.E. Bird, A.K. Mukherjee and J.E. Dorn, in Quantitative Relation Between Properties and Microstrure. Edited by D.G. Brando and A. Rosen (Israel Univ. Press, Jerusalem),(1969)p.255.
- [44] F.A. Mohamed and T.G. Langdon, Phys. Stat. Sol. A33 (1976)375
- [45] J.D. Muñoz, A. Arizmendi, A. Mendoza-Allende and J. A. Montemayor-Aldrete. J. Mater. Sci. 32 (1997)3189

Capítulo 5

VIDA ÚTIL DE MÁQUINAS Y ESTRUCTURAS DISIPATIVAS

5.1. Introducción

Una preocupación recurrente de la especie humana es que: las máquinas complejas que construimos como, los automóviles, lavadoras de ropa, plantas termo-eléctricas, computadoras, etcétera; así como los seres vivos (vegetales, animales, hongos) no duran eternamente [1 – 12]. Las máquinas complejas paulatinamente dejan de funcionar de acuerdo a diseño y eventualmente fallan de manera catastrófica [4, 6]; y los seres vivos eventualmente envejecen y tienen dificultades crecientes para desarrollar sus funciones vitales y finalmente mueren [7, 10, 12]. Las máquinas complejas y los seres vivos tienen algunos aspectos comunes, en particular el hecho de que ambas son estructuras disipativas; las primeras diseñadas y construidas por la especie humana y las segundas fruto de la evolución prebiótica y posteriormente de la evolución de las especies.

Nuestro propósito, en este trabajo, es abordar el problema de la vida útil de máquinas y estructuras disipativas en el marco teórico de la termodinámica de procesos irreversibles. Antes de entrar en materia permítasenos hacer una apretada síntesis de los resultados teóricos de termodinámica que serán utilizados en nuestro análisis.

La primera ley de la termodinámica, define una función de estado, del

sistema, la energía interna, U , de acuerdo con la siguiente expresión la cual describe el cambio en la energía interna dU ,

$$dU = \bar{d}Q - \bar{d}W \quad (5.1)$$

Donde $\bar{d}Q$ y $\bar{d}W$ son diferenciales inexactas. $\bar{d}Q$ y $\bar{d}W$ describen respectivamente el cambio en la energía interna del sistema debido a un flujo de calor el cual ocurre por una diferencia de temperatura y el trabajo realizado ($\bar{d}Q > 0$ implica un flujo hacia el sistema y $\bar{d}W > 0$ implica trabajo realizado sobre el sistema).

La segunda ley de la Termodinámica, permite definir una función de estado, la entropía para procesos cuasi-reversibles.

$$dS = \frac{dQ_{rev}}{T} \quad (5.2)$$

donde T es la temperatura absoluta (K).

Si de acuerdo con Gibbs, utilizamos la Ec.5.2 en la Ec.5.1 y se considera que el trabajo mecánico es producido por un cambio de volumen dentro de un fluido homogéneo y se toma en cuenta la posibilidad de ocurrencia de diversas reacciones químicas y también se considera el trabajo eléctrico realizado al transportar cargas eléctricas en presencia de potenciales eléctrico, entonces la Ec.5.1 se transforma en la ecuación fundamental de Gibbs, y aparece en la forma siguiente:

$$dU = TdS - PdV + \sum_{\rho} A_{\rho} d\xi_{\rho}. \quad (5.3)$$

Donde P es la presión, V es el volumen, ρ es el número de reacciones químicas que ocurren en el sistema, $d\xi_{\rho}$ es el grado de avance de la reacción ρ , A_{ρ} es la afinidad química de la ρ - reacción definida por la siguiente Ecuación.

$$A_{\rho} = -\sum_i \nu_{i\rho} \tilde{\mu}_i. \quad (5.4)$$

Donde $\nu_{i\rho}$ es el coeficiente estequiométrico de la especie i en la reacción ρ , y, $\tilde{\mu}_i$ en el potencial electro-químico de la sustancia i , definido según,

$$\tilde{\mu}_i = \mu_i + Z_i F \psi. \quad (5.5)$$

Donde μ_i es el potencial químico de la especie i definido según,

$$\mu_i \equiv \left(\frac{\partial U}{\partial n_i} \right)_{s,v,n_j,q}, \quad (5.6)$$

$i \neq j$, Z_i es la carga de cada elemento de la especie i , F es la constante de Faraday y ψ es el potencial eléctrico (Véase referencias [13 – 15]).

Sabemos también [13 – 14] que la producción de entropía denotada por $\frac{ds}{dt}$, también puede escribirse en función de los flujos J_i y las fuerzas generalizadas X_i de manera que,

$$\dot{S} = \frac{1}{T} \sum_i J_i X_i. \quad (5.7)$$

De esta Ecuación se puede definir la función de disipación de Rayleigh Φ_R ,

$$\Phi_R = T \dot{S} \quad (5.8)$$

La cual refleja la generación de calor de un sistema y puede medirse calorimétricamente. si expresamos la ecuación anterior en términos de unidades por volumen o por unidad de peso, tenemos,

$$\phi_R = T \dot{s}. \quad (5.9)$$

Cabe recordar que I. Prigogine pudo demostrar para sistemas lineales que ellos evolucionan hacia un estado de mínima producción de entropía, ello para sistemas que no están muy alejados del equilibrio termodinámico.

Para sistemas no-lineales, no existe tal teorema de mínima producción de entropía. sin embargo, se observa que diversos tipos de fenomenos irreversibles no-lineales presentan una evolución de la función específica de Rayleigh que al principio del tiempo, de operación del sistema, crece posteriormente llega a un valor máximo y luego comienza a decrecer hasta llegar a un valor constante de estado estacionario. Esto ocurre tanto para seres vivos como ratones, seres humanos, así como para materiales sujetos a deformación plástica por dislocaciones.

Véase las Figuras 5.1,5.2 correspondientes al caso de un ratón ref. [16] y al caso del cuerpo humano[17]. En la Figura 5.3, ref.[18] se aprecia el

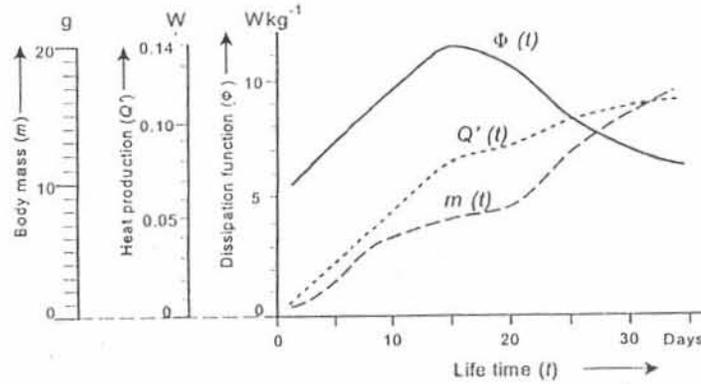


Figura 5.1: Figura correspondiente al caso de un ratón.

caso de la evolución de $\dot{\epsilon}$ donde $\dot{\epsilon}$ es la rapidez de deformación, a través del tiempo. Para el caso de deformación plástica $\phi_p = \sigma \dot{\epsilon}$ donde σ es el esfuerzo de tensión aplicado sobre la muestra.

5.2. Análisis

En esta sección presentamos nuestra contribución teórica, sobre el problema de la vida útil de los sistemas o máquinas disipativas.

El tipo de curvas observadas en las Figuras 5.1 a 5.3 son muy comunes en sistemas disipativos alejados del equilibrio termodinámico. en forma general, podemos describirlos de acuerdo con la siguiente figura, de carácter esquemático, para la producción de entropía. Fig. 5.4

La etapa transitoria, es la etapa en la cual se están construyendo estructuras disipativas, el estado estacionario se caracteriza por una rapidez de producción de estructura igual a la rapidez de destrucción de estructura disipativa; dentro del sistema, de manera tal que desde un punto de vista estadístico la estructura neta permanece constante. La etapa terciaria corresponde a procesos que dan lugar a un envejecimiento de la estructura que eventualmente da lugar a la falla catastrófica del sistema disipativo. De acuerdo con Montemayor-Aldrete et al.[19] la razón fundamental para que

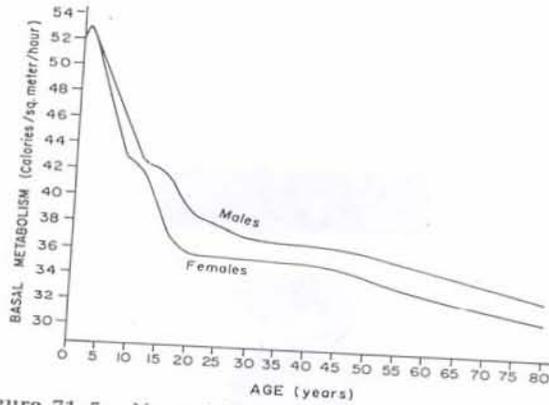


Figure 71-5. Normal basal metabolic rates at different ages for each sex.

Figura 5.2: Figura correspondiente a la rapidez metabólica basal normal a diferentes edades para cada sexo.

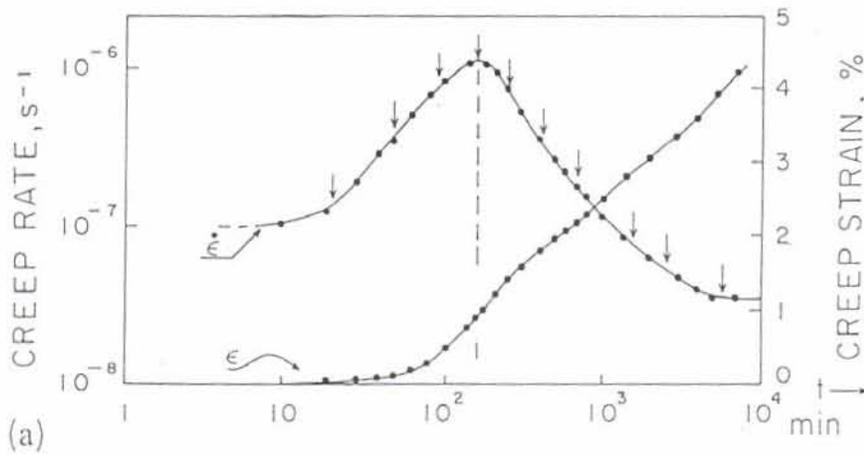


Figura 5.3: Figura esquemática de la $\dot{\epsilon}$ vs t

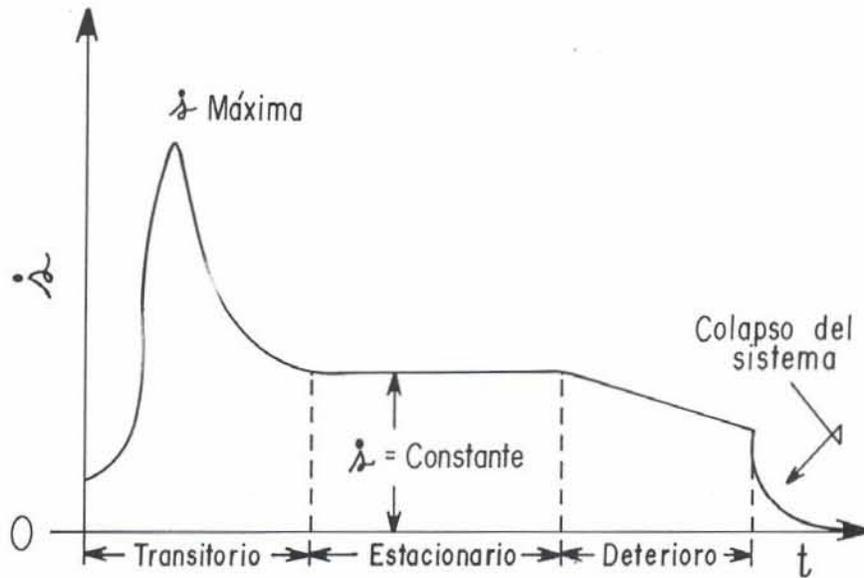


Figura 5.4: Figura esquemática para la producción de entropía

los estados estacionarios no tengan duración infinita es el carácter atómico de la materia.

Si llamamos t_f al tiempo de falla catastrófica del sistema disipativo, entonces de la Figura 5.4 es inmediato que el área bajo la curva $\dot{S} = \dot{S}(t)$ desde el tiempo de inicio de la operación del sistema, t_i , hasta su tiempo de falla es la máxima entropía configuracional que puede generar y tolerar un sistema disipativo específico, antes de que ese desorden funcional impida la operación disipativa del sistema y ocurra el colapso inmediato del mismo. En lenguaje matemático,

$$\int_{t_i}^{t_f} \frac{dS(t)}{dt} dt = K_s \quad (5.10)$$

donde K_s es la máxima entropía configuracional o desorden funcional que puede tolerar un sistema disipativo específico antes de que falle catastróficamente. (K_s tiene un valor característico para cada sistema disipativo). Si utilizamos el teorema del valor medio de la teoría de cálculo integral, la ecuación anterior aparece como sigue:

$$\int_{t_i}^{t_f} \frac{dS}{dt}(t) dt = \frac{d\bar{s}}{dt}(t_f - t_i) = K_s \quad (5.11)$$

donde $\frac{d\bar{s}}{dt}$ es el valor medio de la producción de entropía del sistema disipativo en cuestión entre los tiempos inicial y final. La representación gráfica de la Ecuación 5.11 en el marco de la Figura 5.4 es evidente.

La interpretación física de la Ecuación 5.11 es la siguiente:

Al funcionar un sistema disipativo paulatinamente se va incrementando su entropía configuracional, lo cual va disminuyendo su eficiencia termodinámica para realizar las funciones, de reconstrucción de la estructura disipativa, necesarias para el sostenimiento dinámico del sistema. El sistema se va degradando perdiendo estructura y orden funcional hasta que es incapaz de procesar la potencia externa a su disposición para funcionar. El proceso de colapso se debe entender como un proceso de evolución hacia el equilibrio termodinámico.

Mediante el uso de la Ec. 5.9 en la Ec. 5.11 podemos expresar la duración máxima de un sistema disipativo como una función de la función de disipación de Rayleigh del sistema particular Φ_R , por unidad de volúmen o de masa tenemos,

$$\frac{\phi_R}{T}(t_f - t_i) = K_s , \quad (5.12)$$

$$(t_f - t_i) = \frac{TK_s}{\phi_R} , \quad (5.13)$$

Estas dos ecuaciones son válidas para todo sistema disipativo ya sea natural o producido por la especie humana. Un aspecto interesante de la Ecuación 5.13, la cual proviene de un análisis Teórico de Termodinámica de Procesos Irreversibles es que claramente muestra que para todo sistema disipativo la máxima duración en operación del mismo es inversamente proporcional a la función disipativa de Rayleigh del sistema en cuestión.

La Ecuación 5.12, aporta un criterio físico fundamental para discriminar y escoger entre las distintas relaciones fenomenológicas, que puedan existir para cada fenómeno disipativo particular, respecto a la duración temporal de los mismos.

5.3. Algunas Aplicaciones de la Expresión para la Vida Útil de Máquinas y Estructuras Disipativas.

La expresión dada por la Ec. 5.12 puede aplicarse a diversos fenómenos como son por ejemplo: Termofluencia y en consecuencia la vida remanente de una componente sujeta a la acción de un esfuerzo de tensión σ y en un ambiente a temperatura T , con una rapidez de deformación $\dot{\epsilon}$, con $\epsilon \equiv \ln \left(1 + \frac{L-L_0}{L_0}\right)$ [20 – 42]; o se puede aplicar al caso de mamíferos con ritmo metabólico, θ , para determinar la vida remanente del ser vivo sujeto a envejecimiento [9, 10, 12, 43, 44] también a algunos insectos [9,10,12].

5.3.1. Termofluencia

Para el caso de termofluencia, la función de disipación de Rayleigh del sistema por unidad de volumen $\phi_{R\dot{\epsilon}}$ está dada por,

$$\phi_{R\dot{\epsilon}} = \sigma \dot{\epsilon} , \quad (5.14)$$

con la cual la Ecuación general 5.12 para éste caso aparece,

$$\dot{\epsilon} (t_f - t_i) = \frac{TK_s}{\sigma} . \quad (5.15)$$

Donde para una prueba de Termofluencia el esfuerzo aplicado σ y la temperatura de deformación T son constantes.

Por otro lado, en termofluencia encontramos una expresión fenomenológica, la ecuación de Monkam Grant [1], la cual en notación moderna se escribe,

$$\dot{\epsilon}_{ss}^M t_r = K . \quad (5.16)$$

Donde $M \approx 1$, y $\dot{\epsilon}_{ss}$ indica la rapidez en estado estacionario y K es una constante, la cual según Monkam y Grant es una medida de la máxima elongación en estado estacionario, y t_r es el tiempo que tarda en romperse la muestra sujeta a esfuerzo σ . La Ecuación 5.16, permite estimar vidas remanentes de larga duración a partir de experimentos de deformación de duración limitada y se ha aplicado en muchas ocasiones [20 – 42].

Existen otras ecuaciones semifenomenológicas, importantes; relacionados al tiempo de ruptura en termofluencia.

Según ASM, [45], tenemos,

$$t_r = K_3 \sigma^m \exp\left(\frac{Q_r}{RT}\right). \quad (5.17)$$

Donde K_3 es una constante, m es un exponente del esfuerzo de valor constante, Q_r es la energía de activación para Ruptura, R es la constante universal de los gases y T es la temperatura absoluta en Kelvin.

Además tenemos el parámetro de Larson-Miller [45], LMP, el cual aporta una curva única para representar datos obtenidos bajo una variedad de condiciones donde,

$$(LMP) = T(C + \ln t_r), \quad (5.18)$$

y

$$(LMP) = (K_4 \ln \sigma + K_5). \quad (5.19)$$

Donde C , K_4 y K_5 son constantes.

Si tomamos la expresión semi-fenomenológica más usual para representar la rapidez de deformación en termofluencia para estado estacionario [46], tendríamos la expresión, de Dorn,

$$\dot{\epsilon}_{ss} = A \left(\frac{\sigma}{\mu}\right)^n \exp\left(-\frac{Q_c}{RT}\right). \quad (5.20)$$

Donde A es una constante, μ es el módulo de corte del material bajo deformación, n es el exponente del esfuerzo normalizado y Q_c es la energía de activación para termofluencia, usualmente igual a la energía de autodifusión; entonces es posible mostrar que las Ecuaciones 5.15, 5.17 y 5.18 son consecuencia de considerar válida la Ecuación 5.15 y de utilizar la Ec. 5.20.

En efecto mediante la utilización de la Ecs. 5.15 y 5.20 es inmediato que se obtenga la siguiente expresión,

$$t_r = \frac{TK_s}{A\mu} \left(\frac{\sigma}{\mu}\right)^{-(n+1)} \exp\left(+\frac{Q_c}{RT}\right), \quad (5.21)$$

la cual es idéntica a la Ec. 5.17 si hacemos las siguientes identificaciones.

$$K_3 \equiv \frac{TK_s}{A\mu}; \quad m \equiv -(n+1); \quad Q_r \equiv -Q_c. \quad (5.22)$$

Además si tomamos logaritmos en la Ec. 5.21 de ambos lados de la igualdad es fácil ver que,

$$\ln \left(\frac{\sigma}{\mu} \right) = -\frac{1}{(n+1)T} \left[T \left(-\ln \left(\frac{TK_s}{A\mu} \right) + \ln t_r \right) \right] + \ln \exp \left(\frac{Q_c}{(n+1)RT} \right). \quad (5.23)$$

La Ec. 5.23 es formalmente igual a otra reportada previamente en la literatura [47], la cual aparece como sigue,

$$\ln \sigma = -\frac{1}{n\alpha T} \{T (+\ln C(T) + \ln t_r)\} + \ln E(T). \quad (5.24)$$

Si hacemos las siguientes identificaciones,

$$n\alpha \equiv (n+1); C(T) \equiv \frac{TK_s}{A\mu}; E(T) \equiv \exp \left(\frac{Q_c}{(n+1)RT} \right),$$

las dos ecuaciones son idénticas.

También podemos reescribir la Ecuación 5.23 de la siguiente manera,

$$-T(n+1) \ln \left(\frac{\sigma}{\mu} \right) + \frac{Q_c}{R} = T \left(-\ln \left(\frac{TK_s}{A\mu} \right) + \ln t_r \right) \equiv LMP. \quad (5.25)$$

Estas igualdades reproducen las Ecuaciones 5.18 si hacemos las siguientes identificaciones

$$K_4 \equiv -T(n+1); \sigma \equiv \frac{\sigma}{\mu}; K_5 \equiv \frac{Q_c}{R} \text{ y } C \equiv -\ln \left(\frac{TK_s}{A\mu} \right). \quad (5.26)$$

Metabolismo en Mamíferos

Para el caso del metabolismo en mamíferos, la función de disipación de Rayleigh de cada animalito de tal o cual especie (por unidad de volumen o de peso), $\phi_{R\dot{\theta}}$ se puede escribir,

$$\phi_{R\dot{\theta}} = \dot{\theta}_{SMR}. \quad (5.27)$$

Donde $\dot{\theta}_{SMR}$ es la rapidez de metabolismo específico en KCal por gramo por día, entonces la Ec.5.12 extraída de modelación fenomenológica de Termodinámica de Procesos Irreversibles, en este caso aparece de la siguiente manera,

$$\dot{\theta}_{SMR} * t_{MLP} = TK_s, \quad (5.28)$$

Donde t_{MLP} es el tiempo máximo potencial de duración de vida de la especie considerada y ha sido definido como,

$$t_{MLP} = t_{f_{\text{máx}}} - t_i. \quad (5.29)$$

La expresión 5.28 es idéntica a una expresión fenomenológica que aparece en biología, la cual aparece en los datos experimentales de la Figura 5.5. En esta Figura aparecen datos de rapidez metabólica y duración de vida para mamíferos, los cuales tienen una temperatura corporal cercana a 37 Centígrados.

El hecho de que la Ecuación 5.12 de origen macroscópico se pueda aplicar a fenómenos diversos invita a que se trate de entender a nivel microscópico con algún modelo. Este problema lo abordaremos en la siguiente sección.

5.4. Algunas Modelaciones Microscópicas de la Expresión de Vida Útil para Estructuras y Máquinas Disipativas.

En general, de acuerdo con las Ecuaciones 5.3, 5.7 y 5.2 (ver también referencia [47 – 48]) la rapidez de generación de entropía puede escribirse como,

$$\bar{\dot{S}} = \sum_{\rho} \frac{A_{\rho} v_{\rho}}{T} \geq O. \quad (5.30)$$

Donde v_{ρ} es la velocidad de avance de la reacción $-\rho$, con, $v_{\rho} = d\xi_{\rho}/dt$. También podemos reescribir la Ec. 5.30 de la siguiente manera,

$$\bar{\dot{S}} = \frac{A_T \bar{v}}{T}. \quad (5.31)$$

Si definimos A_T y \bar{v} como sigue,

$$\bar{v} \equiv \sum_{\rho} \frac{A_{\rho} v_{\rho}}{\sum_{\rho} A_{\rho}}, \quad (5.32)$$

$$A_T \equiv \sum_{\rho} A_{\rho}. \quad (5.33)$$

Al ver la Ec.5.32, es inmediato que $A_T \bar{v}$ es igual a una rapidez de producción total de calor \dot{Q}_T dada según,

$$\dot{Q}_T = A_T \bar{v}, \quad (5.34)$$

aún cuando ni A_T ni \bar{v} tengan unidades de fuerza y de velocidad respectivamente.

Con el uso de la Ec.5.32, la Ecuación 5.11 se exhibe como sigue

$$\frac{A_T \bar{v}}{T} (t_f - t_i) = K_S, \quad (5.35)$$

y de la Ec. 5.33 es inmediato que \bar{v} también puede expresarse como,

$$\bar{v} = \frac{\overline{d\xi}}{dt}. \quad (5.36)$$

Así la Ec. 5.35 cambia su forma para mostrarse de la siguiente manera,

$$\frac{A_T}{T} \left(\frac{\overline{d\xi}}{dt} \right) (t_f - t_i) = K_S. \quad (5.37)$$

Donde $\overline{d\xi}$ es el grado promedio de avance de todas las ρ - reacciones, las cuales ocurren dentro de un tiempo dt . Si consideramos que todo sistema tiene un tiempo, físico, característico τ_{col} en el cual el grado promedio de avance de las ρ - reacciones es $\overline{\Delta\xi}$, entonces la Ecuación 5.37 se puede aproximar por la siguiente expresión,

$$\left(\frac{A_T \overline{\Delta\xi}}{T} \right) \left(\frac{t_f - t_i}{\tau_{\text{col}}} \right) = K_S. \quad (5.38)$$

Esta Ecuación nos dice que el número máximo de ciclos disipativos que puede realizar el sistema, N_{max} , es,

$$N_{\text{máx}} \equiv \frac{(t_f - t_i)}{\tau_{\text{col}}}, \quad (5.39)$$

Si sustituimos la expresión para el número de ciclos físicos del sistema en la Ec.5.38 obtenemos,

$$\left(\frac{A_T \overline{\Delta\xi}}{T}\right) N \text{ máx} = K_s . \quad (5.40)$$

La interpretación física de ésta Ecuación es la siguiente:

$\frac{A_T \overline{\Delta\xi}}{T}$ es el incremento en la producción de entropía por ciclo disipativo. En la aproximación dada por la Ecuación 5.11, la entropía configuracional del sistema aumenta linealmente con el tiempo ciclo tras ciclo hasta que se llega a un límite en el cual el desorden funcional del sistema disipativo es tal que, éste es incapaz de procesar más energía libre del exterior y se colapsa catastróficamente.

5.4.1. Modelación Simplificada de la Expresión para la Vida Útil de Estructuras y Máquinas Disipativas.

Si para propósitos de claridad en el significado físico a detalle de la Ec.5.40 consideramos casos simples, podríamos analizar situaciones en donde A_T tuviese unidades de fuerza por unidad de volumen y $\overline{\Delta\xi}$ unidades de distancia.

Termofluencia por Dislocaciones

La aplicación de la Ecuación 5.15 para termofluencia por dislocaciones es necesario utilizar la ecuación de Orowan [49], la cual en lenguaje moderno se escribe [50],

$$\dot{\epsilon} = \phi_{geo} b \rho_m \bar{v}_g. \quad (5.41)$$

Donde ϕ_{geo} es un factor geométrico conocido como el factor del Taylor, b es el módulo del vector de Burgers de la dislocación, ρ_m es la densidad de dislocaciones móviles (cm^{-2} o cm/cm^3) y \bar{v}_g es la velocidad promedio de deslizamiento de estas.

Si consideramos que las dislocaciones móviles deslizan a velocidad \bar{v}_g mientras recorren la distancia que separa el centro de un subgrano de su periferia, R_{sg} , entonces,

$$R_{sg} = \bar{v}_g \tau_{col}, \quad (5.42)$$

y, por lo tanto la Ec.5.15 queda,

$$\left(\frac{\sigma}{T} \phi_{geo} \rho_m b \frac{R_{sg}}{\tau_{col}} \right) (t_f - t_i) = K_{S\dot{\epsilon}}.$$

O dicho de otra manera,

$$\left(\frac{\sigma}{T} \phi_{geo} \rho_m b R_{sg} \right) \left(\frac{t_f - t_i}{\tau_{col}} \right) = K_{S\dot{\epsilon}}, \quad (5.43)$$

con

$$\sigma \phi_{geo} \rho_m b \equiv A_{T\dot{\epsilon}}. \quad (5.44)$$

La Ecuación 5.43 admite varias interpretaciones físicas.

Por ejemplo si se escribe:

$$\left(\sigma \phi_{geo} \rho_m b \frac{R_{sg}}{\tau_{col}} \right) (t_f - t_i) = T K_{S\dot{\epsilon}}. \quad (5.45)$$

Significa que el material que se deforma tiene una capacidad temporal limitada para manejar una densidad volumétrica de potencia; aunque ello no explicaría porque ocurre la falla catastrófica.

Otra forma de interpretar la Ec.5.43 es evidente en cuanto con ayuda de la Ec.5.44 la escribimos como sigue,

$$\left(\frac{A_{T\dot{\epsilon}} R_{sg}}{T} \right) \left(\frac{t_f - t_i}{\tau_{col}} \right) = K_{S\dot{\epsilon}}. \quad (5.46)$$

El término $(A_{T\dot{\epsilon}} R_{sg})/T$ significa un incremento, por ciclo, en la entropía configuracional del sistema. El aumento en la entropía configuracional ciclo a ciclo, aumenta el desorden funcional del sistema dificultando de manera creciente el funcionamiento del mismo y finalmente ello da lugar a una falla catastrófica del sistema.

Mecánicamente, lo que ocurre es lo siguiente [51, 52]: En el centro de los subgranos ocurren procesos de generación de dislocaciones móviles, las cuales han de viajar una distancia R_{sg} antes de "chocar" con dislocaciones de signo opuesto e iniciar el proceso de aniquilación; durante éste proceso se producen defectos geométricos estables que se acumulan en las regiones de alta densidad de dislocaciones en las paredes de subgranos (regiones de alta esfuerzos internos locales).

Estos defectos geoméricamente estables, crecen en número comienzan a agruparse dando lugar a micro-grietas en las fronteras de grano y zonas cercanas, grietas las cuales crecen dando lugar, eventualmente, a la fractura del material bajo deformación plástica. Durante este proceso $(\overline{dA_T \dot{\epsilon}}/dt)_{vol} \leq 0$ (donde el subíndice vol indica promedio sobre el volúmen del material). Así, se explica microscópicamente el proceso de envejecimiento de los materiales de estructura cristalina sujetos a termofluencia por dislocaciones a σ y T constantes; y el hecho consecuente de su falla final.

Actividad Metabólica Celular

Imaginemos a la célula como una estructura de forma esférica de radio R_{cell} , formando parte de un organismo multicelular; si el número de células es suficientemente grande podemos considerar válida la siguiente situación: Para que exista un proceso estacionario de reacciones químicas que le permita, a la célula, realizar sus funciones vitales debe existir una diferencia de potencial químico medio, $\tilde{\mu}_i$, entre el centro y las paredes de la célula.

Si llamamos a esta diferencia, $\tilde{\mu}_2(R_{cell}) - \tilde{\mu}_1(o)$, donde,

$$A_T = \sum_{\rho} A_{\rho} = \sum_{\rho} \sum_i \nu_{i\rho} \tilde{\mu}_i. \quad (5.47)$$

Tenemos que A_T puede escribirse como,

$$A_T = \left(\tilde{\mu} \right) \nu_T, \quad (5.48)$$

siempre que definamos,

$$\tilde{\mu}^{(i)} \equiv \frac{\sum_{\rho} \sum_i \nu_{i\rho}(r) \tilde{\mu}_i(r)}{\sum_{\rho} \sum_i \nu_{i\rho}(r)}, \quad (5.49)$$

y

$$\nu_{T(r)} \equiv \sum_{\rho} \sum_i \nu_{i\rho}(r). \quad (5.50)$$

Entonces si consideramos que este flujo de materia ocurre a una velocidad \bar{V} dada por,

$$\bar{v} \equiv \frac{R_{cell}}{\tau_{cell}}. \quad (5.51)$$

tenemos que la Ecuación 5.33 se puede escribir como sigue:

$$\left[\frac{1}{T} \frac{\Delta \tilde{\mu}}{R_{cell}} \bar{v} \right] (t_f - t_i) = K_{S\dot{\theta}}, \quad (5.52)$$

con el uso de la Ecuación 5.48, la Ec. 5.49 aparece,

$$\left[\frac{1}{T} \Delta \tilde{\mu} \right] \left(\frac{t_f - t_i}{\tau_{cell}} \right) = K_{S\dot{\theta}}. \quad (5.53)$$

o, si definimos $A_{T\dot{\theta}}$ como sigue:

$$A_{T\dot{\theta}} \equiv - \frac{\Delta \tilde{\mu}}{R_{cell}}. \quad (5.54)$$

Entonces la Ec.5.49 se puede presentar de la siguiente manera,

$$\left(\frac{1}{T} A_{T\dot{\theta}} R_{cell} \right) \left(\frac{t_f - t_i}{\tau_{cell}} \right) = K_{S\dot{\theta}}. \quad (5.55)$$

La Ecuación 5.49 se puede interpretar en términos de densidad volumétrica de potencia como se hizo para la Ecuación 5.40; pero también se puede interpretar en términos de entropía configuracional.

El término $(A_{T\dot{\theta}} R_{cell}) / T$ significa un incremento, por ciclo, en la entropía configuracional del sistema: este aumento ciclo por ciclo significa un aumento del desorden funcional de la célula, lo cual dificulta el funcionamiento de la misma finalmente da lugar a una falla catastrófica. A diferencia del caso de deformación por dislocaciones aquí no se tiene todavía una imagen mecanística al detalle. Sin embargo el análisis antes escrito permite ver que el desorden funcional debido a la creciente entropía configuracional es el origen de los siguientes hechos experimentales:

Progresiva pérdida de la célula para sintetizar macromoléculas sin fallas [7], progresiva acumulación de daño en macromoléculas [10 – 53], aumento en la oxidación de lípidos [10], mal funcionamiento de organelas particularmente las mitocandrias [7, 10, 54], declinación de la producción de energía por parte de la célula al envejecer [7], crecientes daños al núcleo de las células [55], crecientes daños a los Telomeros [53, 55, 56], alteraciones al DNA [10, 12, 53, 54, 57], aumento de radicales libres [7, 12, 58], explica porque las dietas de restricción calórica funcionan [8,9,59-63] y por que los animales muy viejos mueren de causas no identificadas con precisión [7], y explica porque

no se revierte (a nivel básico) el envejecimiento en contra de ciertas creencias no científicas. [64]

5.5. La Función Daño Acumulativo.

En esta sección, trataremos un aspecto general de los sistemas disipativos relacionado a la generación de entropía, a temperatura constante T .

Sabemos que otra forma de interpretar la Ecuación 5.11, presentada en la forma de Ec.5.36 es que en cada ciclo funcional se incrementa la entropía configuracional del sistema por una cantidad constante (veáse sección (5.4)). Este incremento lineal con el tiempo de la producción de entropía continua hasta alcanzar el valor máximo para cada sistema K_s (distinto según cada sistema). Entonces, podemos definir una función general, la cual denominaremos: "función Daño Acumulativo" como el cociente de la generación de entropía producida durante un tiempo, $t - t_i \leq (t_f - t_i)$ y el valor máximo de entropía K_s para el sistema en cuestión,

$$D \equiv \frac{\frac{d\bar{s}}{dt} (t - t_i)}{K_s}. \quad (5.56)$$

La cual con la Ecuación 5.11 puede escribirse como sigue,

$$D = \frac{K_s (t - t_i)}{(t_f - t_i) K_s} = \frac{(t - t_i)}{t_f - t_i} \quad (5.57)$$

El significado de esta Ecuación es inmediato. En general la función Daño acumulativo es proporcional al tiempo transcurrido desde el tiempo inicial, t_i , que ha transcurrido desde el comienzo de la operación del sistema disipativo. El valor de la función Daño es uno cuando el sistema falla catastróficamente.

La Ecuación 5.50, la cual tiene carácter general para procesos isotérmicos, (Y se puede generalizar para procesos disipativos no isotérmicos) puede expresarse en función de la suma del trabajo termodinámico realizado ciclo por ciclo funcional hasta el tiempo $(t - t_i)$ y de la cantidad total de Trabajo cíclico requerido para causar la falla catastrófica del sistema disipativo; de Ec.5.50 y Ec.5.35 es claro que,

$$D = \frac{A_T \Delta \xi \left(\frac{t - t_i}{\tau_{col}} \right)}{A_T \Delta \xi \left(\frac{t_f - t_i}{\tau_{col}} \right)} = \frac{\frac{d\bar{s}}{dt} (t - t_i)}{K_s} = \frac{(t - t_i)}{t_f - t_i}, \quad (5.58)$$

$$D = (t - t_i) / (t_f - t_i). \quad (5.59)$$

Este análisis Ec.5.52. llega a una expresión similar a la obtenida recientemente en ingeniería para describir la confiabilidad de las máquinas complejas [66]; y de ella se puede demostrar como un caso especial la regla de Minor [67] para daño por fatiga de metales.

5.6. Discusión y Conclusiones

Hasta donde sabemos, nunca antes se había desarrollado un marco teórico unificador para el estudio de la vida útil de máquinas y estructuras disipativas que incluyese no sólo las máquinas y sistemas disipativos sin vida; sino también estructuras disipativas biológicas. En efecto, el estudio de las características generales de los procesos de generación de entropía en sistemas disipativos constituidos por átomos, lleva a la consideración de que todo sistema tiene un límite superior a la cantidad de entropía configuracional (o desorden funcional) que puede soportar sin que ocurra una falla catastrófica del mismo.

Entre otros resultados se llegó a una expresión general para el máximo de vida útil de un sistema disipativo la cual implica que la entropía configuracional del sistema aumenta linealmente con el tiempo, cada vez que el sistema realiza un ciclo funcional interno, hasta que se llega a un límite en el cual el desorden funcional del sistema disipativo es tal que éste es incapaz de realizar un ciclo funcional adicional y deja de tener la capacidad de procesar más energía del exterior y se colapsa catastróficamente.

Se desarrolló el concepto de función de daño acumulado, lo cual permite evaluar el daño en un sistema disipativo como función del tiempo que ha trabajado.

El formalismo aquí desarrollado, se aplica con éxito al caso de termofluencia por dislocaciones, y , al fenómeno llamado vida para sistemas multicelulares. Estos análisis permiten comprender físicamente las causas básicas del envejecimiento de dichos sistemas disipativos; y muestra el camino para comprender a detalle las causas del envejecimiento de los demás sistemas disipativos.

Bibliografía

- [1] F.C. Monkam and N.J. Grant, American Society for Testing and Materials Proceedings. 56(1956) 593.
- [2] The Biology of Aging, Edited by J.A. Behnke, C.E. Finch and G.R. Moment. Plenum Press, New york (1978)
- [3] Metals Handbook, Vol. 8, American Society for Metals, Park, Ohio (1985). Pp. 301 (by J.D. Whittenberger).
- [4] H.C. Furtado, I. Le May, Mater. Sci. Eng. A234 (1997) 87.
- [5] L. Partridge and D. Gems, Nature, 418 (2002) 921
- [6] A.A. Feinberg and A. Widom, IEEE Transactions on Reliability, 49 (2000)136.
- [7] T.B.L. Kirkwood, Phil. Trans. R. Soco London B 352 (1998)1765
- [8] T.B.L. Kirwood and S.N. Austad, Nature 408 (2000) 233.
- [9] T.R.L. Kirkwood, Mechanisms of Aging and Development, 123 (2002) 737
- [10] L. Partridge and D. Gems, Nature Review Genetics J (2002) 165
- [11] B.A Carnes, S.J. Olshansky and D. Grahn, Biogerontology 1: (2003)31.
- [12] P.A. Parsons, Biogerontology 1, (2003) 63.

- [13] I. Prigogine, *Thermodynamics of Irreversible Process*, Charles C. Thomas (1967)
- [14] P. Glansdorf and I. Prigogine, *Thermodynamical Theory of Structures, Stability and Fluctuations*, Wiley Interscience, New York (1971).
- [15] R. Glaser, *Biophysics*, Springer-Verlag, New York (1999).
- [16] I. Lamprecht and A.I. Zotin (Eds.) *Thermodynamic of Biological Processes*. Walter de Gruyter, Berlin (1978).
- [17] A.G. Guyton, *Textbook of Medical Physiology* W.B. Saunders Co. Phil (1976) Fifth Ed. Pp. 952
- [18] T. Hasegawa, Y. Ikeuchi and S. Karachima, *Met. Sci. J.6.* (1972) 78
- [19] J.A. Montemayor-Aldrete and R. Gómez-Ramírez, *Scripta Met.* 20 (1986) 1007
- [20] J.M. Silcock, *Scripta Metal.* 16 (1982)907
- [21] A.K. Koul, R. Castillo and K. Willett, *Mater. Sci, Eng.* 66 (1984)213.
- [22] J.S. Wang and W.D. Nix, *Mater. Sci Eng.* 89 (1987)73.
- [23] B.J. Calle and J.A. Williams, *Intern. Mater. Rev.* 32 (1987)241.
- [24] W.D. Nix, *Mater. Sci. Eng.* A103 (1988) 103.
- [25] A.K. Koul and R. Castillo, *Metall. Trans.* A19 (1988) 2049.
- [26] P. Anerkani and J. Salonen, *Int. J. Pres. Ves. and Piping* 39 (1989) 135.
- [27] Y. Kadoya, T. Goto, S. Date, T. Yamauchi, T. Saida and T. Sada. *ISIJ: International.* 30 (1990) 854
- [28] P.K. Liaw, G.V. Rao and M.G. Burke, *Mater. Sci. Eng.* A131 (1991) 187.

- [29] C. Phaniraj, M. Mandagopal, S.L. Maunan and P. Rodríguez. Acta Metal. Mater 39 (1991) 1651
- [30] A. Baldan, J. Mater. Sci.Lett (1992) 1315.
- [31] K. Tai and T. Endo, Scripta Metall, Mater. 29 (1993)643.
- [32] J.L. Ding, K.C. Liu, K.L. More and C.R. Brinkman, J. Am. Ceram. Soco 77 (1994) 867.
- [33] M. Heilmaier and B. Reppich, Metal. Mater. Trans. 27A (1996) 3861
- [34] R. John, M. Khobaib and P.R. Smith, Metal. Mater. Trans. 27A (1996) 3074
- [35] J.E. Indacochea and R.A. Seshadri, Mater. Sci. Eng. A234 (1997) 555.
- [36] V. Bina and J. Hakl, Mater. Sci. Eng. A234-236 (1997) 583.
- [37] S. Zhu, M. Mizuno, Y. Nagano, Y. Kagawa and H. Kaya. Composites Science and Technology 57 (1997) 1629.
- [38] A.J. Krasowsky and L. Toth, Metal. Mater. Trans. 28A (1997) 1831
- [39] S.Spigarelli, L. Kloc and P. Bentempi. Scripta Mater 37 (1997) 399
- [40] F. Dobes, J. Mater. Sci. 33 (1998) 2457.
- [41] H.G. Halverson and W.A. curtin, J.Am. Ceram. Soc. 85 (2002) 1350.
- [42] S.A. Sajjadi, S. Nategh and RI. L. Guthrie, Mater. Sci. Eng. A325 (2002) 484.
- [43] R.G. Cutler in The Biology of Aging. edited by J.A. Behnke, C.E. Pinch and G.B. Moment. Plenum Press, New York (1978) pp. 311

- [44] J.L. Weed, M. A. Lane, G.S. Roth, D.L. Speer and D.K. Ingram. *Physiology and Behavior* 62 (1997) 97.
- [45] F.R.Larson and J. Miller, *Trans. ASME*, 74 (1952) 765.
- [46] J.E. Bird, A.K. Mukherjee and J.E. Dor in *Quantitative Relation Between Properties and Microstructure*. Edited by D.G. Brando and A. Rosen (Israel Univ. Press, Jerusalem) (1969)p. 225
- [47] A.K. Koul, *Scripta Metall.* 16 (1982)947.
- [48] I. Prigogine, G. Nicolis and a. Babloyantz, *Phys. Today* Nov. (1972) 23.
- [49] E. Orowan, *Proc. Phys. Soc. (London)* 52 (1940) 8.
- [50] W. Blum, *Phys. Stat. Sol.* 456 (1971) 561.
- [51] E. Orozco and J.A. Montemayor Aldrete, *Mater Sci. Eng. A* 174 (1994) L5
- [52] J.A. Montemayor-Aldrete, A. Mendoza-Allende y M. López de Haro. *Rev. Mex. Fís.* 42 (1996) 598.
- [53] E.L. Duncan, R. Wadhwa and S.C. Kaul, *Biogerontology* 1 (2000) 103.
- [54] G.V. Zant and Y. Liang, *Exp. Hemat.* 31 (2003) 659.
- [55] F.B. Johnson, RA Marimiak and L. Guarente *Current Opinion in Cell Biology* 10 (1998) 332.
- [56] R.R. Reddel, *Bio Essaup* 20 (1998) 977
- [57] L. Guarante, G. Ruvkun and R. Amasino, *Frac. Natl. Acad. Sci. USA* 95 (1998) 11034
- [58] R.M.C. de Almeida, S. Moss de Olivera and T.J.P. Perna, *Physica A*253 (1998) 366
- [59] J.L. Weed, M. A. Lane, G.S. Roth, D. L. Speer and D.K. Ingram, *Physiol.and Behavior* 62 (1997) 97

- [60] R.B. Verdery, R.L. Walford Arch. Intern. Med. 158 (1998) 900.
- [61] N. Barzilai, G. Gupta, E.J. Masoro, Jour. Gerontology 54A (1999) B89.
- [62] R.L. Walford, D. Mock, R. Verdery, T. Mc Callum Jour Gerontology. 57A (2002) B211
- [63] D.F.Lawer, B.T. Larson and R.D. Kealy Vet. Tech 24 (2003) 594.
- [64] A.D.N.J. de Grey, J.W. Baynes, D. Berd, C.B. Heward, G. Pawelec and G. Stock, BioEssays 24 (2002) 667.
- [65] M. Ya Azbel, Phys. Reports. 288 (1997) 545.
- [66] S.L. Helfand and S.K. Inouye Natural Review Genetics 3 (2002) 149.
- [67] M.A. Minor, J. Applied Mechanics, 12 (1945) A159

Capítulo 6

Lista de Símbolos

6.1. Capítulo: 1

- $\dot{\epsilon}$ =Rapidez de Deformación
- A,P,n=Constantes
- D=Coficiente de difusión
- G=Módulo de corte
- b=Vector de burguers
- k=Constante de Boltzmann
- T=Temperatura absoluta
- d=Tamaño de grano
- σ =Esfuerzo
- ϕ =Fracción Volumétrica de cavidad
- R=Parámetro dela Rapidez de Crecimiento dela Cavidad
- $\dot{\phi}$ =Cambio toal en la Fracción de Cavidad Volumétrica

- $\dot{\phi}^+$ =Rapidez de creación de la Fracción de cavidad Volumétrica
- $\dot{\phi}^-$ =Rapidez a la cual las cavidades son ocupadas.

6.2. Capítulo 2

- $\epsilon(t)$ =Deformación Total
- $\epsilon(t_0)$ =Deformación Instantanea
- a,B=Constante
- $\dot{\epsilon}_s$ =Valor Asintótico de la Rapidez de Deformación cuando $t \rightarrow \infty$
- t=Tiempo
- ϵ_T =Valor Asintótico de la Deformación transitoria
- t_r =Tiempo de Relajación
- $\dot{\epsilon}_i$ =Rapidez inicial de Deformación
- σ =Esfuerzo
- ϵ =Deformación
- h=Coefficiente de Endurecimiento por Deformación
- Γ =Rapidez de Recuperación
- $A_{o,n}$ =Constantes Adimensionales
- K=Constante Boltzmann
- T=Temperatura de la muestra en grados Kelvin
- μ =Módulo de Corte del Material
- W_A =Frecuencia de Vibración Atómica

- Q_c =Energía de Activación Térmica
- Q_D =Energía de Autodifusión
- Q_{AP} =Energía aparente de Activiación
- b =Vector de Burguers
- σ_i =Esfuerzo interno
- d_s =Tamaño de Subgrano
- K_c =Constante de Holt
- ρ_m =Densidad de Dislocaciones Móviles
- W_w =Ancho de la pared de los subgranos de dislocaciones
- θ_w =Ángulo de Desorientación
- M =Factor de Taylor
- \bar{v}_g =Promedio de la Velocidad de Deslizamiento de dislocaciones
- $\dot{\epsilon}$ =Rápidez de deformación Verdadera
- τ =Esfuerzo de corte Aplicado
- $N(r)$ =Número de segmento de dislocación
- r_c =Radio Crítico
- $\frac{d\rho_m^+}{dt}$ =Rápidez de Creación de densidad de dislocaciones móviles
- L =Distancia promedio del deslizamiento de Dislocaciones
- \bar{u} =Autoenergía de dislocación por unidad de longitud
- \bar{m} =Masa promedio de la dislocación por unidad de longitud
- V_s =Velocidad del sonido transversal en el cristal
- ρ_{mip} =Densidad de dislocaciones móviles al tiempo de inflexión

- \bar{f} =Fuerza volumétrica total
- \vec{s} =Vector-Defecto microestructural
- σ_e =Esfuerzo Efectivo
- ρ_c =Densidad de dislocaciones que ascienden
- d =Distancia promedio entre dislocaciones

6.3. Capítulo 3

- n =Número de patas de la oruga
- P_{or} =Paso de Oruga
- F_{por} =Fuerza necesaria para mover cada pata
- W_{por} =Energía requerida para que la Oruga avance un paso
- P_{por} =Potencia Requerida
- L =Longitud
- b =Vector de Burguers
- Y =Esfuerzo de corte
- A =Área
- f_{dis} =Fuerza microscópica
- F_{pant} =Fuerza en el pantalón
- G =Módulo decorte del material
- P =Presión
- V =Volumen
- T =Tensión superficial

- N =Número n de dislocaciones
- ρ =Densidad superficial de dislocaciones
- σ_c =Esfuerzo de cedencia
- u =Energía por unidad de longitud de dislocación

6.4. Capítulo 4

- \dot{V}_d =Rapidez de cambio en el volumen de cavidades
- σ =Esfuerzo aplicado
- Ω =Volumen atómico
- D_b =Coeficiente de difusión en la región de la frontera de grano
- K =Constante de Boltzmann
- T =Temperatura Absoluta
- δ =Anchura efectiva de la frontera de grano
- α_p =Es una constante
- $\dot{\epsilon}$ =Rapidez real de deformación
- V_p =Es el volumen de la cavidad
- ϕ =Fracción de volumen cavitado
- ϵ =Deformación
- Γ_c =Radio de Cavidad
- Γ_{bg} =Radio de un bloque de grano
- d_{bg} =Tamaño del bloque del grano
- d_c =Tamaño de cavidad

- \bar{d}_{bg} =Promedio del tamaño de bloque de granos
- $\dot{\epsilon}$ =Rapidez de deformación plástica
- ϕ_m =Es el factor de Taylor
- \bar{V}_g =Velocidad promedio de deslizamiento de las dislocaciones móviles
- $\dot{\epsilon}_v$ =Rapidez de Deformación por Difusión de Vacancias
- $\dot{\epsilon}_v$ =Velocidad media de difusión de vacancias
- r_i =Radio de cavidades
- $N_{cav}(r_i)$ =Número de cavidades de radio r_i
- A =Área
- $\rho_{cav}(r_i)$ =Densidad duperficial de cavidades
- $V_{cav}(r_i)$ =Velocidad de las cavidades de radio r_i
- σ_f =Esfuerzo de flujo del material
- ϵ =Deformación
- n =Coeficiente de endurecimeitno por deformación
- Γ =Coeficiente de recuperación
- $\dot{\sigma}_f^+$ =Rapidez de aumento de esfuerzo de flujo
- $\dot{\sigma}_f^-$ =Rapidez de disminución del esfuerzo de flujo
- $I_{\epsilon\epsilon}$ =Coeficiente de incremento en la deformación
- δ_{ϵ} =Coeficiente de rapidez de cambio en la rapidez de deformación
- \vec{N}^+ =Rapidez de aumento en
- \vec{N}^- =Rapidez de disminución de
- dg =Tamaño de grano

6.5. Capítulo 5

- $U \equiv$ Energía Interna
- $Q \equiv$ Calor
- $W \equiv$ Trabajo
- $S \equiv$ Entropía
- $T \equiv$ Temperatura absoluta
- $P \equiv$ Presión
- $V \equiv$ Volumen
- $\rho \equiv$ Número de Reacciones químicas que ocurren en el sistema
- $A_\rho \equiv$ Es la afinidad Química de la ρ - Reacción
- $\frac{nv}{V_{i\rho}} \equiv$ Coeficiente Estequiométrico de la Especie i en la Reacción ρ
- $\tilde{\mu}_i \equiv$ Potencial Electro-Químico de la Sustancia i,
- $Z_i \equiv$ Carga de cada Elemento de la especie i
- $F \equiv$ Constante de farady
- $\Psi \equiv$ Potencial eléctrico
- $\dot{S} \equiv$ Producción de Entropía
- $J_i \equiv$ Flujos Generalizados
- $X_i \equiv$ Fuerzas Generalizadas
- $\Phi_R \equiv$ Función de Disipación de Rayleigh
- $t_i \equiv$ Tiempo de inicio de la operación
- $K_s \equiv$ Máxima Entropía configuracional o desorden Funcional
- $\overline{\frac{ds}{dt}} \equiv$ Valor medio de la Producción de Entropía

- Q_r =Energía de Activación para Ruptura
- m =Exponente del esfuerzo de valor constante
- R =Constante universal de los gases
- LMP =Parámetro deLarson-Miller
- A, C, K_4, K_5 \equiv Son constantes
- n \equiv Exponente del esfuerzo Normalizado
- Q_c \equiv Energía de Activación para Termofluencia
- $\dot{\theta}_{SMR}$ \equiv Rapidez de Metabolismo Específico
- t_{MLP} \equiv Tiempo Máximo Potencial de duración de Vida
- \dot{S} \equiv Generación de Entropía
- \dot{Q}_T \equiv Rapidez de Producción total de Calor
- $N_{m\acute{a}x}$ \equiv Número Máximo de Ciclos Disipativos
- D \equiv Función Daño Acumulativo