



**INSTITUTO DE
TECNOLOGIA**

PROF. JORGE A. SABATO

**UNIVERSIDAD NACIONAL
DE GENERAL SAN MARTIN
COMISION NACIONAL
DE ENERGIA ATOMICA**

**MAESTRIA EN
CIENCIA Y
TECNOLOGIA
DE MATERIALES**

**ESTUDIO DE LAS CINÉTICAS DE
RECUPRACIÓN Y CREEP EN
ACEROS AL Cr-Mo, SIN Y CON
DEFORMACIÓN PREVIA**

Marcos Antonio Bergant

UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Prof. Jorge A. Sabato”

**Estudio de las cinéticas de recuperación y termofluencia en
aceros al Cr-Mo, sin y con deformación previa^(*)**

por Ing. Marcos Bergant

Directores

**Ing. Teresa Perez
Dr. Miguel Vicente Alvarez**

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA CENTRO DE INFORMACION CAC

(*) Tesis para acceder al título de *Magister en Ciencia y Tecnología de Materiales*

República Argentina

2008

*A mis padres y hermanos,
por su amor, apoyo y paciencia*

Prefacio

El presente trabajo de tesis para obtener el título de Magister en Ciencia y Tecnología de los Materiales, del Instituto de Tecnología "Profesor Jorge A. Sabato", se realizó en los laboratorios del Centro de Investigación Industrial de TenarisSiderca.

Deseo expresar aquí mi agradecimiento a los directores de la maestría del Instituto de Tecnología, Alicia Sarce y Ricardo Carranza, por permitirme realizar este trabajo, y a todas las personas que colaboraron en el desarrollo del mismo. En particular,

a mis directores, Teresa Perez y Miguel Vicente Alvarez, por su guía y apoyo.

a Victoria Ramos y Martín Bühler, por su ayuda en la realización de los ensayos.

a Javier Etcheverry, por sus sugerencias y comentarios sobre el planteo matemático del problema.

Marcos Bergant
Junio 2008

Resumen

Ciertas uniones roscadas especiales requieren, durante su producción, la deformación en frío de los extremos de los tubos laminados, templados y revenidos, para la adecuada fabricación de las roscas. Durante esta operación se produce una deformación plástica localizada. Ésta introduce una alta densidad de dislocaciones en el material, mientras que la no homogeneidad en la deformación genera un estado de tensiones residuales en los extremos de los tubos. Debido a que estos fenómenos afectan las propiedades mecánicas y la resistencia del material a la fisuración bajo tensión en medio sulfhídrico durante el servicio, los extremos de los tubos deformados en frío son tratados térmicamente. Durante el proceso de recocido el material es calentado, activándose los fenómenos metalúrgicos de recuperación y termofluencia. Estos son los mecanismos operantes en la recuperación de la deformación y la relajación de las tensiones residuales, motivo por el cual el modelado de éstos constituye una herramienta importante para el diseño y optimización de los tratamientos térmicos a aplicar.

El objetivo del presente trabajo se centró en el estudio teórico y experimental de las cinéticas de recuperación y termofluencia. En el desarrollo teórico se formuló un modelo metalúrgico capaz de predecir las cinéticas de recuperación y termofluencia. Por su lado, en la parte experimental se diseñaron y realizaron ensayos de recuperación y termofluencia, con la finalidad de ajustar y validar el modelo propuesto.

En la literatura se han presentado modelos basados en la densidad de dislocaciones como parámetro microestructural que caracteriza la evolución de la estructura de dislocaciones durante los procesos de recuperación y termofluencia. Otros modelos, por su parte, han sido desarrollados considerando que la estructura de dislocaciones en un material puede representarse en forma similar a una red formada por segmentos de dislocaciones, con un espectro de longitudes. En estos modelos, el parámetro microestructural que gobierna la evolución de la estructura de dislocaciones es la distribución de longitudes de segmentos de dislocaciones.

Siguiendo estas últimas ideas, se desarrolló un modelo metalúrgico capaz de predecir la evolución temporal de la distribución de longitudes de dislocaciones durante los procesos de recuperación y termofluencia. A partir de esta se derivan la densidad de dislocaciones y la velocidad de deformación por termofluencia, como funciones del tiempo.

El modelo desarrollado cuenta con una serie de parámetros empíricos, cuyos valores se han determinado a través del ajuste y validación de datos experimentales obtenidos de los ensayos de recuperación y termofluencia, utilizando un acero al Cr-Mo templado y revenido. En el caso de los ensayos de recuperación, el material original fue deformado en frío hasta el 2,6% y el 7%. Por su lado, para los ensayos de termofluencia se utilizó el material sin deformación previa.

Abstract

Some special connections require, during their manufacture, a cold deformation of the tube ends to obtain the appropriate shape for threading. During this operation, there is a localized plastic deformation, which introduces a high dislocation density in the material. The non homogeneity of this deformation generates a residual stress field in the tube ends. As both phenomena affect the mechanical resistance of the pipe and the sulphide stress cracking performance during service, the cold deformed tube ends are heat treated. During the annealing process, the material is heated to recover the mechanical properties and to relax the stresses. At high temperatures, the metallurgical phenomena of recovery and creep activate, which are the operating mechanisms in the deformation recovery and the residual stresses relaxation, respectively. For this reason, the modeling of these phenomena constitutes an important tool for the heat treatments design and optimization.

The objective of the present work is focused on the experimental and theoretical study of the recovery and creep kinetics. In the theoretical study, a metallurgical model is developed, which is able to predict the recovery and creep kinetics. In the experimental study, recovery and creep tests are designed and carried out, in order to fit and validate the proposed model.

Several models have been proposed in the literature. Some of them are based on the dislocation density as the microstructural parameter that characterizes the evolution of the dislocation structure during the recovery and creep processes. Other models consider that the dislocation structure in a material can be represented as a network formed by dislocation links, with a spectrum of lengths. In these models, the microstructural parameter that governs the dislocation structure evolution is the distribution of dislocation link lengths.

Following the last ideas in this thesis, a metallurgical model is developed. The model is able to predict the temporal evolution of the distribution of dislocation link lengths during the recovery and creep processes. The dislocation density and the strain rate can be evaluated from the dislocation link lengths distribution, as time functions.

The developed model has empiric parameters, which have been fitted from experimental data from recovery kinetic and creep tests. The material under study is a quenched and tempered Cr-Mo steel. In the recovery kinetic tests, the as-received material was cold deformed up to 2.6% and 7%, while the creep tests were done on the material without previous deformation.

Índice

1. Introducción	1
1.1 Objetivo	1
1.1.1 Antecedentes	1
1.1.2 Objetivo del trabajo	2
1.2 Revisión bibliográfica	2
1.2.1 La deformación en frío	2
1.2.2 El proceso de recocido	3
El proceso de recuperación	5
El proceso de termofluencia	10
Mapas de deformación	13
1.3 Modelos metalúrgicos para describir la recuperación y la termofluencia	15
1.4 Modelos metalúrgicos basados en distribuciones de longitudes de dislocaciones	17
1.4.1 Modelos de Öström y Lagneborg	21
1.4.2 Modelos de Ardell et al	22
2. Desarrollo experimental	23
2.1 Ensayos de termofluencia y recuperación	23
2.1.1 Ensayos de termofluencia	24
2.1.2 Ensayos de recuperación en material deformado	27
2.2 Discusión acerca de los datos experimentales	30
3. Desarrollo del modelo	32
3.1 Introducción	32
3.2 Hipótesis del modelo	32
3.3 El modelo	32
3.3.2 Cálculo de la longitud crítica, L_c	33
3.3.3 Distribuciones de longitudes de dislocaciones	34
3.3.4 Evolución de la distribución	36
Proceso de recuperación de la red	36
Proceso de refinamiento	38
Velocidades de crecimiento de los segmentos de dislocaciones	44
Probabilidad de choque, $P(L)$	47
3.3.5 La velocidad de deformación	47
3.3.6 Resolución numérica del modelo	48
4. Ajuste y validación del modelo	50
4.1 Introducción	50
4.2 Ajuste del modelo de recuperación	50
4.2.1 Modelo de recuperación	50
4.2.2 Distribución de longitudes de dislocaciones inicial	50
4.2.3 Ajuste de los datos experimentales	51
4.2.4 Discusión sobre el ajuste del modelo de recuperación	56
4.3 Ajuste del modelo de termofluencia	57
4.3.1 Modelo de termofluencia	57

4.3.2	Adimensionalización del modelo de termofluencia	57
4.3.3	Distribución de longitudes de dislocaciones inicial	58
4.3.4	Ajuste de los datos experimentales	59
	Datos de termofluencia a 600°C	59
	Datos de termofluencia a 650°C	63
4.3.5	Discusión sobre el ajuste del modelo de termofluencia	65
5.	Discusión	68
5.1	Introducción	68
5.2	Algunos resultados numéricos del modelo	68
5.2.1	Evolución temporal de variables	68
5.2.2	Densidades de dislocaciones durante termofluencia estacionaria	73
5.3	Sensibilidad del modelo	75
5.3.1	Variación de la distribución inicial, $\varnothing_0(L)$	75
5.3.2	Variación de la probabilidad de choque, $P(L)$	77
5.3.3	Variación de la velocidad de dislocaciones móviles, g_m	80
5.3.4	Variación de la constante α	82
5.4	Aplicación del modelo a material deformado en frío	84
6.	Conclusiones	87
	Apéndice I	89
	Referencias	91

1. Introducción

1.1 Objetivo

1.1.1 Antecedentes

Durante el proceso industrial de fabricación de algunas conexiones, los extremos de los tubos laminados y templados y revenidos son deformados plásticamente en frío, con el objetivo de poder mecanizar adecuadamente las roscas. Esta deformación en frío introduce deformación plástica no homogénea en los diferentes puntos del material, aumentando en gran medida su densidad de dislocaciones. Por otro lado, la no homogeneidad en la deformación plástica genera un estado de tensiones residuales en los extremos de los tubos. Debido a que tanto la deformación plástica como las tensiones residuales afectan las propiedades mecánicas y la resistencia del material a la fisuración bajo tensión en medio sulfhídrico [1, p. 585 y 708], se procede a realizar un tratamiento térmico de recocido a los extremos de los tubos, posterior a la deformación. Durante el recocido se activan los procesos metalúrgicos de recuperación y termofluencia. Si bien se los identifican como dos procesos, se verá más adelante que están íntimamente relacionados.

La recuperación es un fenómeno térmicamente activado, en el cual se produce una reducción de los defectos cristalinos introducidos durante la deformación en frío, principalmente dislocaciones [2, p. 127]. La recuperación se activa debido a la presencia de una estructura cristalina deformada y a las altas temperaturas durante el recocido, que favorecen la difusión y la movilidad de las dislocaciones. Como resultado de la misma, las dislocaciones se aniquilan y arreglan en una estructura de baja energía, reduciéndose la densidad de dislocaciones y, con ella, las propiedades mecánicas del material.

Por su lado, la termofluencia es un proceso de deformación plástica o fluencia viscosa del material, que se origina por la presencia conjunta de las altas temperaturas y las tensiones residuales en el material. La termofluencia es la responsable de la relajación de tensiones en los extremos de los tubos, debido a que produce la transformación de deformaciones elásticas en deformaciones plásticas [3, p. 520].

Las propiedades mecánicas y la resistencia a la fisuración finales dependerán en gran medida de la cinética de los procesos metalúrgicos anteriores durante el ciclo de recocido. Particularmente, son de interés la evolución temporal de la densidad de dislocaciones y de la deformación por termofluencia. La primera está directamente relacionada con las propiedades mecánicas, principalmente con la tensión de fluencia del material, como se verá más adelante. La segunda es responsable del alivio de tensiones de los extremos de los tubos.

La figura 1.1 resume esquemáticamente el proceso descrito previamente.

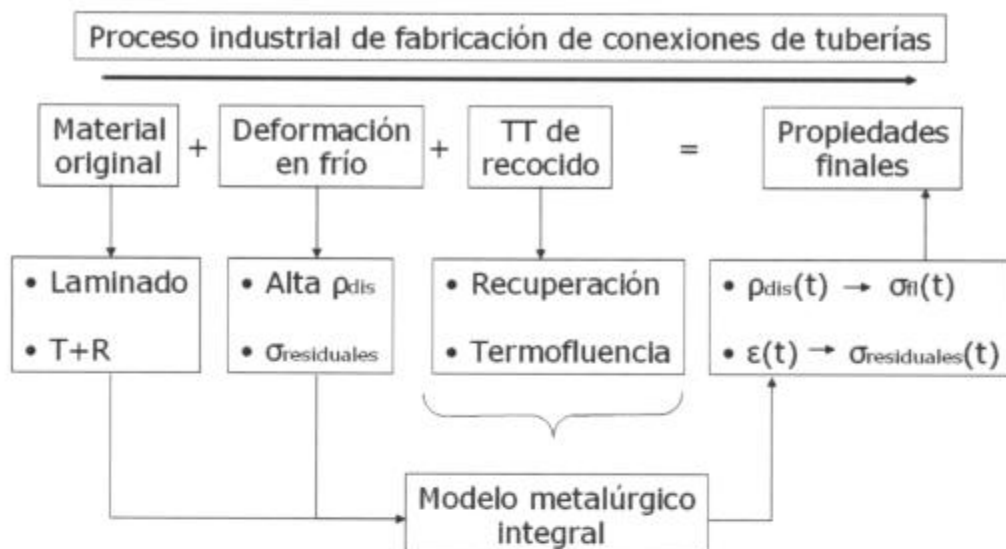


Figura 1.1. Esquema del proceso metalúrgico en la fabricación de conexiones de tubos.

De lo expuesto anteriormente, resulta evidente que el modelado metalúrgico de los procesos de recuperación y termofluencia constituye una herramienta fundamental en el diseño y optimización de los tratamientos térmicos a aplicar a los extremos de tubos deformados en frío.

1.1.2 Objetivo del trabajo

El objetivo del presente trabajo es desarrollar un modelo metalúrgico para predecir las cinéticas de recuperación y termofluencia durante el recocido. El material estudiado es un acero al Cr-Mo, sin y con deformación plástica en frío.

1.2 Revisión bibliográfica de los procesos involucrados

En las siguientes secciones se realizará una revisión acerca de los distintos fenómenos metalúrgicos involucrados en el proceso detallado previamente: la deformación plástica en frío y el recocido.

1.2.1 La deformación en frío

Durante la deformación, la microestructura del metal se modifica de varias maneras. Por un lado, los granos cambian su forma y se produce un importante aumento en el área de bordes de grano. Esta nueva área de bordes de grano se crea por la incorporación de algunas de las dislocaciones que se generan continuamente durante el proceso de deformación [2, p. 11]. Una segunda característica de la deformación, es la aparición de una estructura de dislocaciones dentro de los granos. Esta también resulta a

partir de la acumulación de dislocaciones, y está acompañada por un gran incremento de la densidad de dislocaciones del material. Excepto por la pequeña contribución de vacancias e intersticiales, la suma de las energías de todas las dislocaciones y nuevas interfases representa la energía de deformación almacenada en el material. Otra consecuencia de la deformación que resulta relevante, es el cambio de la orientación de los cristales y de los granos individuales de un metal policristalino, relativo a las direcciones de las tensiones aplicadas. Estos cambios no son aleatorios, e implican rotaciones que están directamente relacionadas con la cristalografía del material [4, p. 40]. Como resultado, los granos adquieren una orientación preferencial, o textura, que se vuelve más fuerte a medida que la deformación continúa.

Por otro lado, las deformaciones plásticas no homogéneas, típicas de los procesos de conformado plástico, generan tensiones residuales en el material [5, p. 118]. Estas tensiones son macroscópicas: varían en forma continua a través de todo el volumen del cuerpo y actúan sobre regiones que son grandes comparadas con las dimensiones atómicas.

1.2.2 El proceso de recocido

La energía libre de un material cristalino aumenta durante la deformación, debido a la presencia de dislocaciones e interfases. En este estado, el material es termodinámicamente inestable [2, p. 1]. Sin embargo, a bajas temperaturas homólogas (definida como el cociente entre la temperatura y la temperatura de fusión, en Kelvin, T/T_f), los procesos atomísticos necesarios para hacer desaparecer los defectos son muy lentos, y la estructura de defectos se mantiene luego de la deformación.

Para acelerar este proceso, se realiza un tratamiento térmico que se conoce como recocido. Existen, en general, varios tipos de recocidos dependiendo de la finalidad del tratamiento y de las temperaturas de permanencia [6, p. 26]. Particularmente, para el caso de aceros, el recocido que se realiza a una temperatura menor a la del eutectoide o primer temperatura de transformación (alrededor de 723°C), tiene como objetivo la recuperación de las propiedades del material deformado y la relajación de tensiones residuales en la pieza. En el caso de un acero templado y revenido, el recocido se realiza típicamente a una temperatura menor a la de revenido, para no producir sobrevenido.

Durante el recocido, el material es calentado a una temperatura tal que los procesos térmicamente activados, como la difusión en estado sólido, proveen mecanismos por los cuales los defectos pueden ser removidos o arreglados en configuraciones de menor energía.

El recocido de un metal deformado en frío promueve la restauración parcial de la microestructura y de las propiedades a los valores originales, a través de la aniquilación y el arreglo de las dislocaciones [2, p. 2]. Los cambios microestructurales durante la recuperación son relativamente homogéneos y generalmente no afectan los bordes de los granos deformados. Procesos similares pueden también ocurrir durante la deformación a altas temperaturas; esta recuperación dinámica tiene una gran importancia en procesos como la deformación en caliente o la termofluencia de los metales. La recuperación generalmente implica una restauración parcial de las propiedades del material, ya que la estructura de dislocaciones generada

por la deformación no es removida totalmente, aunque alcanza un estado metaestable. Puede ocurrir otro proceso de restauración del material, llamado recrystalización, en el cual se forman nuevos granos libres de dislocaciones, dentro de la estructura deformada o recuperada. Los nuevos granos crecen a expensas de los antiguos, resultando en una nueva estructura con una baja densidad de dislocaciones. La recrystalización puede ocurrir durante la deformación a alta temperatura, conociéndose como recrystalización dinámica. Para que ocurra la recrystalización, la deformación y la temperatura deben sobrepasar ciertos valores umbrales.

Aunque la recrystalización sea completa, el material sigue en un estado termodinámicamente inestable, ya que sigue conteniendo una gran cantidad de bordes de grano [2, p. 3]. Como consecuencia, un recocido puede originar el crecimiento de grano, eliminándose los granos más pequeños y creciendo los más grandes. En algunos casos, este crecimiento normal de los granos puede transformarse en un crecimiento selectivo de pocos granos de gran tamaño, un proceso conocido como crecimiento anormal de granos o recrystalización secundaria.

Algunos procesos del recocido, como la recuperación y el crecimiento normal de grano, ocurren en forma relativamente homogénea, mientras que otros, como la recrystalización y el crecimiento anormal de grano, son muy heterogéneos [2, p. 3].

A fin de distinguir precisamente los procesos de recuperación, y los de recrystalización y crecimiento de grano, se acude al enunciado propuesto por Doherty et al [7]: la recuperación puede definirse como todos aquellos procesos que ocurren en un material deformado sin la migración de bordes de grano de alto ángulo. Entonces, la recuperación puede diferenciarse de la recrystalización y del crecimiento de grano, ya que estos últimos implican el movimiento de bordes de grano de alto ángulo. Así, el término recuperación se refiere a los cambios en las propiedades de un material deformado, previos a la recrystalización. Estos cambios tienden a restaurar los valores de las propiedades a los previos a la deformación. Actualmente se reconoce que la recuperación se debe principalmente a los cambios en la estructura de las dislocaciones del material.

Por otro lado, la presencia de tensiones externas en el material durante el ciclo de recocido, activa el proceso de termofluencia. Existen diferentes mecanismos por los cuales se produce la deformación por termofluencia, siendo el actuante dependiente de la tensión y temperatura para un dado material.

En el caso particular de estudio, la deformación plástica no homogénea de los extremos de los tubos introduce tensiones residuales macroscópicas en el material. Los valores típicos de estas tensiones y de las temperaturas de recocido activan, principalmente, mecanismos de termofluencia que involucran movimiento de dislocaciones. Bajo estas condiciones, la termofluencia puede considerarse como un proceso en el cual se presenta un balance entre el endurecimiento por deformación (debido al movimiento de las dislocaciones) y la recuperación de la estructura de dislocaciones, que actúan simultáneamente. En este caso, lo que se conoce habitualmente como recuperación de un material deformado puede considerarse como un caso particular de la termofluencia por movimiento de dislocaciones, cuando la tensión aplicada es nula.

En este trabajo se desarrolló un modelo general de termofluencia, aplicable a materiales sin y con deformación previa. El modelo general describe tanto

el proceso de deformación y generación de dislocaciones (cuando hay tensión aplicada), como el proceso de recuperación. Para el caso de un material deformado sin tensión externa, el modelo se reduce a la descripción del proceso de recuperación.

A continuación se detallan las características generales de los fenómenos de recuperación y termofluencia.

El proceso de recuperación

La recuperación de dislocaciones implica en general una serie de micromecanismos [2, p. 127]. La ocurrencia o no de estos micromecanismos depende de una serie de variables, incluyendo el tipo de material y su pureza, nivel de deformación, temperatura de deformación y temperatura de recocido. En muchos casos, algunas de estas etapas ocurren durante la deformación, dando lugar a la recuperación dinámica. Aunque las etapas de recuperación tienden a ocurrir en el orden descendente mostrado en la figura 1.2, puede haber un solapamiento importante entre las mismas. La figura 1.2.a representa el estado de la estructura de dislocaciones del material deformado. Al inicio del recocido, las dislocaciones se acomodan formando complejas redes de dislocaciones, dando lugar a la creación de celdas, como muestra la figura 1.2.b. Posteriormente, se promueve la aniquilación de dislocaciones que reduce la densidad de las mismas dentro de las celdas, figura 1.2.c. Continuando el recocido, los bordes de celdas se convierten en redes de dislocaciones más regulares, dando lugar a la formación de subgranos, según las figuras 1.2.d. Eventualmente, como muestra la figura 1.2.e, los subgranos tenderán a crecer para reducir los bordes de subgranos.



Figura 1.2. Varias etapas en la recuperación de un material deformado plásticamente.

La figura 1.2.a representa el estado de la estructura de dislocaciones del material deformado. Al inicio del recocido, las dislocaciones se acomodan formando complejas redes de dislocaciones, dando lugar a la creación de celdas, como muestra la figura 1.2.b. Posteriormente, se promueve la aniquilación de dislocaciones que reduce la densidad de las mismas dentro de las celdas, figura 1.2.c. Continuando el recocido, los bordes de celdas se convierten en redes de dislocaciones más regulares, dando lugar a la formación de subgranos, según las figuras 1.2.d. Eventualmente, como muestra la figura 1.2.e, los subgranos tenderán a crecer para reducir los bordes de subgranos.

Los cambios microestructurales que ocurren durante la recuperación afectan, entre otras, a las propiedades mecánicas del material [2, p. 127]. Por esta razón, la dureza y la tensión de fluencia del material suelen ser utilizadas para medir el grado de recuperación. La figura 1.3 muestra resultados experimentales de la recuperación de la dureza, obtenidos en hierro deformado al 5% a 0°C, y recocido isotérmicamente a distintas temperaturas [2, p. 132].

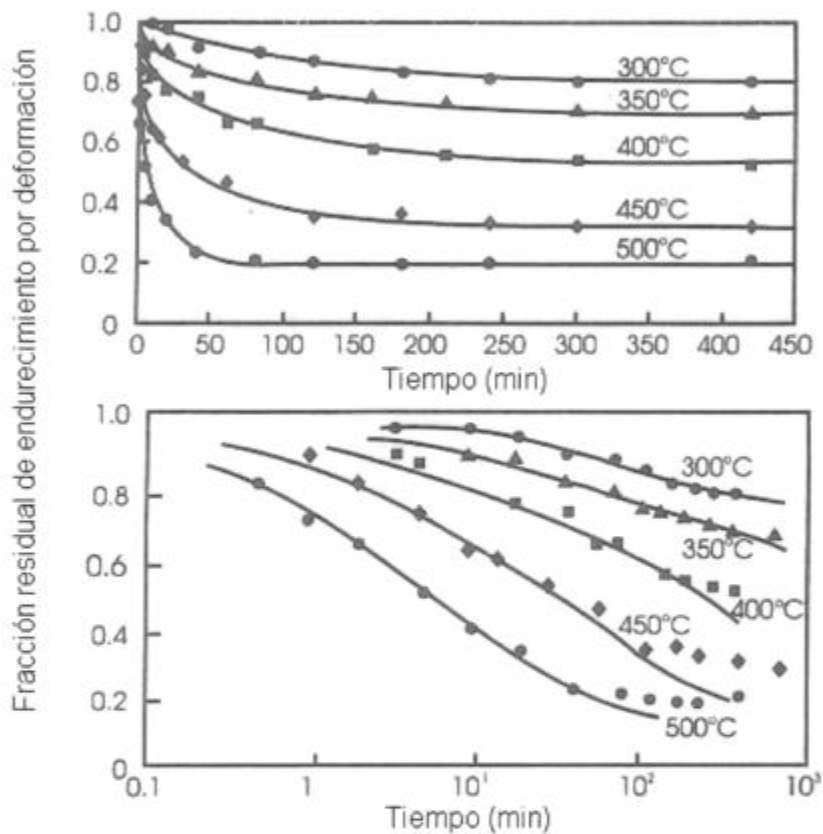


Figura 1.3. Recuperación de la dureza en función del tiempo para hierro deformado al 5% y recocido isotérmicamente (Referencia 2, p. 132).

Durante la recuperación se produce una reducción en la energía almacenada en el material, a través del movimiento de las dislocaciones [2, p. 135]. Esto se realiza principalmente mediante dos procesos: la aniquilación de dislocaciones y el arreglo de las mismas en configuraciones de menor energía. Ambos procesos son posibles gracias al deslizamiento, trepado y deslizamiento cruzado de las dislocaciones.

La **migración y aniquilación de dislocaciones** durante la recuperación ocurre esencialmente en las tres primeras etapas de la figura 1.2. La aniquilación se produce durante el movimiento o migración de las dislocaciones debido a las interacciones elásticas entre las mismas, que dependen de su vector de Burgers y de su posición relativa [2, p. 136]. Por ejemplo, dislocaciones paralelas de signos opuestos ubicadas en el mismo plano de deslizamiento pueden aniquilarse por deslizamiento. Este proceso puede ocurrir a bajas temperaturas, reduciendo la densidad de dislocaciones y produciendo la recuperación dinámica. Por otro lado,

dislocaciones paralelas de signos opuestos ubicadas en distintos sistemas de deslizamiento pueden aniquilarse por una combinación de deslizamiento y trepado. Como el trepado requiere activación térmica, este tipo de aniquilación ocurre a altas temperaturas. A su vez, una configuración similar de dislocaciones de hélice puede aniquilarse por deslizamiento cruzado, pudiendo ocurrir a bajas temperaturas si el material tiene una alta energía de falla de apilamiento, mientras que ocurre solamente a altas temperaturas en materiales de baja energía de falla de apilamiento.

En un caso más general, donde la estructura de dislocaciones es más compleja (como en el caso de un material policristalino deformado en frío, donde se activan numerosos sistemas de deslizamiento), el mecanismo que controla la cinética de recuperación no resulta obvio, y al mecanismo de trepado de dislocaciones asistido por difusión, pueden agregársele el de deslizamiento y deslizamiento cruzado activados térmicamente [2, p. 138].

El **arreglo de las dislocaciones en configuraciones energéticamente más estables**, se corresponde con las etapas c, d y e de la figura 1.2. Existen dos mecanismos por los cuales se produce este proceso: la poligonización y la formación de subgranos.

Si durante la deformación se produce un número desigual de dislocaciones de signos opuestos, como se muestra en la figura 1.4.a, el exceso de dislocaciones no puede ser removido por aniquilación [2, p. 144]. Por lo tanto, durante el recocido, estas dislocaciones en exceso crearán configuraciones de menor energía, en forma de arreglos regulares o bordes de grano de bajo ángulo. El caso más sencillo se muestra en la figura 1.4.c, donde se presentan dislocaciones con un solo vector de Burgers. Una estructura de tal tipo puede producirse por el curvado de un cristal que está deformando en un solo sistema de deslizamiento, como mostró Cahn [8].

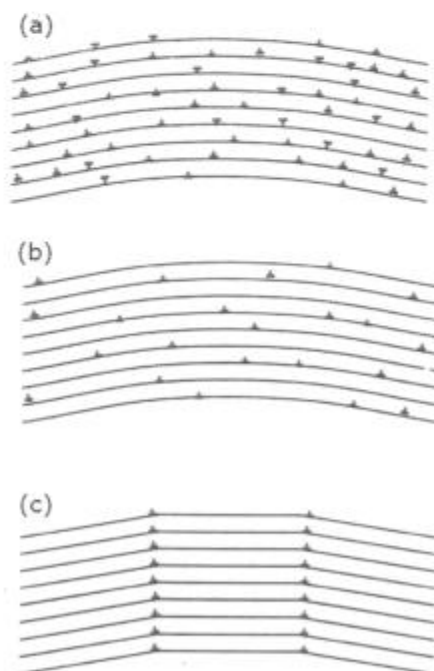


Figura 1.4. Poligonización de un cristal curvado conteniendo dislocaciones de borde. a) Estado deformado, b) Después de la aniquilación de dislocaciones, c) Formación de bordes de bajo ángulo.

Este mecanismo se conoce como **poligonización**, y genera bordes de grano de bajo ángulo. La energía de un borde de grano de bajo ángulo aumenta con el grado de desorientación de los cristales adyacentes, mientras que la energía por dislocación disminuye con esta desorientación [2, p. 144], como muestra la figura 1.5. Por lo tanto, para un número de dislocaciones que no ha sido aniquilado, conviene generar menos bordes de subgrano, pero más desorientados. Existe, por lo tanto, una fuerza impulsora para formar menos bordes y más desorientados, a medida que avanza la recuperación.

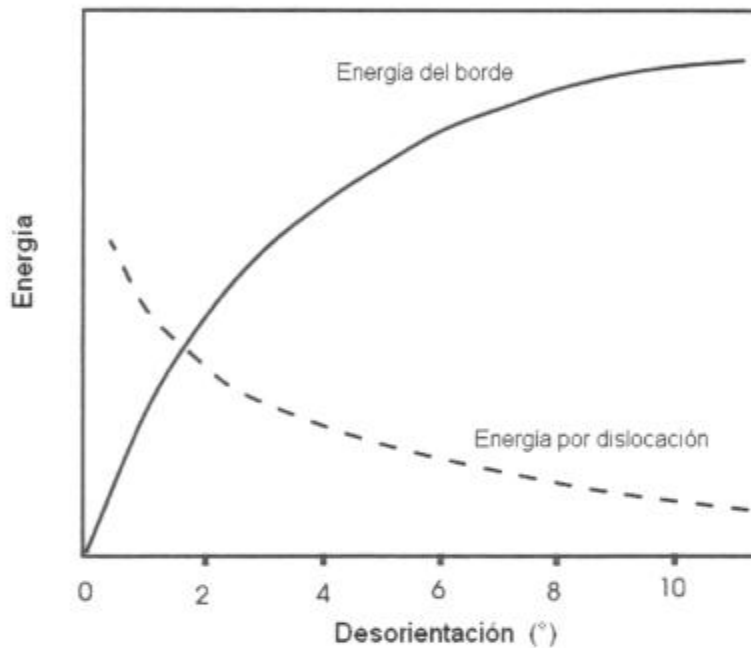


Figura 1.5. Energía de un borde de bajo ángulo y energía por dislocación, en función del ángulo de desorientación.

La formación de estas estructuras hace que el material recocido a largos tiempos no presente una recuperación completa de propiedades, como se ve en la figura 1.3.

En el caso de un material policristalino sometido a grandes deformaciones, las estructuras de dislocaciones producidas durante la deformación y el recocido posterior son mucho más complejas que en el caso anterior, representado esquemáticamente con la figura 1.4 [2, p. 145]. Esto se debe a que existen dislocaciones de diferentes vectores de Burgers, que forman redes bidimensionales.

En aleaciones de energías de fallas de apilamiento medias y altas, las dislocaciones se acomodan después de la deformación en forma de estructuras celulares tridimensionales [2, p. 145]. Los bordes de las celdas están formados por complejas redes de dislocaciones. Durante el recocido, estos bordes se convierten en redes de dislocaciones más regulares, o en bordes de grano de bajo ángulo, y el número de dislocaciones dentro del interior de la celda disminuye. En otras palabras, se produce la **formación de subgranos** con bordes de bajo ángulo, que reemplazan a las antiguas

celdas. Este proceso implica cierta aniquilación de dislocaciones y el arreglo de otras en configuraciones de menor energía.

La energía almacenada en una subestructura recuperada sigue siendo grande, comparada, por ejemplo, con la del material completamente recristalizado, y puede ser reducida por el **crecimiento de la subestructura**, que lleva a una reducción del área total de los bordes de bajo ángulo en el material [2, p. 147]. Se han propuesto dos mecanismos bastante diferentes para explicar el proceso de crecimiento de la subestructura. El primero de ellos se basa en la migración del borde de subgrano, en forma similar a la migración de los bordes de grano durante el crecimiento de grano que sigue a la recristalización [2, p. 152]. En este mecanismo, las fuerzas impulsoras locales para la migración de los bordes de bajo ángulo provienen de la energía y orientación de bordes adyacentes. El segundo mecanismo propuesto [2, p. 153], supone que los subgranos pueden rotar por procesos de difusión en los bordes, hasta que los subgranos adyacentes alcancen una orientación similar. Los dos subgranos involucrados coalescen con poca migración de los bordes. La fuerza impulsora de este proceso es la reducción de la energía total asociada a los bordes de subgrano. En general, la cinética de este proceso es lenta ya que la fuerza impulsora es baja.

Variables que afectan el grado de recuperación

Se ha encontrado que para materiales policristalinos, la recuperación completa ocurre solamente para bajas deformaciones en frío [9, 10]. Por otro lado, si la deformación es baja, la fracción de recuperación crece con la deformación previa del material y con la temperatura de recocido, para un mismo tiempo.

La naturaleza del material también tiene influencia sobre el grado de recuperación [2, p. 131]. Uno de los parámetros fundamentales es la energía de falla de apilamiento, que al afectar el proceso de disociación de dislocaciones, determina la velocidad del trepado de dislocaciones y del deslizamiento cruzado. Metales con baja energía de falla de apilamiento (Cu, bronce α , acero inoxidable austenítico) sufren poca recuperación de la estructura de dislocaciones, previa a la recristalización. Por el contrario, en metales con alta energía de falla de apilamiento (hierro α , Al), el trepado de dislocaciones es rápido y la recuperación puede ser significativa.

Los solutos pueden influenciar la recuperación a través de su efecto en la energía de falla de apilamiento, anclando dislocaciones o afectando la concentración y movilidad de las vacancias [2, p. 131].

La presencia de partículas de segunda fase puede influenciar en la cinética del proceso de recuperación de los subgranos, por su efecto de anclado de los bordes [2, p. 164].

El proceso de termofluencia

La termofluencia o *creep* es un proceso de degradación estructural de un componente, que ocurre generalmente por una combinación de tensión aplicada, menor a la de fluencia, y temperatura [11, p. 659]. El material, a pesar de resistir las cargas aplicadas inicialmente, comienza a deformarse

anelásticamente, cambiando sus dimensiones con el tiempo. La termofluencia se caracteriza por una deformación lenta del material, que se comporta como si fuera viscoso.

La termofluencia es en general un proceso no deseado, y finaliza con la fractura o rotura de una muestra o componente, debido a los daños producidos en el borde y dentro de los granos.

Un ensayo de termofluencia consiste en someter la probeta a una carga o tensión constante, manteniendo también constante la temperatura de la muestra [4, p. 100]. La deformación se mide en función del tiempo transcurrido. Entonces, el comportamiento del material en el ensayo de termofluencia se lo representa con un diagrama de la deformación en función del tiempo, donde los parámetros más importantes son la tensión aplicada y la temperatura de la probeta. En materiales metálicos, la mayoría de los ensayos se realizan en condiciones uniaxiales de tensión, con probetas de geometría similar a las utilizadas en ensayos de tracción. Para la gran mayoría de los materiales las propiedades de termofluencia son prácticamente independientes de la dirección de carga.

Los ensayos de termofluencia se pueden realizar a tensión o carga constante, siendo el ensayo a tensión constante el utilizado típicamente para estudiar los mecanismos que se producen durante la termofluencia [4, p. 101].

La velocidad de deformación de un material sometido a una tensión constante depende fuertemente de la temperatura [4, p. 103]. En el caso de los metales, la termofluencia se hace importante a temperaturas mayores a $0,4 T_f$, siendo T_f la temperatura absoluta de fusión del metal. En general, a altas temperaturas y altas tensiones se observa termofluencia en todos los materiales. Si bien la termofluencia suele ser común a altas temperaturas, se han encontrado casos donde ocurre a temperatura ambiente, e, inclusive, a muy bajas temperaturas. Sin embargo, los mecanismos a nivel atómico que determinan la velocidad de deformación son generalmente diferentes, dependiendo del rango de temperaturas considerado.

La figura 1.6 representa esquemáticamente el comportamiento de un metal en un ensayo de termofluencia a tensión constante. Una vez aplicada la carga, hay una deformación elástica instantánea, como se indica en la figura. La curva de termofluencia muestra, generalmente, tres regiones [4, p. 102].

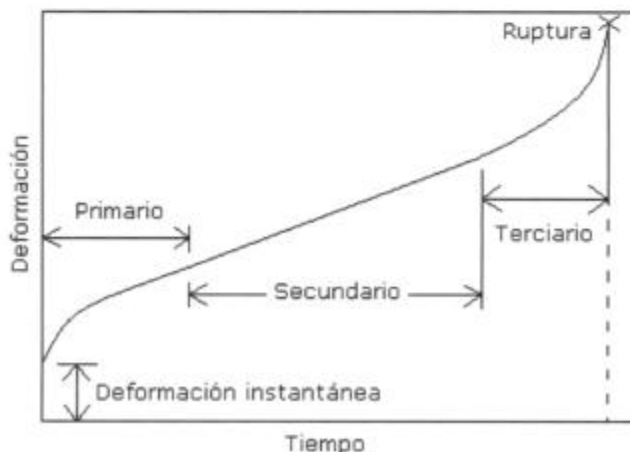


Figura 1.6. Curva de termofluencia a tensión constante.

Primero aparece la termofluencia primaria o transiente, caracterizada por una velocidad de deformación decreciente con el tiempo; es decir, la pendiente de la curva deformación versus tiempo decrece [4, p. 102]. Esto indica que se produce un aumento en la resistencia a la termofluencia, debido al endurecimiento por deformación del material.

Posteriormente se alcanza una condición de velocidad de deformación mínima y que permanece constante durante un cierto intervalo de tiempo [4, p. 102]. La curva de termofluencia presenta una región lineal, y se alcanza la termofluencia en estado secundario. En esta etapa, se considera que se ha logrado un balance entre el proceso de endurecimiento por deformación y la recuperación (siendo este último un proceso mediante el cual el material se ablanda y recupera su capacidad para deformarse). La termofluencia secundaria suele ser la etapa de más larga duración.

Finalmente, durante la termofluencia terciaria, se produce una aceleración de la velocidad de deformación y la falla de la probeta [4, p. 102]. Esta rotura es el resultado de cambios microestructurales o metalúrgicos como, por ejemplo, la separación de los bordes de grano, formación de fisuras internas o cavidades. Todo esto lleva a una disminución de la sección resistente efectiva, y a un aumento de la velocidad de deformación.

La tensión y la temperatura influyen sobre las características del proceso de termofluencia, como se muestra esquemáticamente en el comportamiento de las curvas de termofluencia de la figura 1.7. Si la temperatura está por debajo de $0,4 T_r$, la deformación posterior a la inicial es prácticamente independiente del tiempo [4, p. 103]. Un aumento en la tensión genera un aumento en la deformación instantánea, un aumento en la velocidad de deformación en el estado estacionario y una disminución en el tiempo de rotura.

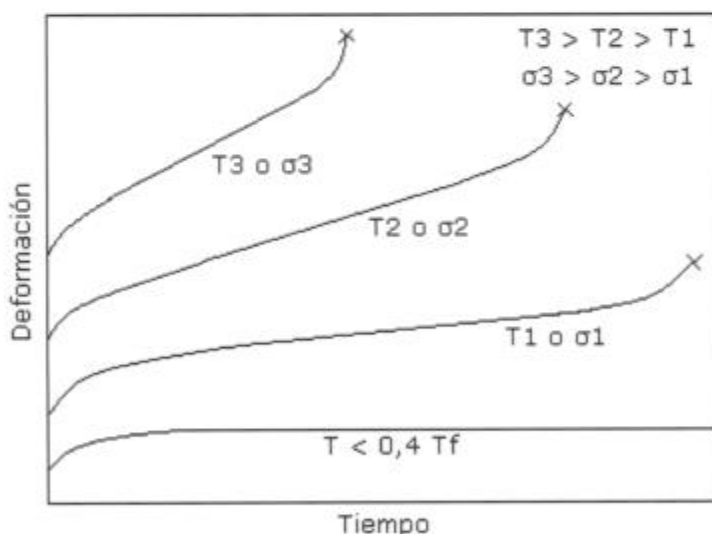


Figura 1.7. Efectos de la tensión y la temperatura en las curvas de termofluencia.

Durante la termofluencia a alta temperatura la influencia de la difusión es muy importante [4, p. 104]. Debido a esto, la recuperación de la estructura de dislocaciones mediante el reacondicionamiento y la aniquilación de pares de dislocaciones se ve facilitada grandemente por el trepado y deslizamiento

de las dislocaciones. Es común que ocurra recrystalización durante la deformación por termofluencia. En policristales metálicos también son importantes el deslizamiento de los bordes de grano y su migración. A bajas tensiones, la deformación no se produce por el movimiento de dislocaciones, sino exclusivamente por difusión de vacancias y la deformación del borde de grano.

Mapas de deformación

El mecanismo que produce la deformación a alta temperatura puede visualizarse fácilmente a partir de los mapas de deformación [4, p. 104]. Éstos fueron propuestos por J. Weertman y J. R. Weertman [12] y estudiados en detalle por Ashby [13]. En los mapas de deformación se presentan regiones en el espacio tensión-temperatura donde un mecanismo particular de deformación ocurre. Su utilidad práctica es ampliamente reconocida y se ha realizado mucha investigación al respecto.

La figura 1.8 muestra esquemáticamente el mapa representado por Frost y Ashby [14].

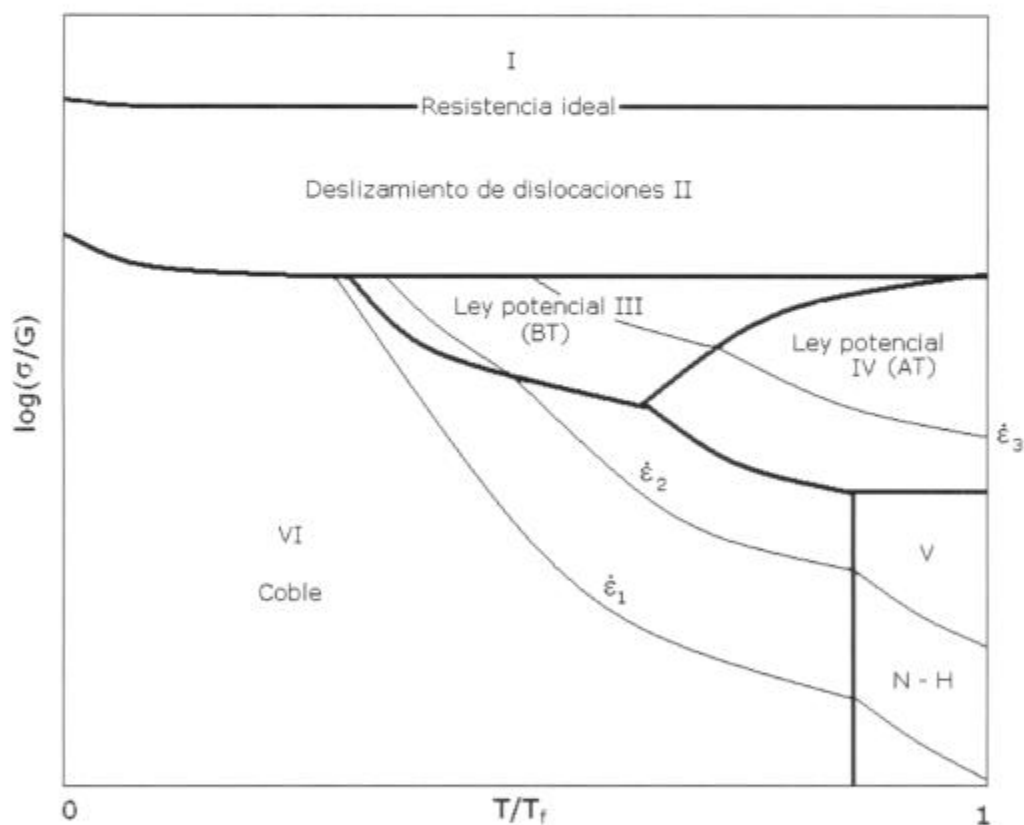


Figura 1.8. Esquema del mapa de deformación propuesto por Frost y Ashby [14].

Para la mayoría de los mecanismos de deformación, la tensión de fluencia σ es proporcional al módulo de corte G , por lo que el eje de las tensiones se lo normaliza con respecto a G para eliminar las diferencias entre los materiales. Lo mismo se aplica al eje de temperaturas, que es normalizado con la temperatura de fusión absoluta, T_f . En esta representación el mapa

resulta casi independiente del material de que se trate, siempre que la naturaleza de su unión (metálica covalente) y su estructura cristalina sean las mismas. Se han agregado en la figura 1.8 las líneas de velocidad de deformación constante ($\dot{\epsilon}_1$, $\dot{\epsilon}_2$, $\dot{\epsilon}_3$).

Si la tensión aplicada supera la resistencia ideal (alrededor de $G/20$), el material se deforma con una velocidad de deformación fijada por la máquina de ensayo, correspondiendo a la región I del mapa [4, p. 105].

La región II representa la región de altas tensiones por debajo de la resistencia ideal, y corresponde al deslizamiento de dislocaciones [4, p. 105]. Aquí, la velocidad de deformación es suficientemente alta como para que el efecto de difusión de vacancias sobre la misma sea despreciable.

Para la región donde la tensión es suficientemente baja como para que no se muevan las dislocaciones, la deformación ocurre principalmente por difusión direccional de vacancias [4, p. 105], regiones V y VI. En este tipo de deformación, el transitorio inicial de termofluencia prácticamente no existe, y la deformación se produce principalmente por termofluencia secundaria, a velocidad constante. A esta región se la denomina como región de termofluencia difusional.

En las condiciones de termofluencia difusional se proponen principalmente los mecanismos de Nabarro-Herring y de Coble. Nabarro y Herring (N-H) [15, 16] presentaron un mecanismo que involucra el flujo de vacancias dentro del grano. Las vacancias se mueven de forma tal de producir un aumento en la longitud del grano en la dirección en la que está aplicada la tensión de tracción. Este mecanismo ocurre para las condiciones de la región V del mapa de deformación.

Por su lado Coble [17] propuso otro mecanismo basado en la difusión en los bordes de grano, en vez de la difusión en el volumen del grano. Esta difusión resulta en el deslizamiento de los bordes de grano, y se corresponde a las condiciones de la región VI del mapa.

Tanto la termofluencia de Nabarro-Herring, dominante a altas temperaturas, como la termofluencia de Coble, dominante a menores temperaturas, muestran una dependencia lineal de la velocidad de deformación con la tensión aplicada [4, p. 107].

Entre la región II de altas tensiones (deslizamiento de dislocaciones) y las regiones V y VI de bajas tensiones (termofluencia por difusión), aparece una región en la que los mecanismos de deslizamiento de dislocaciones y la difusión contribuyen a la deformación por termofluencia [4, p. 108]. Cabe destacar que no son contribuciones aditivas, sino que la deformación se produce casi exclusivamente por el movimiento de las dislocaciones, que resulta controlado por la difusión. Esta región se la llama a menudo como la región de termofluencia potencial, ya que la velocidad de deformación en el estado estacionario es proporcional a la enésima potencia de la tensión aplicada [4, p. 108]. En el mapa de deformación de la figura 1.8, la termofluencia potencial está representado por las regiones III y IV.

En estas regiones, a medida que aumenta la deformación por termofluencia, aumenta la densidad de dislocaciones. Esto hace que la tensión interna aumente y el movimiento de las dislocaciones sea obstruido por su interacción mutua [4, p. 108]. En este caso el movimiento de las dislocaciones es asistido por la difusión, que permite a las dislocaciones trepar, produciendo un arreglo de las mismas en estados más estables y la aniquilación de pares de dislocaciones, disminuyendo así la energía interna. De esta forma la deformación continúa hasta que el endurecimiento por

trabajado compense nuevamente la reducción de la tensión interna. Resumiendo, el deslizamiento de dislocaciones no es un proceso controlado por difusión, pero la disminución de obstáculos al deslizamiento si está controlada por difusión. Esto es válido cuando el obstáculo más importante es la tensión interna resultante de la interacción entre dislocaciones.

En la región III o de baja temperatura (BT), la difusión se produce principalmente por el mecanismo de difusión por canales a lo largo del núcleo de las dislocaciones. En la región IV o de alta temperatura (AT), prevalece la difusión por la red, y el mecanismo determinante para la velocidad de deformación no es ahora el trepado de dislocaciones, sino el deslizamiento de las mismas.

Harper y Dorn [18] observaron otro tipo de termofluencia en Al, diferente tanto a la termofluencia difusional como a la termofluencia potencial, que ocurre a altas temperaturas y bajas tensiones. Este mecanismo, que no se representa en los mapas de deformación, presenta velocidades 1000 veces superiores a las predichas por el mecanismo de Nabarro-Herring. Además, no se observa elongación selectiva en los bordes de grano perpendiculares al eje tensil, y la velocidad es independiente del tamaño de grano, a diferencia del mecanismo de Nabarro-Herring. Concluyeron que la termofluencia ocurre exclusivamente por trepado de dislocaciones. Le May [19] extendió este concepto y propuso que el mecanismo está dado por la difusión de vacancias entre fuentes y sumideros, los cuales son las dislocaciones que trepan. Se puede observar que el camino de difusión en este caso es mucho menor que el correspondiente a la termofluencia de Nabarro-Herring.

1.3 Modelos metalúrgicos para describir la recuperación y la termofluencia

El presente trabajo se centró en el desarrollo de un modelo de recuperación y termofluencia, basado en la evolución de la estructura de dislocaciones. En el caso de termofluencia, se asume que las condiciones de tensiones y temperatura generadas en el proceso de producción de las conexiones de tubos son, principalmente, las correspondientes a mecanismos que involucran el movimiento de dislocaciones, regiones II y III de la figura 1.8. La figura 1.9 muestra un mapa de deformación de un acero cuya composición química es similar al estudiado [20]. El cuadrante verde sobre la figura identifica aproximadamente la zona de tensiones y temperaturas de interés. Esta abarca entre los 100MPa y prácticamente la tensión de fluencia y entre 400°C y la temperatura de revenido (dependiendo el caso, más o menos próxima a la temperatura eutectoide).

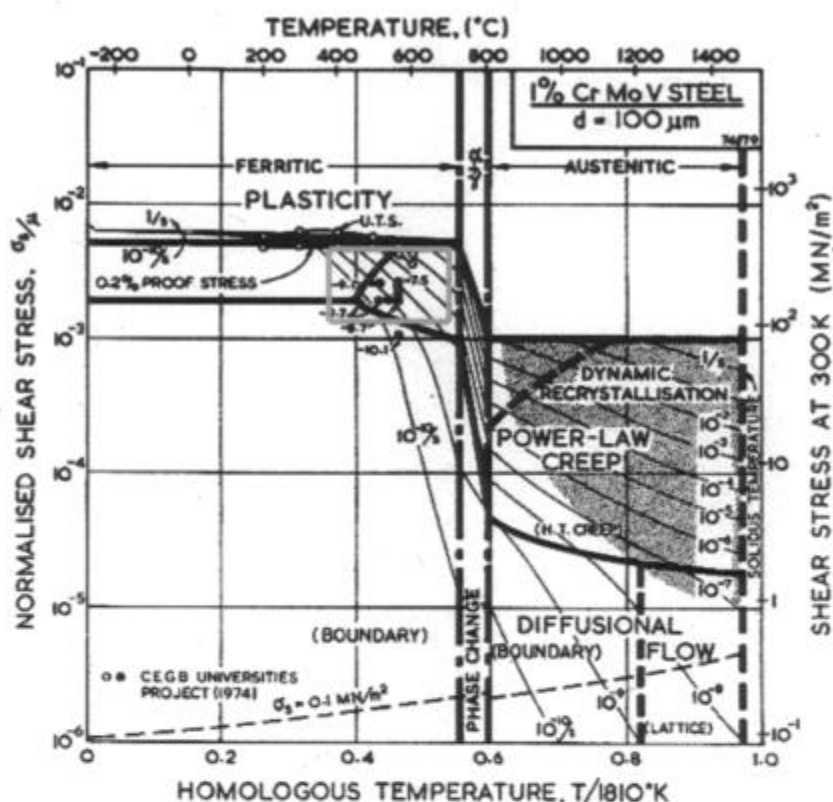


Figura 1.9. Mapa de deformación de un acero con 1% Cr – Mo – V (Referencia 20).

En la literatura se han presentado modelos microestructurales para predecir tanto la cinética de recuperación como la de termofluencia en el rango de tensiones y temperaturas de interés, en los cuales la densidad de dislocaciones es la variable microestructural que caracteriza la evolución de la estructura de dislocaciones del material durante el proceso.

En el caso de recuperación de material deformado, la mayoría de las ecuaciones utilizadas tiene una dependencia logarítmica o exponencial con el tiempo [2, p. 127]. Con bases más fundamentales, se ha propuesto que la recuperación está controlada por varios mecanismos atómicos, térmicamente activados, incluyendo el deslizamiento, el trepado y el deslizamiento cruzado de dislocaciones [21, 22, 23]. Esto lleva a asumir una energía de activación dependiente de las tensiones internas [21, 22, 24]. Verdier et al [25] propone un modelo donde la recuperación es tratada como un proceso de relajación de las tensiones internas. Por otro lado, Vandermeer y Bath [26] expusieron un nuevo modelo que tiene en cuenta el efecto observado en el trabajo de Michalak y Paxton [10], donde se advirtió que el material permanece con tensiones remanentes después de largos tiempos de recocido de recuperación.

En el caso de termofluencia, Weertman propuso dos modelos levemente distintos para termofluencia secundaria, basados en el trepado de dislocaciones de borde. En ambos, la relación entre la velocidad de termofluencia secundaria y la tensión puede expresarse por leyes exponenciales, siguiendo los datos experimentales [27, 28].

Algunos autores propusieron modelos para termofluencia secundaria, basados en la interacción entre dislocaciones y sus intersecciones, o *jogs* en

inglés [29]. Estos autores han estudiado el movimiento térmicamente activado de dislocaciones de hélice con *jogs*, como posible mecanismo que controla la deformación plástica. En particular, este proceso ha sido discutido como el factor que controla la velocidad de termofluencia secundaria a alta temperatura, por Mott [30], Hirsch y Warrington [31], Friedel [21], Raymond y Dorn [32], Dorn [33], y Barrett y Nix [34].

Finalmente, se pueden mencionar los modelos de recuperación-termofluencia [29]. Éstos se basan en el hecho de que los materiales se endurecen con la deformación y se recuperan con el tiempo cuando están a altas temperaturas. Cuando estos dos procesos ocurren simultáneamente se considera que existe un balance entre el endurecimiento por deformación y la recuperación, durante el estado estacionario, produciendo una velocidad de deformación estacionaria. Estas ideas fueron primeramente formuladas por Bailey [35] y Orowan [36], y fueron elaboradas posteriormente por Cottrell y Aytakin [22], Mott [37], Feltham [38], McLean y Hale [39], McLean [40], Lagneborg [29] y Gittus [41].

Dentro del grupo de modelos anterior, McLean [40] y Lagneborg [29] desarrollaron la idea de considerar una estructura de dislocaciones similar a una red formada por segmentos de dislocaciones, con un espectro de longitudes. En esta formulación, el parámetro microestructural sobre el que se basan los modelos es la distribución de longitudes de dislocaciones, que sufre una evolución temporal debido a los mecanismos que se activan durante la recuperación y la termofluencia [42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49]. El presente trabajo se centró en el estudio y desarrollo de los modelos del último grupo. Como se verá más adelante, desde el punto de vista físico, el espectro de longitudes de dislocaciones permite un estudio más detallado de la dinámica de la estructura de dislocaciones, aportando a su vez un entendimiento mayor de los mecanismos y procesos que se activan durante la recuperación y la termofluencia. Además, presenta la ventaja que permite resolver como casos particulares la recuperación de materiales deformados (cuando la tensión externa aplicada es nula) y termofluencia (cuando hay tensión externa aplicada), tanto para materiales sin y con deformación.

1.4 Modelos metalúrgicos basados en distribuciones de longitudes de dislocaciones

Se realizó una revisión de la literatura en búsqueda de modelos que consideren la evolución de la distribución de longitudes de dislocaciones durante la recuperación y la termofluencia. Como resultado de la misma, se encontraron dos grandes líneas de trabajo, encabezadas por Öström y Lagneborg [42, 43] y Ardell et al [44, 45, 46, 47, 48, 49]. En ambas, los modelos permiten simular la evolución de la deformación versus el tiempo, tanto en la termofluencia primaria y secundaria, resolviendo la evolución temporal de la distribución de longitudes de dislocaciones. Para el caso particular de tensión nula, los modelos pueden estimar la recuperación del material a través de la variación de la densidad de dislocaciones.

La idea de la existencia de una estructura de segmentos de dislocaciones similar a una red tridimensional, dentro de los granos o subgranos de un

material policristalino, fue propuesta por Frank a mediados del siglo pasado, y se la representa esquemáticamente en la figura 1.10 [50].

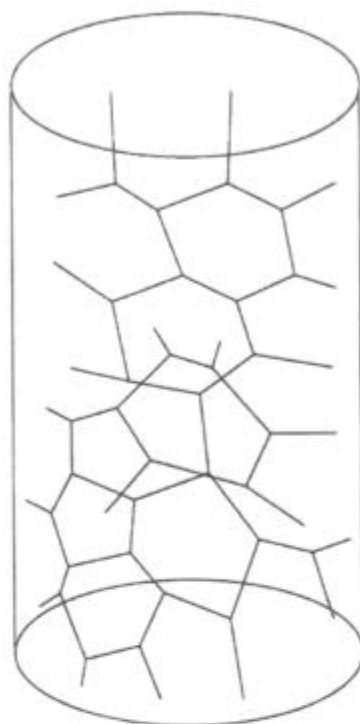


Figura 1.10. Red tridimensional de dislocaciones dentro de un grano o subgrano.

Se reconoce actualmente que los arreglos de dislocaciones son característicos en la microestructura de cualquier cristal que ha sufrido el deslizamiento de dislocaciones en más de un sistema de deslizamiento [44]. La red está formada por segmentos de dislocaciones, que conforman las aristas de poliedros irregulares, los cuales dividen y ocupan todo el volumen del cristal. Las intersecciones de los segmentos de dislocaciones constituyen los nodos de la red. La idea de los poliedros formados por los segmentos de dislocaciones permite considerar a la red como relativamente uniforme. La anterior descripción de la estructura de dislocaciones como una compleja red tridimensional parece ser válida para los procesos de termofluencia y recuperación [29].

Si bien la formación de subgranos es típica durante la termofluencia a alta temperatura, hay evidencia en ciertos materiales que muestra que tales subestructuras se forman recién en la última etapa de la termofluencia secundaria [29, 51, 52].

Aunque la existencia de arreglos de dislocaciones del tipo reticular es ampliamente reconocida, resulta difícil encontrar tratamientos teóricos que tengan en cuenta la distribución de longitudes de dislocaciones, debido a la mayor sencillez al trabajar (teórica y experimentalmente) con propiedades promediadas, como la densidad de dislocaciones [44].

En el rango de temperaturas de termofluencia ($T > 0,5 T_f$) se produce la recuperación de la red de dislocaciones, como resultado del exceso de energía libre asociado con la alta densidad de dislocaciones [42]. Durante la recuperación, las mallas de menor tamaño decrecen, mientras que las más

grandes aumentan su tamaño. El resultado neto es el aumento del tamaño medio de las mallas y la reducción de la densidad de dislocaciones. Este proceso es activado térmicamente y se produce por trepado de dislocaciones de la red [42].

Por otro lado, bajo la presencia de una tensión aplicada, cada segmento de dislocación de la red se arquea formando un arco circular de longitud L , cuyo radio de curvatura, r , depende inversamente de la tensión de corte resuelta sobre el plano de deslizamiento de la dislocación [44], figura 1.11.a. A medida que las mallas van aumentando su tamaño medio, la distancia entre nodos se incrementa, hasta que eventualmente algunos segmentos de dislocaciones se vuelven semicirculares por efecto de la tensión aplicada, figura 1.11.b. En este punto, la tensión de línea de la dislocación no puede permanecer en equilibrio con la tensión aplicada, y las mismas pueden deslizar libremente, 1.11.c. La longitud del arco de dislocación semicircular es una longitud crítica, denominada L_c , y que se corresponde con la longitud necesaria que debe alcanzar una dislocación para operar una fuente de Frank-Read. Se encuentra en este caso que $L_c \sim \sigma^{-1}$ [44]. Si una dislocación tiene una longitud mayor a L_c , esta podrá deslizar libremente, generando deformación plástica y aumentando la densidad de dislocaciones.

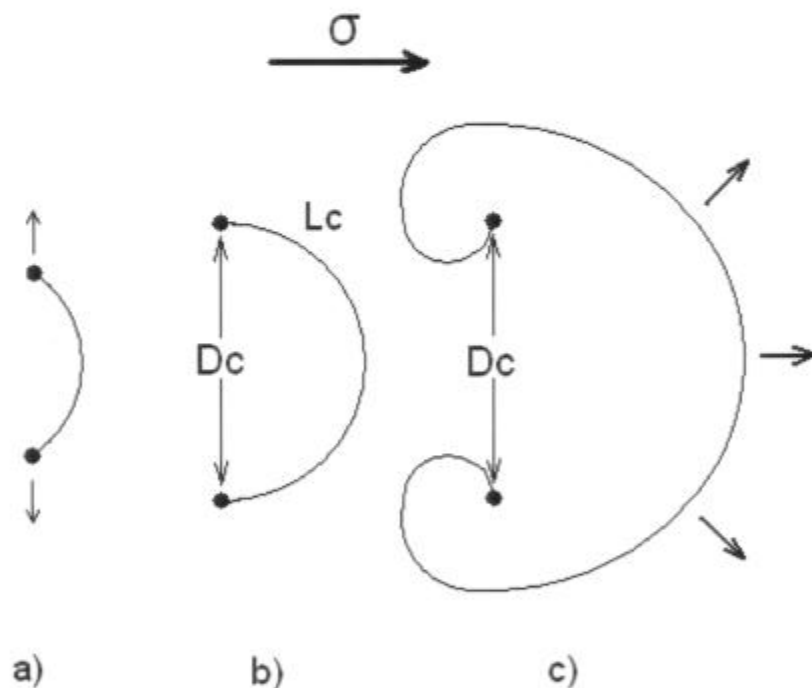


Figura 1.11. Activación de una fuente de Frank-Read.

A bajas temperaturas, la tensión aplicada es capaz de arquear una dislocación anclada en dos nodos, solamente en el plano de deslizamiento. Sin embargo, a altas temperaturas, el trepado de dislocaciones se vuelve importante y puede también contribuir al arqueado de la dislocación anclada fuera del plano de deslizamiento. En estas condiciones, se pueden activar las fuentes de Bardeen-Herring, que son similares a las de Frank-Read, pero con la diferencia de que se producen por trepado, en vez de deslizamiento [50, p. 172]. Las fuentes de Bardeen-Herring son activadas por fuerzas de

trepado, de origen mecánico o químico (por excesos de concentraciones de vacancias, que son las que permiten trepar a las dislocaciones) [50 p. 172]. Se ha encontrado, por otro lado, que las tensiones externas pueden afectar las concentraciones de equilibrio de vacancias [53, p. 556]. Por lo tanto, las fuentes de Bardeen-Herring pueden ser activadas ya sea por fuerzas químicas como por fuerzas externas [53, p. 556]; se sabe, además, que $L_c \sim \sigma^{-1}$ para este tipo de fuentes [45]. Así, aunque la tensión resuelta sea nula sobre el plano de deslizamiento de una dislocación, esta puede estar arqueada por fuerzas de trepado. Si la temperatura es lo suficientemente alta, el suministro de vacancias a la dislocación permitirá mantenerla en equilibrio con su tensión de línea, hasta que eventualmente alcance la longitud crítica, L_c .

Siguiendo a Ardell y Lee [45], se define L_c como la longitud del arco por encima del cual una dislocación puede moverse por deslizamiento, trepado, o una combinación de ambos, sin la necesidad de permanecer en equilibrio con su tensión de línea. Una vez que un segmento de dislocación alcanza la longitud crítica, L_c , tiene lugar el movimiento libre o no restringido, donde el segmento de dislocación se expande en forma de anillo, hasta que se produce la colisión con otras dislocaciones de la red, quedando arrestada y pasando a formar nuevamente parte de la red. Este proceso de colisiones genera el refinamiento de la red: una dislocación con longitud $L \geq L_c$ desaparece para dar lugar a la aparición de dos o más dislocaciones de menor longitud; por su parte, las dislocaciones intersecadas forman nuevos segmentos de menor longitud.

Cabe destacar que si una dislocación tiene una longitud menor a L_c , esta también se mueve, y debe hacerlo para ajustar su longitud a la distancia entre sus puntos de anclaje (nodos de la red) durante la recuperación de la red [45]. Este movimiento debe producirse mediante pequeños incrementos de deslizamiento, trepado, o una combinación de ambos. La diferencia radica en el hecho de que este movimiento es restringido por el requerimiento de que las fuerzas que actúan sobre la dislocación y que impulsan su movimiento estén siempre en equilibrio con su tensión de línea. Las dislocaciones con longitudes mayores a L_c se las denomina dislocaciones móviles; aquellas con longitudes menores a L_c se las llama dislocaciones de la red. La recuperación puede hacer que una dislocación de la red pase a ser una dislocación móvil.

Los procesos descritos de deslizamiento-trepado y recuperación se producen simultáneamente durante la termofluencia, y están interrelacionados ya que el deslizamiento-trepado depende de la recuperación de la red [42]. Son, además, dos procesos con efectos contrarios en la producción de dislocaciones durante la termofluencia: mientras que el deslizamiento-trepado aumenta la densidad dislocaciones, la recuperación la reduce. Alcanzado el estado estacionario de termofluencia, se produce el balance entre estos dos procesos, y la distribución de longitudes de dislocaciones pasa a ser independiente del tiempo.

1.4.1 Modelos de Öström y Lagneborg

Öström y Lagneborg [42, 43] presentaron un modelo teórico de termofluencia y recuperación que tiene en cuenta la distribución de longitudes de dislocaciones, basado en las ideas anteriores. Resumiendo, el proceso de termofluencia se considera que ocurre mediante tres subprocesos que determinan la evolución de la red de dislocaciones.

1. Achicamiento y eventual desaparición de las mallas chicas y el crecimiento de las grandes, debido al decrecimiento y crecimiento de las longitudes de los segmentos de dislocaciones. El resultado global es un aumento en el tamaño medio de las mallas de la red. Este es un subproceso de recuperación que produce la reducción de la densidad de dislocaciones del material.
Este proceso requiere que las dislocaciones puedan moverse libremente por cualquier plano cristalino, no solamente por sus sistemas de deslizamiento. Por lo tanto, se considera que el proceso está controlado por trepado de dislocaciones a altas temperaturas, el cual permite la libertad de movimiento requerida.
2. Bajo la acción de una tensión aplicada los segmentos de dislocaciones que crecen tienen la posibilidad de ser liberados, mediante el mecanismo de una fuente de Frank-Read, con la dislocación anclada en puntos estables. La longitud crítica por encima de la cual se produce la liberación de la dislocación depende de la tensión aplicada sobre la dislocación (es decir, depende de la relación de orientación entre la tensión externa y el sistema de deslizamiento). El modelo presentado por Öström y Lagneborg supone una distribución de orientaciones de los distintos planos de deslizamiento. Este concepto lleva a que exista, en el modelo, una distribución de longitudes críticas, con un valor mínimo dado por la relación de orientación más favorable para activar la fuente.
3. Los segmentos de dislocación liberados se expanden exclusivamente por deslizamiento, en forma de anillos, generándose la deformación plástica. Finalmente, el loop queda arrestado al colisionar con otros segmentos de dislocaciones de la red, produciéndose el refinamiento de la misma. La velocidad de deslizamiento de los anillos de dislocaciones es comparativamente alta, por lo que se asume que en cada instante de tiempo la estructura de dislocaciones del material consiste en una red de segmentos arrestados. Esta suposición lleva a que el modelo consista en una sola ecuación diferencial que determina la evolución de los segmentos de dislocaciones arrestados; es decir, no se consideran los segmentos de dislocaciones que se liberaron de sus obstáculos y deslizan libremente.

Los dos últimos subprocesos conforman entre sí un proceso de endurecimiento por deformación: se produce deformación plástica y aumenta la densidad de dislocaciones.

La velocidad de termofluencia se calcula a partir de la distancia recorrida por las dislocaciones móviles antes de chocar con la red. La elección de esta distancia es arbitraria y se asume una dependencia con la tensión aplicada y la distancia media entre dislocaciones.

El modelo final requiere el ajuste de tres parámetros y la definición de la distribución de segmentos de dislocaciones inicial. Los autores aplicaron el

modelo para un acero austenítico (20% Cr–35% Ni) para una tensión y temperatura, obteniendo resultados satisfactorios.

Posteriormente, Longquan Shi y Northwood [54] simularon el proceso de termofluencia en un acero inoxidable AISI 310, logrando nuevamente resultados aceptables para varias tensiones y temperaturas.

1.4.2 Modelos de Ardell et al

Siguiendo algunas de las ideas anteriores, Ardell y Przystupa [44] publicaron un nuevo modelo teórico de termofluencia. En general, la concepción del proceso de deformación a alta temperatura no difiere marcadamente de la de Öström y Lagneborg, aunque hay algunas diferencias que pueden marcarse.

Se define una longitud crítica por encima de la cual los segmentos de dislocaciones pueden moverse libremente mediante una combinación de trepado y deslizamiento, sin mantenerse en equilibrio con su tensión de línea. Si por el contrario, la longitud del segmento es menor a la crítica, la dislocación se mueve siguiendo el proceso de recuperación de la red, es decir, siguiendo el movimiento de los nodos de la red. Este tipo de movimiento está restringido por la red.

Esta diferenciación en el tipo de movimiento de los segmentos de dislocaciones lleva a que el modelo consista de dos ecuaciones diferenciales parciales acopladas: una para segmentos con longitud menor a la crítica y otra para segmentos con longitud mayor a la crítica. Por otro lado, Ardell y Przystupa consideran que existe una sola longitud crítica, y que está asociada con la tensión necesaria para activar una fuente de dislocaciones mixta (donde la activación se produce por una combinación tanto de deslizamiento y trepado) [44]. Además, argumentan que no se justifica tener en cuenta detalladamente la distribución de orientaciones de los distintos sistemas de deslizamiento, debido a que las altas temperaturas favorecen la activación de numerosos sistemas de deslizamiento, y a la naturaleza policristalina del material que favorece la aparición de algún sistema de deslizamiento adecuadamente orientado [45].

A diferencia del modelo de Öström y Lagneborg [42, 43], el de Ardell y Przystupa [44] tiene en cuenta la cinética de las dislocaciones móviles que se mueven por la combinación de trepado y deslizamiento, y cómo ellas contribuyen a la cinética de termofluencia. De esta manera se evita la necesidad de imponer ecuaciones empíricas para calcular la velocidad de deformación, que ahora puede estimarse con ecuaciones de base física bien establecidas.

Ardell y colaboradores [45, 46, 47, 48, 49] continuaron publicando reformas y nuevos modelos de termofluencia para condiciones de muy bajas tensiones (termofluencia de Harper-Dorn). A tales tensiones, todos los segmentos de dislocaciones tienen una longitud menor a la crítica y el modelo queda limitado a la descripción de la evolución del movimiento restringido de las dislocaciones de la red, y sus interacciones. En estas publicaciones se pueden encontrar algunas simulaciones de termofluencia para monocristales de NaCl y Al, a altas temperaturas y bajas tensiones. No se encontraron aplicaciones de estos modelos a aceros.

2. Desarrollo experimental

2.1 Ensayos de termofluencia y recuperación

El modelo desarrollado contiene una serie de parámetros empíricos que deben ser ajustados a partir de resultados experimentales.

El proceso de ajuste de tales parámetros se desarrolló en dos etapas. La primera de ellas se realizó con datos experimentales de recuperación de un acero deformado en frío; la segunda se realizó con resultados de ensayos de termofluencia del mismo material, pero sin deformación previa.

Los ensayos de recuperación y termofluencia se realizaron en un acero al Cr-Mo, templado y revenido, sin y con deformación en frío. La composición química del acero se detalla en la tabla 2.1.

C	Mn	Mo	Cr	Si	Cu	Otros
0,26	0,57	0,71	0,98	0,27	0,12	Nb, B

Tabla 2.1. Composición química en % en peso.

Las probetas utilizadas fueron extraídas longitudinalmente de tubos laminados, templados y revenidos a 695°C durante 25 minutos. La microestructura del acero corresponde a una martensita revenida. La tensión de fluencia del material es de 705 ± 6 MPa, y la elongación de Lüders de 1,4% aproximadamente. Una curva de tracción típica de este material se observa en la figura 2.1.

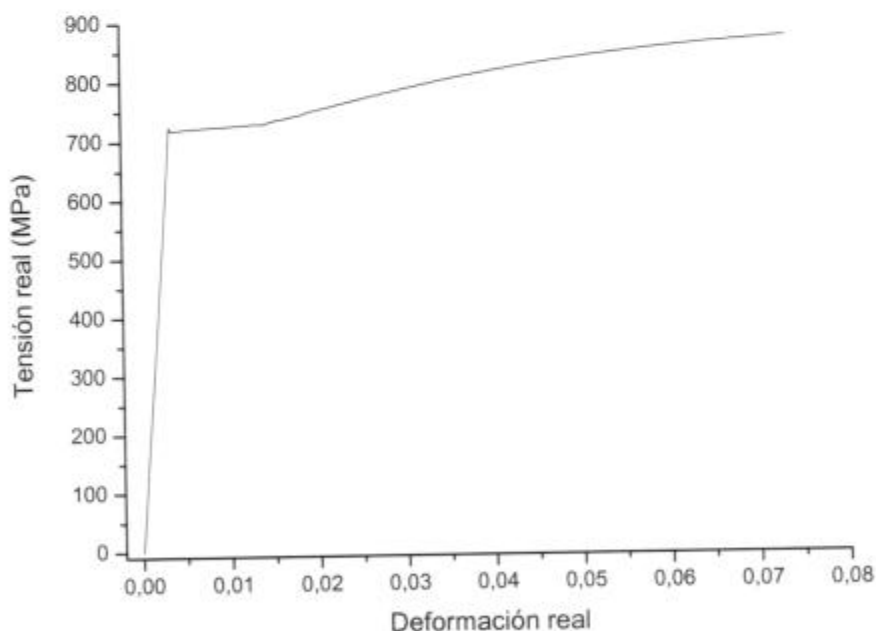


Figura 2.1. Curva de tracción del acero al Cr-Mo estudiado.

Los ensayos de recuperación y termofluencia fueron realizados con la máquina de ensayos termomecánicos Gleeble 3500.

2.1.1 Ensayos de termofluencia

Los ensayos de termofluencia se realizaron a tensión y temperatura constantes, para el acero al Cr-Mo templado y revenido, sin deformación en frío. Se utilizaron probetas de tracción, cargadas axialmente. La geometría de las probetas se muestra en la figura 2.2.

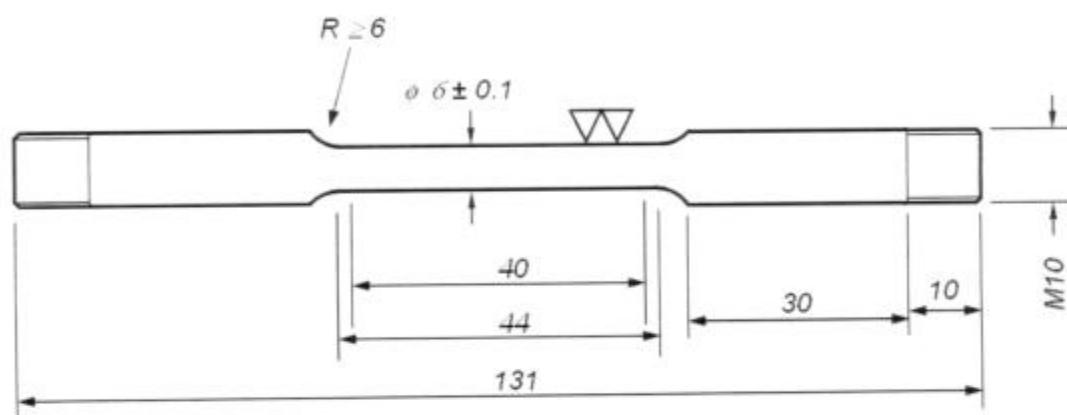


Figura 2.2. Probeta de termofluencia.

El control térmico y la adquisición de temperaturas se realizó mediante termocuplas tipo K soldadas en la sección media de la probeta.

El calentamiento en la Gleeble 3500 se produce por el efecto Joule. De esta manera, la máquina entrega en forma controlada una cierta cantidad de potencia eléctrica, en función de los valores de la temperatura adquirida por las termocuplas y la temperatura programada para el ensayo. Como la densidad de corriente es la misma en toda la longitud calibrada, la generación de calor por unidad de volumen es homogénea en dicha zona. Por su parte, la extracción calórica ocurre, principalmente, por conducción térmica a través de las mordazas de la máquina, las cuales están refrigeradas mediante un circuito de agua. Este sistema térmico genera grandes gradientes de temperatura longitudinales, como se esquematiza en la figura 2.3.

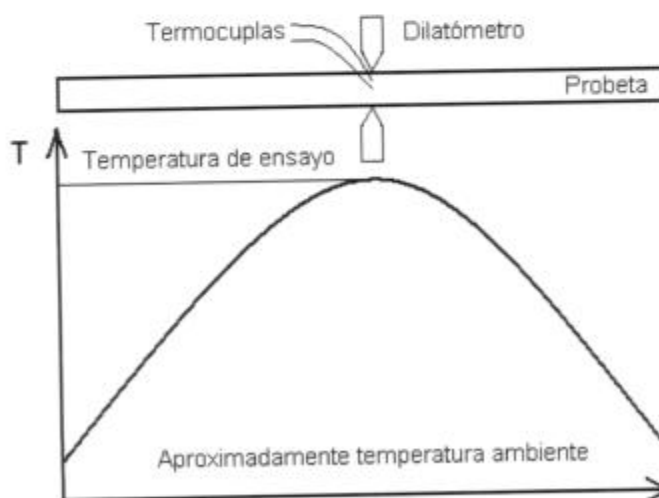


Figura 2.3. Gradiente térmico en la probeta.

Debido a esta razón, se optó por utilizar un dilatómetro para medir la deformación diametral en la sección media de la probeta, donde se encuentra garantizada la temperatura de ensayo programada y la máxima uniformidad térmica. Algunas pruebas realizadas con las probetas de termofluencia a 600°C mostraron que la temperatura cae aproximadamente 5°C a 5 mm de la sección media. Teniendo en cuenta que la zona de contacto entre el dilatómetro y la probeta no es mayor al milímetro, y que la colocación del mismo sobre la sección media se realiza con una precisión del orden del milímetro, la temperatura en la sección de medición del diámetro está, aproximadamente, dentro de 1°C de diferencia respecto a la temperatura medida por las termocuplas, en la sección media de la probeta. Por conservación de volumen durante la deformación plástica, pueden relacionarse las deformaciones plásticas longitudinales y diametrales, como

$$\varepsilon_l = -2 \ln\left(\frac{d}{d_0}\right) = -2 \ln\left(\frac{d + \Delta d}{d_0}\right) = -2 \varepsilon_d \quad (2.1)$$

ε_l : deformación longitudinal
 ε_d : deformación diametral
 d : diámetro de la probeta
 d_0 : diámetro inicial de la probeta
 Δd : variación diametral

La deformación diametral se calcula a partir de la variación diametral, Δd , medida por el dilatómetro y del diámetro inicial de la probeta, d_0 .

Los ensayos fueron realizados a tensión constante, con una variación máxima de ± 2 MPa respecto al valor programado para cada ensayo. Cabe destacar que la variable de control de la máquina fue la carga aplicada y no la tensión. De esta manera se evitan problemas de ruido que pueden ocurrir durante un ensayo donde el control se produce mediante una variable de control que dependa, en este caso, de la adquisición del dilatómetro. Para lograr una condición de tensión constante, se programó el ensayo de forma tal que la carga aplicada por la máquina es corregida luego de períodos regulares de tiempo al valor necesario para producir la tensión deseada.

El procedimiento de ensayo consistió en un calentamiento a 50°C/s hasta la temperatura de ensayo, permanencia a dicha temperatura durante 20 minutos (homogenización térmica), y la aplicación de la carga para la tensión requerida, en una rampa de 10 segundos. La figura 2.4 muestra los gráficos de la deformación, temperatura y fuerza en función del tiempo para un ensayo de termofluencia a 600°C y 275MPa.

Durante el calentamiento de la probeta hasta la temperatura de ensayo, se produce la dilatación térmica de la misma y el aumento de su diámetro. En el gráfico superior de la figura 2.4 se observa cómo la deformación toma valores negativos durante el calentamiento de la probeta, por el efecto de la dilatación. Una vez alcanzada la temperatura de ensayo, se procede a realizar una homogeneización térmica del dilatómetro, que dura aproximadamente 20 minutos. El objetivo es permitir que el dilatómetro alcance la condición de temperatura estacionaria, principalmente para las varillas de cuarzo en contacto con la probeta y para el cuerpo de aluminio. Si no se realiza esta homogeneización, la dilatación térmica del dilatómetro

generará un efecto artificial sobre la medición de la deformación en la probeta. Esto se observó en pruebas a tensión nula. En la figura 2.4 se observa que durante el período de homogeneización la velocidad de deformación es levemente negativa, producto de la dilatación térmica del dilatómetro. Finalizada la homogeneización térmica, el diámetro de la probeta medido a temperatura ambiente es corregido teniendo en cuenta los dos efectos anteriores. Con este diámetro se calcula la carga a aplicar para obtener en la sección calibrada la tensión de tracción de ensayo. Posteriormente se produce la aplicación de la carga y comienza la deformación por termofluencia.

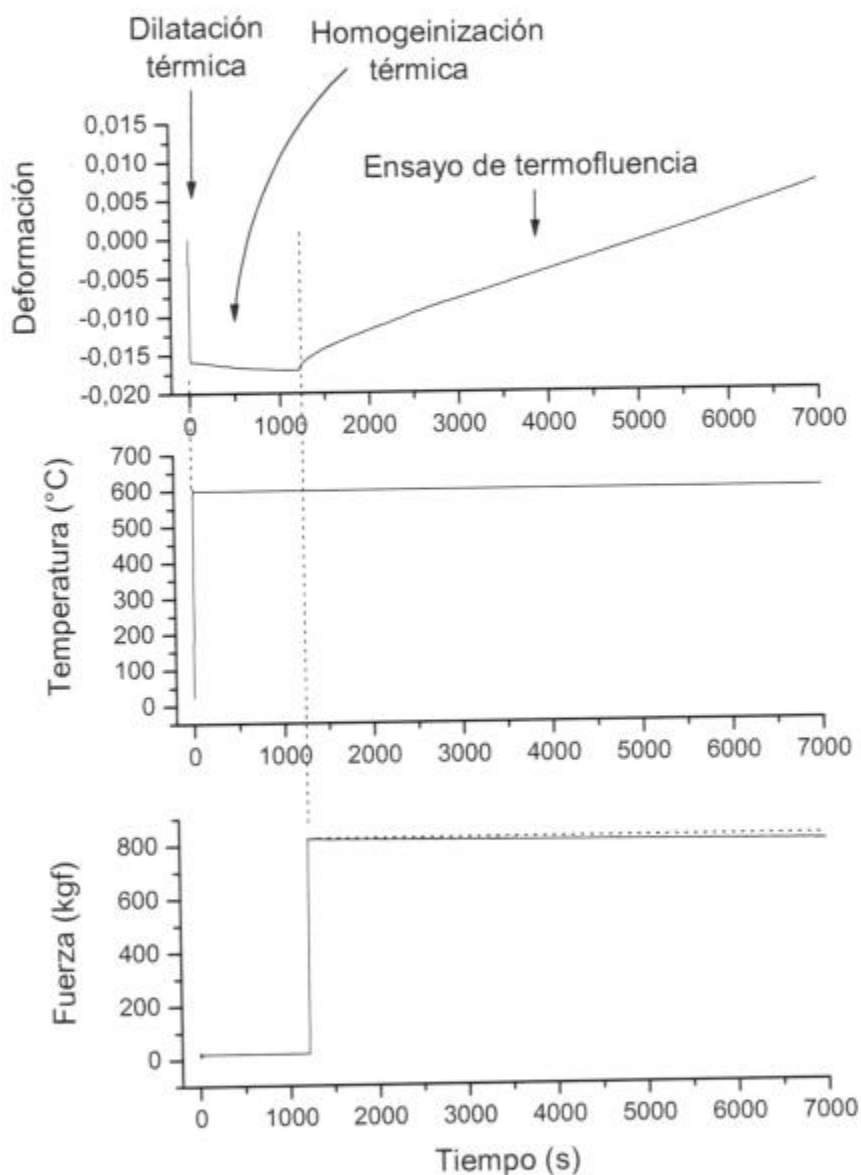


Figura 2.4. Datos de deformación, temperatura y fuerza adquiridos en un ensayo de termofluencia a 600°C y 275MPa.

Para evitar la oxidación del material a temperatura, se utilizó protección gaseosa durante todo el ensayo. Para ello, se procede inicialmente a

realizar un vacío en la cámara a una presión de 0,35 Pa, y luego se inyecta una mezcla gaseosa de Ar - 5% H₂ en concentración molar, hasta igualar la presión atmosférica.
 Los cuadrantes coloreados en la tabla 2.2 resumen los ensayos de termofluencia realizados.

Tensión (MPa)	Temperatura (°C)	
	600	650
125		
150		
168		
175		
200		
225		
250		
275		
300		

Tabla 2.2. Ensayos de termofluencia realizados.

2.1.2 Ensayos de recuperación en material deformado

Los ensayos de recuperación se realizaron utilizando probetas de tracción, cuya geometría se detalla en la figura 2.5.

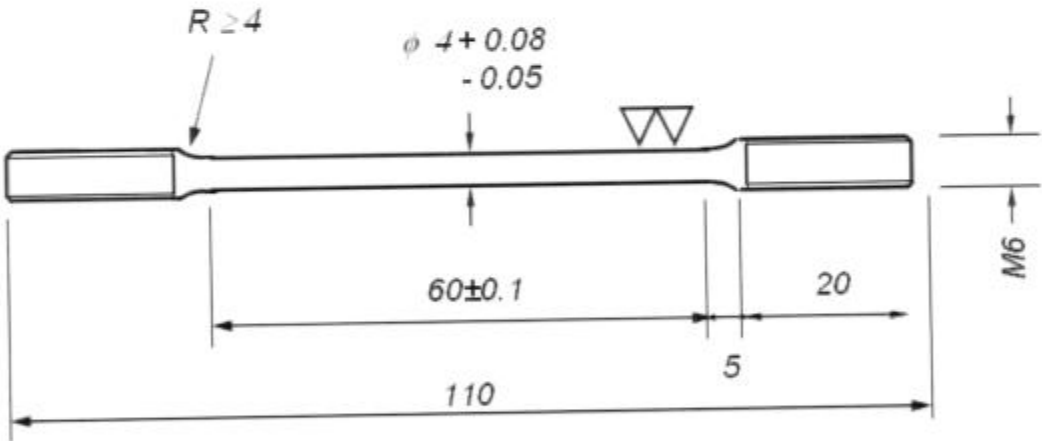


Figura 2.5. Probeta de recuperación.

Para determinar el grado de recuperación, se utilizaron los valores de fluencia del material en estado original, deformado y luego de la aplicación del ciclo térmico de recocido. Estos valores pueden relacionarse directamente con la densidad de dislocaciones del mismo, como se verá más adelante.

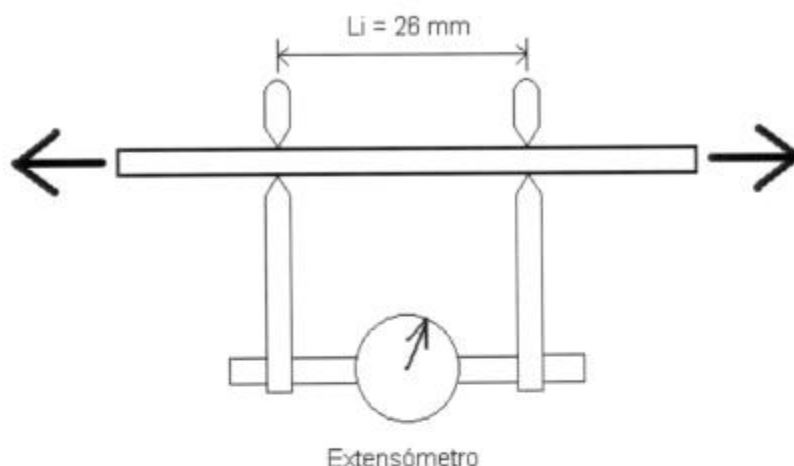


Figura 2.6. Disposición del extensómetro en los ensayos de recuperación.

Cada ensayo consiste de tres etapas, que se realizan sobre la misma probeta. Primeramente, se produce una deformación plástica en frío hasta alcanzar un valor deseado de deformación, mediante la tracción de la probeta. Para asegurar la uniformidad de la deformación, se debe verificar que la deformación final sea menor a la que produciría la estricción de la probeta. La deformación es medida con un extensómetro, figura 2.6, sobre una longitud calibrada de aproximadamente 26mm. Una vez alcanzada la deformación requerida, se suspende la tracción. A partir de la curva tensión-deformación, figura 2.7, se pueden obtener los valores de la fluencia del material templado y revenido, $\sigma_{fl\ T+R}$, y del deformado, $\sigma_{fl\ deformado}$ que corresponde a la tensión final del ensayo.

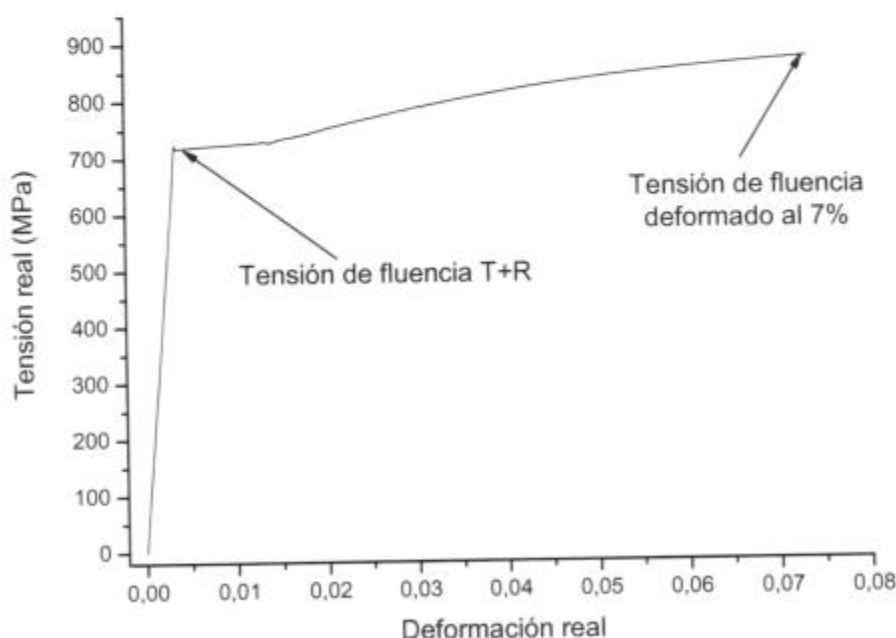


Figura 2.7. Ensayo de tracción del acero al Cr-Mo hasta el 7% de deformación.

La segunda parte del ensayo consiste en un recocido isotérmico, sin carga aplicada. La probeta es calentada a una velocidad de 100°C/s hasta la temperatura de ensayo, y se la mantiene a esta temperatura durante el tiempo establecido. Durante el enfriamiento, se hace soplar aire a presión sobre la probeta para aumentar la velocidad de enfriamiento, alcanzándose los 20°C/s aproximadamente. Los recocidos isotérmicos se realizan, para una dada predeformación, a distintas temperaturas y tiempos de permanencia. En la figura 2.8 se muestra un ciclo isotérmico, con permanencia de 60 segundos a 600 °C. La temperatura máxima del ciclo deber ser menor a la de revenido del material (695°C) para evitar la activación de este fenómeno.

Al igual que en los ensayos de termofluencia, se utilizó protección gaseosa en los ciclos térmicos para evitar la oxidación de la probeta.

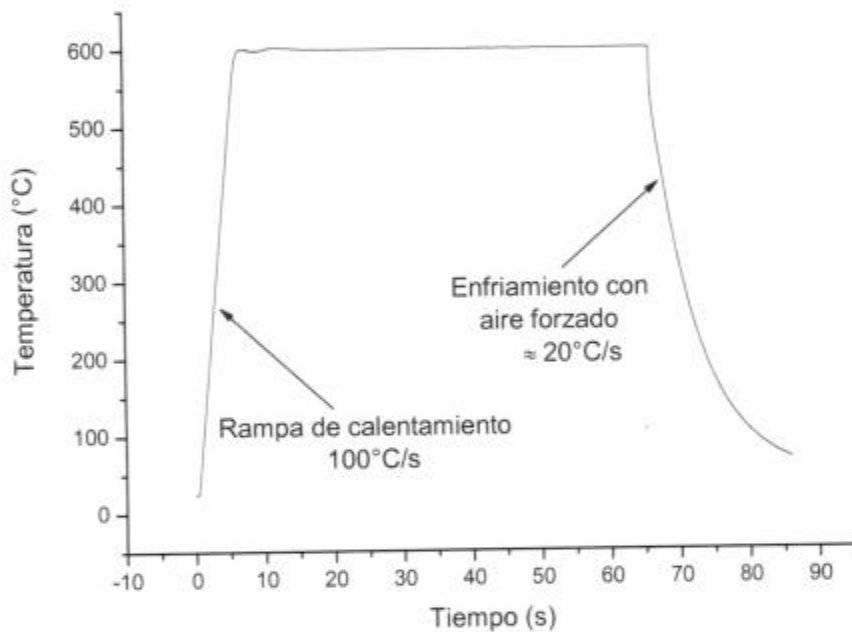


Figura 2.8. Ciclo isotérmico a 600°C y 60 segundos.

Finalmente, se realiza la tracción final de la probeta, a temperatura ambiente, para determinar la tensión de fluencia del material recuperado, $\sigma_{fl \text{ recuperado}}$, figura 2.9.

El porcentaje de recuperación se calcula como:

$$\% \text{ recuperación} = \frac{\sigma_{fl \text{ deformado}} - \sigma_{fl \text{ recuperado}}}{\sigma_{fl \text{ deformado}} - \sigma_{fl \text{ T+R}}} \times 100 \quad (2.2)$$

Por lo tanto, la recuperación del material es total cuando el mismo alcanza una fluencia igual a la del estado de templado y revenido, o lo que es equivalente, cuando la densidad de dislocaciones se corresponde con la del material templado y revenido. Por el contrario, la recuperación es nula cuando el material recocido presenta igual tensión de fluencia que el material deformado.

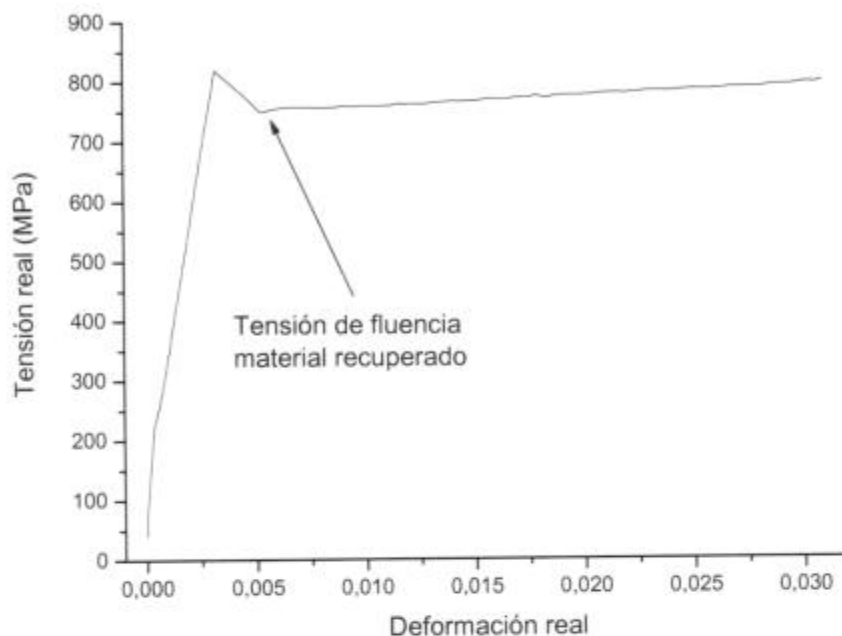


Figura 2.9. Tracción final del acero al Cr-Mo deformado y recuperado.

Cabe destacar que los ensayos de recuperación fueron realizados como parte de otros proyectos de investigación, previos a esta tesis. Para el ajuste del modelo, se utilizaron los resultados de recuperación del mismo material deformado a 2,6% y 7%. Los ciclos isotérmicos se realizaron a distintas temperaturas, como se muestra en la tabla 2.3, y a distintos tiempos de permanencia, desde 5 hasta 1800 segundos.

Temperatura (°C)	Deformación (%)	
	2,6	7
450		
550		
600		
650		
680		

Tabla 2.3. Ensayos de recuperación.

2.2 Discusión acerca de los datos experimentales

Se pueden mencionar algunas características observadas durante el desarrollo experimental del trabajo, con el fin de discutir acerca de la dispersión en los resultados obtenidos. Es importante tener en consideración esta dispersión a la hora de realizar los ajustes de los modelos teóricos.

Uno de los inconvenientes encontrados es la no homogeneidad del material ensayado. Como se mencionó, las probetas utilizadas fueron extraídas de las paredes de tubos laminados, que luego fueron templados y revenidos.

Las inhomogeneidades tanto en la laminación como en el tratamiento térmico generan una dispersión en las propiedades medidas experimentalmente. Por ejemplo, en el material utilizado en este trabajo, es común encontrar una dispersión en la tensión de fluencia de $\pm 20\text{MPa}$, en el estado templado y revenido.

Por otro lado, aparecen los errores experimentales propios de la medición de tensiones y deformaciones, o bien del control de la deformación plástica total realizada sobre las probetas en el caso de los ensayos de recuperación. También se puede mencionar la dificultad para reproducir exactamente las temperaturas de los ciclos térmicos de recocido, que constan de una rampa de calentamiento muy pronunciada. Se produce, en este caso, un sobrecalentamiento de corta duración por sobre la temperatura de ensayo, debido a la inercia térmica del sistema. Estos sobrecalentamientos pueden controlarse en cierto grado; en general, este sobrecalentamiento no supera los 5°C . Estos errores, sin embargo, se los considera de segundo orden respecto a la dispersión de las propiedades del material.

3. Desarrollo del modelo

3.1 Introducción

Se ha desarrollado un modelo que tiene en cuenta la distribución de longitudes de dislocaciones, y que permite resolver su evolución temporal; a partir de ella, el modelo puede estimar el comportamiento de una serie de parámetros microestructurales de interés para los procesos de recuperación y termofluencia. Por ejemplo, en el caso de recuperación de un material deformado en frío, es posible obtener a partir de la distribución de longitudes de dislocaciones la evolución de la densidad de dislocaciones y, a partir de ella, predecir la tensión de fluencia. En el caso de termofluencia, la evolución temporal de la densidad de dislocaciones libres o móviles, obtenida nuevamente de la distribución de longitudes de dislocaciones, permite determinar la velocidad de deformación como función del tiempo, y simular la curva de termofluencia deformación-tiempo durante el primario y el secundario.

Siguiendo las líneas de Öström y Lagneborg [42, 43], y de Ardell et al [44, 45, 46, 47, 48, 49], en este trabajo se derivan ecuaciones que describen la cinética y evolución de la distribución de longitudes de dislocaciones, y que gobiernan la variación temporal de la densidad de dislocaciones, el número total de segmentos de dislocaciones por unidad de volumen, y la velocidad de deformación.

3.2 Hipótesis del modelo

Según lo descrito en la introducción, el modelo se basa en la descripción de la estructura de dislocaciones del material mediante una distribución de longitudes de dislocaciones. Utilizando las ideas de Öström y Lagneborg [42, 43] y Ardell et al [44, 45, 46, 47, 48, 49], se asume que la red que forman las dislocaciones es uniforme, por lo que puede representarse con una única distribución de dislocaciones. Se destaca, además, que el modelo no considera la formación de subestructuras, como subgranos por ejemplo. Por lo tanto, el modelo es aplicable a regiones sin subgranos.

Respecto a la definición de la longitud crítica de dislocación, según se discutió en la sección 1.4, se utiliza el criterio de Ardell et al [44, 45]. Es decir, se asume que existe una sola longitud crítica L_c , asociada a la activación de una fuente de dislocaciones mixta. Como se mencionó previamente, la activación en este tipo de fuentes se realiza por una combinación de deslizamiento y trepado de las dislocaciones. Entonces, se define L_c como la longitud del arco por encima del cual una dislocación puede moverse por deslizamiento, trepado, o una combinación de ambos, sin la necesidad de permanecer en equilibrio con su tensión de línea. Este movimiento puede considerarse como libre, o sin restricciones [45].

La elección de una sola longitud crítica implica que el modelo conste de dos ecuaciones diferenciales, que determinan la evolución de la distribución de longitudes de dislocaciones. La primera de ellas tiene en cuenta la evolución de las dislocaciones con longitud menor a la crítica, cuyo movimiento está

restringido por la red. La segunda, establece la cinética y evolución de las dislocaciones con longitud mayor a la crítica, que se mueven libremente mediante una combinación de deslizamiento y trepado.

Otra hipótesis del modelo es que no existen fuentes ni sumideros de dislocaciones, aparte de los mencionadas (es decir, aquellas producto de la recuperación, el deslizamiento-trepado y el refinamiento). Por ejemplo, las dislocaciones pueden ser emitidas o absorbidas por bordes de grano y superficies libres. Tampoco se considera la aniquilación de dislocaciones de distinto signo.

Finalmente, se destaca el hecho de que en la concepción del modelo no se incluyen efectos de interacciones entre dislocaciones y precipitados o segundas fases, solutos, o con los bordes de grano. A pesar de ello, en este trabajo el modelo es aplicado a un material estructural, con precipitación significativa y de naturaleza policristalina.

3.3 El modelo

3.3.2 Cálculo de la longitud crítica, L_c

El cálculo de la tensión crítica necesaria para operar una fuente mixta (una fuente activada por una combinación de deslizamiento y trepado) no es sencillo, y es posible realizarlo solamente para ciertas geometrías específicas (es decir, para ciertas combinaciones de vectores de Burgers, b , y de orientación del plano de deslizamiento respecto a la de la tensión, σ). Además no se reconoce adecuadamente el efecto del trepado en el arqueado de la dislocación, ni es posible especificar el plano que contiene a la dislocación arqueada [45]. Asimismo, para una distribución aleatoria de orientaciones de segmentos de dislocaciones en una red tridimensional, un cálculo detallado no se justifica, ya que el número de sistemas de deslizamientos disponibles se incrementa notablemente a altas temperaturas [45].

Se apela, entonces, a ciertos argumentos físicos para estimar L_c . Partiendo de la relación entre la tensión de línea de una dislocación, Γ , el radio de curvatura que tendrá el segmento de dislocación anclado, r , y la tensión externa aplicada, σ , se puede escribir [45]

$$r = \frac{\Gamma}{n\sigma b} \quad (3.1)$$

donde n es un factor de orientación y b el vector de Burgers de la dislocación. Asumiendo que la componente de corte media de la tensión aplicada sobre la dislocación es menor a $\sigma b/2$, y que la componente media de la tensión por trepado puede ser mayor a $\sigma b/2$ [45], se propone utilizar la aproximación $n = 1/2$.

Por otro lado, en el caso de una dislocación mixta, se suele considerar su vector de Burgers como el resultado de dos componentes: una paralela y una perpendicular a la línea de la dislocación [11, p. 241]. Si el vector de Burgers genera un ángulo δ con la línea de la dislocación, la tensión de línea puede expresarse con la ecuación de de Wit-Koehler [55]

$$\Gamma(\delta) = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} [1 - 2\nu + 3\nu \cos^2 \delta] \ln(R/r_0) \quad (3.2)$$

donde R y r_0 son las distancias externa e interna sobre las que se integra la solución elástica de los campos de tensión y deformación, alrededor de una dislocación. Se adopta para R el valor del espaciado medio entre dislocaciones en el cristal, estimado como $\rho^{-1/2}$, y para r_0 el doble de b . Finalmente, para tener en cuenta la variación de Γ con la orientación de la dislocación respecto a b , se aproxima el radio de curvatura r de una dislocación mixta con la media geométrica de las curvaturas de una dislocación de borde, r_b , y de una dislocación de hélice, r_h [45]

$$r = \sqrt{r_b r_h} \quad (3.3)$$

Para la condición crítica, es decir para el mínimo radio de curvatura que alcanza una dislocación, la misma queda semicircular, y tenemos que $L_c = \pi r$. Utilizando las ecuaciones (3.1) y (3.2), teniendo en cuenta que $\delta = \pi/2$ para una dislocación de borde y $\delta = 0$ para una de hélice, y reemplazando en (3.3), se obtiene la expresión para L_c

$$L_c = \frac{Gb}{2\sigma(1-\nu)} [(1-\nu)(1-2\nu)]^{1/2} \ln(1/2b\sqrt{\rho}) \quad (3.4)$$

3.3.3 Distribuciones de longitudes de dislocaciones

Los segmentos de dislocaciones tienen un espectro de longitudes, L , que se puede describir mediante una función de frecuencia $\Phi(L)$. En la figura 3.1 se muestra esquemáticamente la forma de tal distribución. Se destaca que L es la longitud del arco de dislocación comprendido entre los puntos de anclaje (nodos de la red), que se asumen equivalentes a obstáculos de resistencia infinita [44], y $\Phi(L)dL$ representa el número de dislocaciones por unidad de volumen con longitud entre L y $L+dL$.

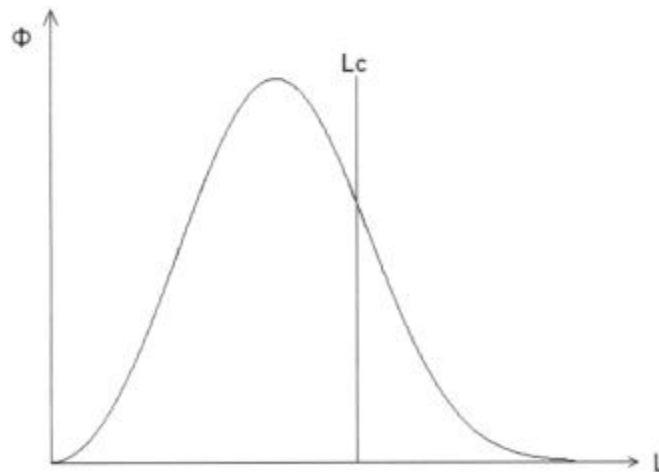


Figura 3.1. Distribución de longitudes de dislocaciones.

Durante los procesos de recuperación y termofluencia, la distribución de longitudes de dislocaciones varía con el tiempo, y la distribución pasa a ser dependiente del mismo, es decir, $\phi = \phi(L,t)$.

A partir de la distribución $\phi(L,t)$ se puede evaluar el número total de segmentos de dislocaciones por unidad de volumen, $N = N(t)$

$$N(t) = \int_0^{\infty} \phi(L,t) dL \quad (3.5)$$

Utilizando la función $\phi(L)$, la densidad de dislocaciones, definida como la longitud de línea de dislocaciones por unidad de volumen, puede expresarse como

$$\rho(t) = \int_0^{\infty} L \phi(L,t) dL \quad (3.6)$$

donde queda explícita la dependencia con el tiempo.

Se define la longitud media de segmentos de dislocaciones, $\langle L \rangle$, como

$$\langle L \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} L \phi(L,t) dL = \frac{\rho}{N} \quad (3.7)$$

Como se verá más adelante, resulta conveniente separar la distribución de longitudes de dislocaciones en dos regiones: una en la cual todos los segmentos tienen una longitud $L < L_c$, y otra donde los segmentos tienen una longitud $L > L_c$ [44]. Como se vio, las dislocaciones de la primer región están en equilibrio con su tensión de línea y se mueven en forma restringida. Nos referiremos en adelante a estas dislocaciones como dislocaciones de la red. El segundo grupo de dislocaciones tienen una longitud mayor a la de equilibrio, y se mueven mucho más rápidamente mediante deslizamiento, trepado o una combinación de ambos. A éstas, las llamaremos dislocaciones móviles o que deslizan.

Se definen entonces el número de dislocaciones de la red, N_r , y móviles, N_m , por unidad de volumen, como

$$N_r(t) = \int_0^{L_c} \phi(L,t) dL \quad (3.8)$$

y

$$N_m(t) = \int_{L_c}^{\infty} \phi(L,t) dL \quad (3.9)$$

Para las densidades de dislocaciones de la red y móviles tenemos

$$\rho_r(t) = \int_0^{L_c} L\phi(L,t)dL \quad (3.10)$$

y

$$\rho_m(t) = \int_{L_c}^{\infty} L\phi(L,t)dL \quad (3.11)$$

De las definiciones anteriores se desprende que

$$\rho_r + \rho_m = \rho \quad (3.12)$$

y

$$N_r + N_m = N \quad (3.13)$$

3.3.4 Evolución de la distribución

Para obtener las ecuaciones diferenciales que describen la evolución temporal de la distribución de longitudes de dislocaciones, se analizarán los subprocesos de recuperación y el de refinamiento de la red por choques.

Proceso de recuperación de la red

Mediciones directas de las distribuciones de los tamaños de las mallas que conforman la red parecen mostrar que la recuperación de la estructura de dislocaciones en condiciones de termofluencia ocurre por el achicamiento y eventual desaparición de mallas pequeñas, y por crecimiento de mallas grandes [51, 56]. El resultado neto es un aumento del tamaño medio de las mallas y la reducción de la densidad de dislocaciones. El trepado de dislocaciones permite este proceso, ya que resulta necesario que los segmentos de dislocaciones puedan moverse libremente en cualquier plano cristalino y no solamente por los sistemas de deslizamiento. Se asume, entonces, que la recuperación de la estructura está controlada por trepado de dislocaciones [42].

Teniendo en cuenta que la fuerza impulsora de este proceso es la autoenergía o tensión de línea de las dislocaciones, se observa cierta similitud entre el proceso de crecimiento de las mallas de la red y el crecimiento de tamaño de grano [42]. Si se aproxima directamente el radio medio de las mallas con la longitud de los segmentos de dislocaciones L de las mallas, y siguiendo la teoría para crecimiento de grano [57], se asume que cada malla cambiará su tamaño en función del tiempo, como [42]

$$\frac{dL}{dt} = v_r \left(\frac{L^*}{L} \right)^m \left(\frac{L}{L^*} - 1 \right) \quad (3.14)$$

donde L^* es una longitud característica del proceso de recuperación, por encima de la cual las mallas crecen, y por debajo de la cual las mallas reducen su tamaño; v_r es una constante relacionada con la velocidad de crecimiento de las mallas; m es una constante empírica.

Según Öström y Lagneborg [42], la analogía entre crecimiento de tamaño de grano y de la malla presenta un inconveniente. Mientras que las dislocaciones interactúan elásticamente a grandes distancias, las interacciones de largo alcance son insignificantes entre bordes de grano. Sin embargo, los autores remarcan que la diferencia parece no ser muy importante, y los resultados experimentales muestran que la ley que sigue el crecimiento del tamaño de la mallas puede ser derivada adecuadamente de la ecuación (3.14), con $m = 1$ [56]. Se supone que esto puede deberse a que las interacciones elásticas de largo alcance entre dislocaciones se cancelan en promedio, y no influyen marcadamente en el proceso.

En lo que respecta a la distribución $\phi(L,t)$, el cambio de tamaño de las mallas debido a la recuperación resulta en una transferencia de segmentos de dislocaciones de un dado tamaño hacia los intervalos de longitudes vecinos. El cambio del número de segmentos de un intervalo $(L, L+\Delta L)$ en un intervalo de tiempo $(t, t+\Delta t)$ se puede escribir como [42]

$$\Delta\phi(L,t)\Delta L = - \left(\phi(L+\Delta L) \frac{dL}{dt}(L+\Delta L) - \phi(L) \frac{dL}{dt}(L) \right) \Delta t \quad (3.15)$$

Esta relación se puede escribir en forma diferencial como [42]

$$\frac{\partial\phi(L,t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial L} \left(\phi(L,t) \frac{dL}{dt} \right) = - \frac{\partial J(L,t)}{\partial L} \quad (3.16)$$

donde

$$J(L,t) = \phi(L,t) \frac{dL}{dt} \quad (3.17)$$

es el flujo de segmentos de dislocaciones que dejan el intervalo $(L, L+dL)$ en el tiempo t , y $dL/dt = g_r(L,t)$ la velocidad de crecimiento de la longitud de una dislocación de longitud $L < L_c$.

En la figura 3.2 se muestra esquemáticamente el proceso de recuperación de la red y su efecto sobre la distribución de longitudes de dislocaciones. Se observa que segmentos de dislocaciones con longitud menor a L^* tienden a reducir su longitud y a desaparecer, mientras que aquellos segmentos con longitud mayor a L^* aumentan su longitud. En la misma figura se agregó la posición de la longitud crítica L_c . Se destaca que el proceso de recuperación se produce sobre la distribución de longitudes menores a L_c . Los segmentos de dislocaciones con longitud mayor a L_c se expanden libremente, aumentando su longitud con una cinética particular, distinta a la de recuperación.

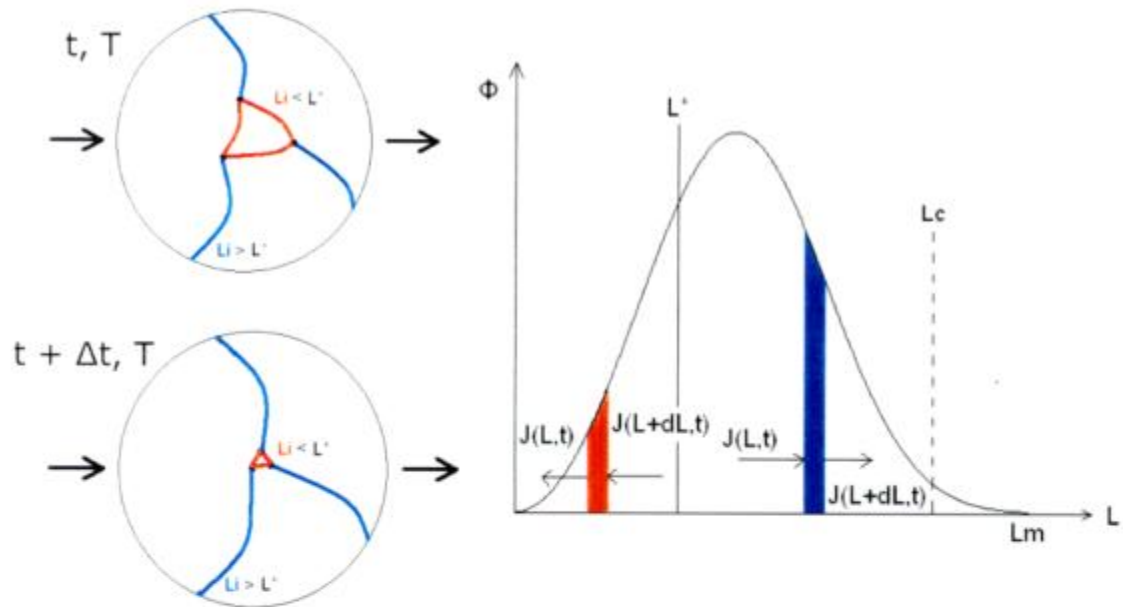


Figura 3.2. Proceso de recuperación de la red.

Proceso de refinamiento

El refinamiento de la red se produce debido a los choques e intersecciones que sufren las dislocaciones entre si. En la figura 3.3 se muestra esquemáticamente el proceso de colisión entre dos dislocaciones, y su efecto en la distribución de segmentos de dislocaciones. Se observan dos dislocaciones L_1 y L_2 en un instante t , donde L_1 es una dislocación móvil y L_2 es una dislocación de la red. En un instante de tiempo Δt , L_1 choca con L_2 , dividiéndose cada una en dos dislocaciones con longitudes L_1' , L_1'' y L_2' , L_2'' respectivamente, y generándose un nuevo nodo en la red.

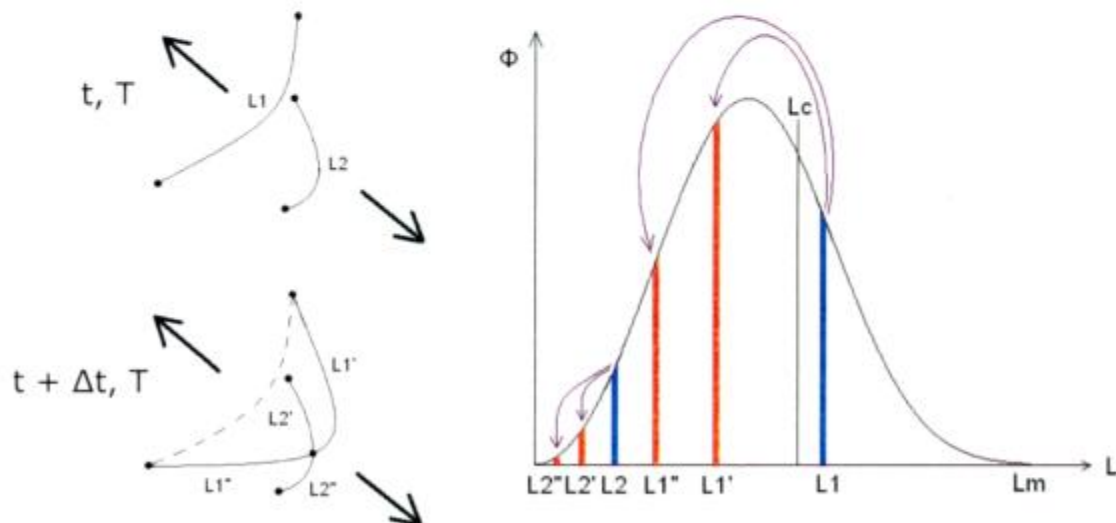


Figura 3.3 Proceso de refinamiento de la red.

Este proceso altera la distribución de segmentos de dislocaciones, y se lo evalúa mediante la suma de contribuciones de las distintas fuentes de refinamiento a un dado intervalo de longitudes de dislocaciones. Las contribuciones se representan mediante las funciones $Q_i(L,t)$, donde $Q_i(L,t)dL$ es el número de segmentos de dislocaciones por unidad de volumen y de tiempo que una fuente de refinamiento i aporta o elimina del intervalo $(L, L+dL)$.

A partir de las definiciones anteriores, se puede expresar el cambio total en el número de dislocaciones en el intervalo $(L, L+dL)$ como

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\partial(\phi g)}{\partial L} + \sum_{i=1}^z Q_i(L,t) \quad (3.18)$$

donde z es el número total de fuentes de refinamiento que contribuyen a la formación de nuevos segmentos de dislocaciones.

Para obtener las funciones $Q_i(L,t)$, se deben identificar previamente las fuentes de refinamiento. Para ello, se realiza una hipótesis simplificadora: se considera que solamente ocurren colisiones entre dislocaciones móviles ($L > L_c$) con dislocaciones de la red ($L < L_c$). Es decir, no se producen choques entre dislocaciones móviles ni entre dislocaciones de la red. Esto se justifica debido a que el número de dislocaciones móviles se lo considera mucho menor que el de dislocaciones de la red. Por lo tanto, una dislocación móvil tiene una probabilidad mucho mayor de colisionar con una dislocación de la red, que de hacerlo con otra dislocación móvil. Por otro lado, la probabilidad de choque por unidad de tiempo entre dos dislocaciones de la red es despreciable debido a su baja velocidad, respecto a la de las dislocaciones móviles.

En la figura 3.4 se muestran esquemáticamente las contribuciones a un intervalo de longitudes $(L, L+dL < L_c)$.

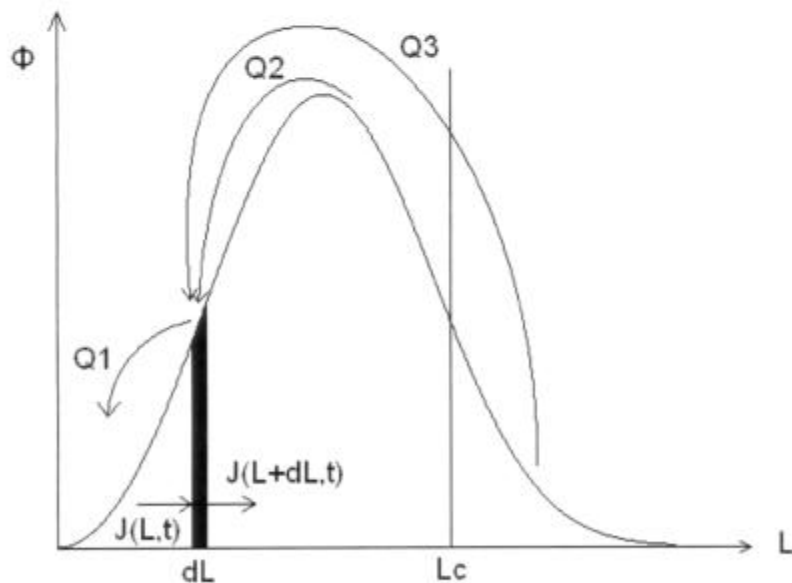


Figura 3.4. Contribuciones a intervalos $(L, L+dL < L_c)$.

Q_1 refiere a los segmentos que, perteneciendo al intervalo $(L, L+dL)$, fueron colisionados por dislocaciones móviles, y que abandonan dicho intervalo. Si definimos $p(L_{ri})$ como la probabilidad por unidad de tiempo de que una dislocación de la red con longitud $L_{ri} < L_c$ sea chocada por alguna dislocación móvil, podemos calcular el número de segmentos que salen del intervalo $(L_r, L_r+\Delta L_r)$ por unidad de volumen y por unidad de tiempo, ΔN^- , como

$$\Delta N^-(L_r \in (L_r + \Delta L_r)) = - \sum_{L_{ri} \in (L_r, L_r + \Delta L_r)} p(L_{ri}) \quad (3.19)$$

donde la sumatoria se realiza sobre todos los segmentos L_{ri} con longitud en el intervalo $(L_r, L_r+\Delta L_r)$. Por otro lado, la probabilidad de choque puede expresarse como

$$p(L_{ri}) = 1 - p^{nc}(L_{ri}) = \{1 - (1 - P(L_{ri}, L_{m1}))(1 - P(L_{ri}, L_{m2}))(1 - P(L_{ri}, L_{m3}) \dots)\} \quad (3.20)$$

donde $p^{nc}(L_{ri})$ es la probabilidad de que la dislocación L_{ri} no sea chocada por ninguna dislocación móvil; $P(L_{ri}, L_{mi})$ se define como la probabilidad de choque entre una dislocación de la red de longitud L_{ri} y una dislocación móvil de longitud L_{mi} , por unidad de tiempo.

Como $P(L_{ri}, L_{mi}) \ll 1$, pueden despreciarse los términos de los productos de probabilidades en el miembro derecho de (3.20), por lo que (3.19) puede aproximarse como

$$\Delta N^-(L_r \in (L_r + \Delta L_r)) = - \sum_{L_{ri} \in (L_r, L_r + \Delta L_r)} \sum_{\forall L_{mi}} P(L_{ri}, L_{mi}) \quad (3.21)$$

donde la primer sumatoria se realiza sobre todas las dislocaciones de la red con longitud L_{ri} en el intervalo $(L_r, L_r+\Delta L_r)$, y la segunda sobre todas las dislocaciones móviles, que se encuentran en el intervalo (L_c, ∞) .

En el modelo se consideró que la probabilidad $P(L_{ri}, L_{mi})$ es independiente de la longitud de la dislocación de la red, y sólo depende de la longitud de la dislocación móvil, por lo que $P(L_{ri}, L_{mi}) = P(L_{mi})$. Con esta suposición, las sumatorias de (3.21) pueden desacoplarse, obteniendo

$$\Delta N^-(L_r \in (L_r + \Delta L_r)) = -\phi(L_r) \Delta L_r \int_{L_c}^{\infty} P(L_m) \phi(L_m) dL_m \quad (3.22)$$

Teniendo en cuenta que $\Delta N_i = Q_i \Delta L$, se tiene

$$Q_1(L_r) = -\phi(L_r) \int_{L_c}^{\infty} P(L_m) \phi(L_m) dL_m \quad (3.23)$$

El siguiente término de refinamiento, Q_2 , tiene en cuenta la contribución al intervalo $(L, L+dL)$ de dislocaciones de la red con longitud $L_r > L$ que fueron colisionadas y que durante su partición generaron segmentos con longitud dentro del intervalo considerado. Para estudiar el proceso, recurrimos a la figura 3.5, donde se representa la colisión de una dislocación de la red, L_r , y una dislocación móvil, L_m . Como resultado del choque se generan cuatro

segmentos de dislocación: L_{r1} , L_{r2} (que dan lugar a Q_2), L_{m1} y L_{m2} (que dan lugar a Q_3).

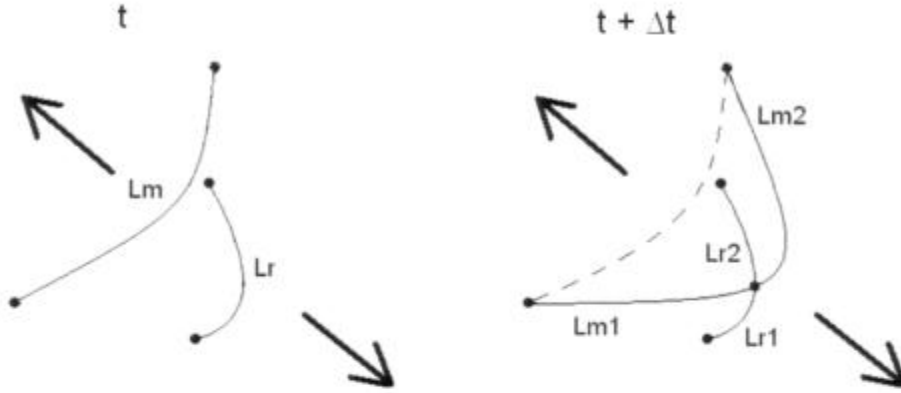


Figura 3.5. Choque de una dislocación móvil y una dislocación de la red.

Restringiéndonos por el momento a considerar los dos segmentos producto de la L_r original, supongamos que L_{r1} tiene una longitud dentro del intervalo $(L, L+dL)$. Usando las definiciones anteriores, el número de segmentos que se forman por unidad de volumen y tiempo, con longitud en el intervalo $(L_{r1}, L_{r1}+\Delta L_{r1})$, a partir de la división de dislocaciones de la red con longitudes entre $(L_r, L_r+\Delta L_r)$, se puede expresar

$$\Delta n^+(L_r \rightarrow L_{r1}) = \sum_{L_r \in (L_r, L_r + \Delta L_r)} \sum_{\forall L_m} P(L_m) \frac{2\Delta L_{r1}}{L_r} \quad (3.24)$$

El término $2\Delta L_{r1}/L_r$ representa la probabilidad de que una dislocación de longitud inicial L_r genere, al dividirse, un segmento dentro del intervalo $(L_{r1}, L_{r1}+\Delta L_{r1})$. Reemplazando la primer sumatoria por el número de dislocaciones por unidad de volumen en el intervalo $(L_r, L_r+\Delta L_r)$, $\phi(L_r)\Delta L_r$, y pasando la segunda sumatoria al límite integral, tenemos

$$\Delta n^+(L_r \rightarrow L_{r1}) = \int_{L_c}^{\infty} P(L_m)\phi(L_m)dL_m \frac{2\Delta L_{r1}}{L_r} \phi(L_r)\Delta L_r \quad (3.25)$$

Ahora, para tener en cuenta la contribución de todos los segmentos de dislocaciones de la red, con longitud L_r , tal que $L_{r1} < L_r < L_c$, se integra la ecuación (3.25) en L_r , obteniéndose

$$\Delta N^+(L_{r1} \in (L_{r1} + \Delta L_{r1})) = \int_{L_c}^{\infty} P(L_m)\phi(L_m)dL_m \quad 2\Delta L_{r1} \int_{L_{r1}}^{L_c} \frac{\phi(L_r)}{L_r} dL_r \quad (3.26)$$

Finalmente, la contribución de la fuente Q_2 se expresa como

$$Q_2(L_r) = 2 \int_{L_c}^{\infty} P(L_m)\phi(L_m)dL_m \int_{L_{r1}}^{L_c} \frac{\phi(L_r)}{L_r} dL_r \quad (3.27)$$

Q_3 es la última fuente de refinamiento para las dislocaciones de la red en el intervalo $(L, L+dL)$; tiene en cuenta la contribución al intervalo de los segmentos de dislocación que se generan a partir de una dislocación móvil de longitud inicial $L_m > L_c$, que choca, se divide y termina formando dislocaciones de longitudes comprendidas en el intervalo de análisis. Recurriendo a las ideas anteriores, el número de segmentos aportados al intervalo $(L_r, L_r+\Delta L_r)$ por unidad de volumen y por unidad de tiempo se puede calcular como

$$\Delta N^+(L_r \in (L_r + \Delta L_r)) = \sum_{\forall L_{r1}} \sum_{\forall L_{m1}} P(L_{m1}) \frac{2\Delta L_r}{L_m} \quad (3.28)$$

La primer sumatoria equivale al número de dislocaciones de la red por unidad de volumen, N_r . Entonces, el número de segmentos que ingresan al intervalo $(L, L+dL)$, por unidad de volumen y por unidad de tiempo, debido a la partición de dislocaciones móviles es

$$Q_3(L_r) = 2N_r \int_{L_c}^{\infty} \frac{P(L_m)\phi(L_m)}{L_m} dL_m \quad (3.29)$$

Para las dislocaciones móviles con $L_m > L_c$, aparecen dos fuentes de refinamiento, como se muestra en la figura 3.6.

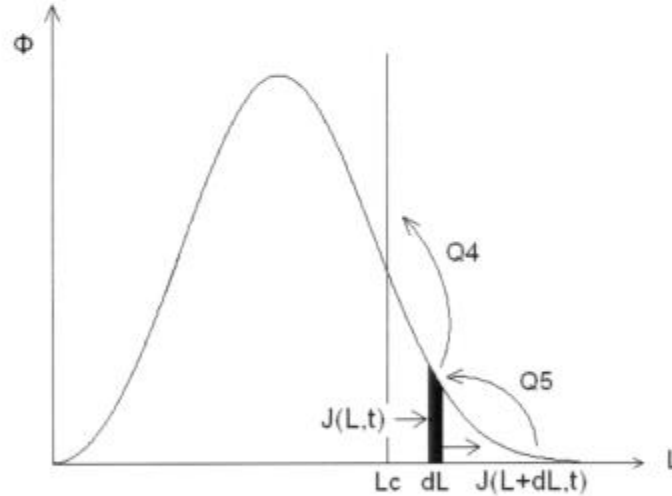


Figura 3.6. Contribuciones a intervalos $(L, L+dL > L_c)$.

La primera de ellas, Q_4 , considera los segmentos que abandonan el intervalo $(L, L+dL)$, debido a que dichas dislocaciones chocan con las dislocaciones de la red. El número de dislocaciones por unidad de volumen y unidad de tiempo que se pierden en el intervalo $(L_m, L_m+\Delta L_m)$ se calcula como

$$\Delta N^-(L_m \in (L_m + \Delta L_m)) = \sum_{\forall L_{r1}} \sum_{L_{m1} \in (L_m, L_m + \Delta L_m)} P(L_{m1}) \quad (3.30)$$

La primer sumatoria es igual al número de dislocaciones de la red, N_r ; la segunda es igual a $\phi(L_m) P(L_m) \Delta L_m$, por lo que

$$\Delta N^-(L_m \in (L_m + \Delta L_m)) = -N_r P(L_m) \phi(L_m) \Delta L_m \quad (3.31)$$

Entonces

$$Q_4(L_m) = -N_r P(L_m) \phi(L_m) \quad (3.32)$$

El último término de refinamiento, Q_5 , considera a las dislocaciones que ingresan al intervalo $(L, L+dL)$ por unidad de volumen y por unidad de tiempo gracias a la división por colisión de dislocaciones móviles de mayor longitud, que terminan formando segmentos de longitud comprendida en el intervalo considerado. Con un razonamiento similar al utilizado para Q_3 , tenemos el número de segmentos que ingresan al intervalo $(L_m, L_m + \Delta L_m)$, por unidad de volumen y por unidad de tiempo

$$\Delta N^+(L_m \in (L_m + \Delta L_m)) = \sum_{\forall L_{m1}} \sum_{L_{m2} \in (L_m, L_m + \Delta L_m)} P(L_{m1}) \frac{2\Delta L_{m1}}{L_m} \quad (3.33)$$

Resolviendo las sumatorias, y pasando al límite integral, se puede expresar el número de dislocaciones que ingresan al intervalo $(L, L+dL)$ por unidad de volumen y por unidad de tiempo, como

$$Q_5(L_m) = 2N_r \int_{L_m}^{\infty} \frac{P(L_m) \phi(L_m)}{L_m} dL_m \quad (3.34)$$

Reemplazando las ecuaciones (3.23), (3.27), (3.29), (3.32) y (3.34) en la (3.18), se obtienen las dos ecuaciones diferenciales que gobiernan la evolución de la distribución de longitudes de dislocaciones.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(L, t)}{\partial t} = & -\frac{\partial (J_r(L, t))}{\partial L} - \phi(L, t) \int_{L_c}^{\infty} P(L', t) \phi(L', t) dL' + 2 \int_{L_c}^{\infty} P(L', t) \phi(L', t) dL' \int_{L, 1}^{L_c} \frac{\phi(L', t)}{L'} dL' \\ & + 2N_r(t) \int_{L_c}^{\infty} \frac{P(L', t) \phi(L', t)}{L'} dL' \quad (L < L_c) \end{aligned} \quad (3.35a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(L, t)}{\partial t} = & -\frac{\partial (J_m(L, t))}{\partial L} - N_r(t) P(L, t) \phi(L, t) + 2N_r(t) \int_{L_m}^{\infty} \frac{P(L', t) \phi(L', t)}{L'} dL' \quad (L > L_c) \end{aligned} \quad (3.35b)$$

donde

$$J_r(L,t) = \phi(L,t)g_r(L,t) \quad (3.36)$$

y

$$J_m(L,t) = \phi(L,t)g_m(L,t) \quad (3.37)$$

son los flujos de dislocaciones que abandonan el intervalo $(L, L+dL)$ en el tiempo t . La ecuación (3.36) es válida para las dislocaciones de la red, donde $g_r = dL_r/dt$ es la velocidad de crecimiento de la longitud de los segmentos de dislocación por el proceso de recuperación. Por su lado, la ecuación (3.37) se aplica a las dislocaciones móviles, y $g_m = dL_m/dt$ representa la velocidad de crecimiento de su longitud debido al movimiento de deslizamiento-trepado que realizan.

Se puede mostrar analíticamente que los términos de refinamiento Q_i no afectan a la longitud de dislocaciones, es decir, no varían la densidad de dislocaciones. Esto resulta de

$$\sum_{i=1}^5 \int_0^{\infty} L Q_i(L,t) dL = 0 \quad (3.38)$$

Este resultado es físicamente consistente, ya que los procesos de refinamiento deben mantener la longitud de dislocaciones constante [44].

Velocidades de crecimiento de los segmentos de dislocaciones

Velocidad de crecimiento de las dislocaciones de la red

Para el cálculo de la velocidad de crecimiento de las dislocaciones de la red se utiliza la expresión propuesta por Öström y Lagneborg [42, 43] y Ardell et al [44, 45, 46, 47, 48, 49], a partir de la analogía entre el crecimiento de mallas y el crecimiento de granos. La misma ha sido presentada como la ecuación (3.14), y se la reescribe a continuación.

$$g_r(L,t) = \frac{dL}{dt} = v_r \left(\frac{L^*}{L} \right)^m \left(\frac{L}{L^*} - 1 \right) \quad (3.39)$$

v_r es una constante relacionada con la velocidad con la que se mueven los nodos de la red, L^* es la longitud característica del proceso de recuperación y m es un constante empírica.

Para estimar v_r se hace una nueva analogía entre el proceso de crecimiento de las mallas y el de crecimiento de grano. En este último caso, la velocidad con la que se mueve un borde de grano suele considerarse proporcional a la presión neta aplicada sobre el borde; la constante de proporcionalidad es la movilidad del borde de grano [3, p. 86]. Siguiendo esta idea, se asume que v_r puede expresarse como el producto entre la movilidad, M , y una fuerza por unidad de longitud aplicada sobre la dislocación, F ; es decir

$$v_r = MF \quad (3.40)$$

Para la movilidad se propone una ecuación del tipo de Arrhenius

$$M = M_0 e^{-Q/RT} \quad (3.41)$$

siendo M_0 una constante de proporcionalidad y Q una energía de activación. Para la fuerza por unidad de longitud aplicada sobre la dislocación, se considera el aporte de tres factores. El primero de ellos, propuesto por Nes para sus modelos de recuperación [23], se deriva del cambio de energía libre asociado a la reducción de la longitud de la dislocación durante la recuperación, donde se tiene en cuenta la interacción entre dislocaciones. La fuerza por unidad de longitud debido a esta reducción de energía libre, F_1 , se puede expresar como

$$F_1 = -\frac{\kappa\Gamma}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \zeta} = \frac{\kappa G b^2}{\zeta} \quad (3.42)$$

donde κ es una constante del orden de la unidad, Γ es la tensión de línea de la dislocación ($\sim Gb^2/2$), y ζ la separación media entre dislocaciones, y $\rho \sim (1/\zeta)^2$.

Teniendo en cuenta además el efecto de la fuerza de frenado, F_f , cuyo origen se debe a barreras que anclan las dislocaciones (por ejemplo, elementos en solución y precipitados), se pueden expresar ambas fuerzas como

$$F_1 - F_f = Gb^2 \left(\sqrt{\rho} - \sqrt{\rho_{T+R}} \right) \quad (3.43)$$

donde ρ_{T+R} es la densidad de dislocaciones del material templado y revenido, y se la utiliza, en este caso, para tener en cuenta el efecto de F_f . Según la expresión (3.43), ambas fuerzas se balancean entre si cuando el material alcanza una densidad de dislocaciones equivalente a la del estado de templado y revenido.

La otra componente considerada para F resulta de la tensión externa aplicada durante la termofluencia. Tal tensión externa, σ , genera sobre un segmento de dislocación una fuerza por unidad de longitud que puede calcularse mediante la ecuación de Peach-Koehler [11, p. 246]. Para estimar esta fuerza para un material policristalino y con una distribución de orientaciones de dislocaciones, se propone la siguiente expresión

$$F_2 = \alpha \sigma b \quad (3.44)$$

donde α es una constante menor a la unidad y que tiene en cuenta la distribución de orientaciones.

La determinación de la longitud característica del proceso de recuperación, L^* , se realizó siguiendo las ideas propuestas por Öström y Lagneborg [42, 43], aplicadas a este nuevo modelo. Estas ideas suponen que en una red tridimensional donde la geometría no cambia en el tiempo, la condición de volumen constante puede ser expresada como [57]

$$\int_0^{\infty} L^3 \phi(L,t) dL = cte \quad (3.45)$$

Por lo tanto

$$\int_0^{\infty} L^3 \frac{\partial \phi(L,t)}{\partial t} dL = 0 \quad (3.46)$$

Según Öström y Lagneborg, la condición de conservación de volumen durante la recuperación está probada experimentalmente [56].

Físicamente, los procesos de deslizamiento de dislocaciones que producen la deformación plástica, y el endurecimiento por deformación no producen cambios de volumen del material. Es por eso que la condición de constancia de volumen en el caso de termofluencia solo debe aplicarse al término de recuperación. Así, la ecuación (3.46) queda reducida a

$$\int_0^{L_c} L^3 \frac{\partial (J_r(L,t))}{\partial L} dL = 0 \quad (3.47)$$

La resolución de la ecuación anterior, al reemplazar las definiciones dadas por las ecuaciones (3.36) y (3.39), permite obtener la siguiente expresión para L^*

$$L^*(t) = \frac{3 \int_0^{L_c} \phi(L,t) L^{-m+3} dL - \phi(L_c,t) L^{-m+4}}{3 \int_0^{L_c} \phi(L,t) L^{-m+2} dL - \phi(L_c,t) L^{-m+3}} \quad (3.48)$$

Finalmente, queda por definir el valor del parámetro m . Lin et al [46] demostraron que $\phi(L,t) \rightarrow L^m$, cuando $L \rightarrow 0$ para todas las distribuciones de segmentos de dislocaciones analizadas. Hallaron, por ejemplo, $m \approx 4/3$ en cristales de Al y $m \approx 4/3$ en cristales de NaCl. Si bien aclaran que estos resultados son totalmente empíricos y que no existe teoría al respecto, los resultados parecen ser consistentes con el comportamiento de, por ejemplo, las distribuciones de tamaños de partículas durante el engrosamiento de precipitados controlado por difusión ($m = 2$), y el crecimiento de grano ($m = 1$), en el límite de tamaños pequeños. Por su parte, Öström y Lagneborg [42] informan que experimentos donde se analizó el tamaño medio de las mallas (R) en función del tiempo durante la recuperación, muestran un comportamiento muy cercano a una ley de la forma $dR/dt \approx M/R$, que surge de considerar $m = 1$ [56]. Este valor de m es el que se ha utilizado en el presente modelo.

Resumiendo, la velocidad de crecimiento para los segmentos de dislocación de la red, g_r , queda

$$g_r(L,t) = \frac{dL}{dt} = M_0 e^{-Q/RT} \{Gb^2(\sqrt{\rho} - \sqrt{\rho_{T+R}}) + \alpha\sigma b\} \left(\frac{L^*}{L}\right) \left(\frac{L}{L^*} - 1\right) \quad (3.49)$$

Velocidad de crecimiento de las dislocaciones móviles

Las dislocaciones móviles, con longitud $L > L_c$, no permanecen más en equilibrio con su tensión de línea: se liberan y mueven sin restricciones por una combinación de deslizamiento y trepado. Además, su radio de curvatura r deja de ser constante.

Asumiendo que la dislocación móvil permanece con forma aproximadamente circular desde el momento de su liberación hasta el momento en que colisiona con la red, es razonable escribir que $L = wr$, con $n < w < 2n$ [44]. Entonces, si $v_m = dr/dt$ es la velocidad promedio con que se mueve una dislocación móvil, podemos relacionarla con g_m , como

$$g_m = wv_m \quad (3.50)$$

Esta relación permitirá vincular un parámetro físico del modelo, como lo es g_m , con la velocidad de deformación, como se verá más adelante.

Se entiende, en principio, que g_m , o v_m , dependen tanto de la tensión como de la temperatura. Sin embargo, se las utilizarán como parámetros de ajuste del modelo.

Probabilidad de choque, $P(L)$

Según se asumió previamente, la probabilidad de ocurrencia de un choque entre una dislocación móvil con otra de la red, es función de la longitud de la dislocación móvil. Se adoptó una forma exponencial para esta función, con dos parámetros a ajustar, a_p y b_p . Se define entonces

$$P(L) = a_p \left\{ e^{b_p(L-L_c)} - 1 \right\} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} \quad (L \geq L_c) \quad (3.51)$$

donde ρ es la densidad de dislocaciones en un tiempo t , y ρ_0 una densidad de referencia. Para esta última se optó por utilizar el valor de la densidad correspondiente al material en estado templado y revenido, para todas las simulaciones realizadas. El término de la raíz cuadrada se incluyó para tener en cuenta la distancia media entre dislocaciones, que es proporcional a $\rho^{-1/2}$. Así, a mayor densidad de dislocaciones, menor será el espaciado medio entre dislocaciones (o el camino libre medio para una dislocación móvil antes de colisionar), y mayor la probabilidad de choque para la misma longitud de dislocación móvil.

3.3.5 La velocidad de deformación

El movimiento de una dislocación produce deformación plástica. En nuestro caso, tanto las dislocaciones de la red como las móviles pueden producir deformación [44]. Sin embargo, como la velocidad de movimiento de las primeras es despreciable respecto al de las segundas, sólo se considera el

aporte de las dislocaciones móviles a la deformación. En este caso, podemos aplicar la ecuación de Taylor-Orowan considerando un movimiento más general de deslizamiento-trepado.

La velocidad de deformación por corte, $\dot{\gamma}$, es [11, p. 300]

$$\dot{\gamma} = \varphi \rho_m b v_m \quad (3.52)$$

φ es un factor de corrección que tiene en cuenta que la deformación no está exactamente alineada con el movimiento de las dislocaciones; ρ_m es la densidad de dislocaciones móviles (que está dada por la ecuación (2.10)); v_m es la velocidad promedio de una dislocación móvil. Introduciendo el factor de Taylor, M , es posible relacionar la velocidad de deformación por corte con la velocidad de deformación axial en un material policristalino, $\dot{\epsilon}$. Tomando $M \approx 3$ para una estructura cúbica centrada en el cuerpo [50, p. 248], tenemos

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{3} \varphi \rho_m b v_m \quad (3.53)$$

La integración numérica de $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(t)$ permite determinar la curva de deformación axial en función del tiempo, $\epsilon(t)$.

3.3.6 Resolución numérica del modelo

La resolución del modelo desarrollado implica encontrar las soluciones a las ecuaciones diferenciales parciales de primer orden (3.35a) y (3.35b). Para ello se optó por utilizar el método numérico de diferencias finitas, en el cual las derivadas parciales temporales y espaciales se reemplazan por aproximaciones de las mismas. Éstas pueden obtenerse, por ejemplo, mediante desarrollos de series de Taylor de la función solución [58]. Tanto el dominio temporal como el espacial se discretizan uniformemente, mediante incrementos constantes Δt y ΔL , respectivamente.

Si se eliminan los términos correspondientes al proceso de refinamiento de las ecuaciones (3.35a) y (3.35b), se puede observar que las sumas de las derivadas de $\emptyset$ restantes se asemejan a la forma de una ecuación diferencial de onda unidimensional. La estrategia ante este tipo de ecuaciones se basa en la utilización de un esquema denominado, en inglés, como método *upstream* o *upwind*. Consiste en emplear diferencias finitas simples orientadas según el sentido de la velocidad, en el término de la derivada parcial espacial [59]. Este esquema permite obtener una solución estable del problema numérico, siempre que se verifique la condición de estabilidad dada por la ecuación [59]

$$\frac{\Delta L}{\Delta t} \geq |c| \quad (3.54)$$

donde c es una velocidad característica del problema físico. En nuestro caso, c se corresponde con la mayor velocidad g_r o g_m con que se mueven los segmentos de dislocaciones, en valor absoluto. Claramente, la ecuación

(3.54) impone una condición sobre la discretización del dominio del problema.

Mediante el reemplazo de las derivadas por las diferencias finitas, el problema matemático se reduce a la resolución de un sistema de ecuaciones algebraicas, donde las soluciones corresponden a los valores de la función solución. En la resolución del problema, se optó utilizar el esquema *upstream* implícito (es decir, resolviendo los valores de $\emptyset$ en un paso temporal y una dada posición espacial, utilizando los valores de $\emptyset$ adyacentes espacialmente, y en el mismo paso temporal), mientras que los términos de refinamiento se evaluaron explícitamente (es decir, utilizando los valores de $\emptyset$ del paso temporal anterior). Este planteo genera, para cada paso temporal, un sistema de ecuaciones algebraicas lineales que puede representarse por una matriz tridiagonal de coeficientes. Este sistema se resolvió utilizando el algoritmo de Thomas, que es un método simplificado de eliminación gaussiana para invertir matrices tridiagonales [59].

4. Ajuste y validación del modelo

4.1 Introducción

Como corolario del desarrollo del capítulo anterior, el modelo presenta una serie de parámetros empíricos que deben ser ajustados a partir de resultados experimentales. Para ello, se realiza un primer ajuste del modelo para el caso particular de recuperación, con los datos experimentales obtenidos con el material deformado. Utilizando los parámetros ajustados en esta primera etapa, se realiza un segundo ajuste del modelo completo, para el proceso de termofluencia. En este caso, los datos experimentales corresponden a las curvas de termofluencia en material sin deformación.

4.2 Ajuste del modelo de recuperación

4.2.1 Modelo de recuperación

El modelo de recuperación es un caso particular del modelo de termofluencia planteado. Durante la recuperación la tensión aplicada es nula, y la longitud crítica para la liberación de dislocaciones, L_c , tiende a infinito (ecuación (3.4)). Esto significa que todos los segmentos de dislocaciones pertenecen a la red; es decir, no hay dislocaciones móviles que se muevan libremente y que produzcan deformación plástica y refinamiento de la estructura de dislocaciones. De esta forma, las ecuaciones generales (3.35a) y (3.35b) quedan reducidas a

$$\frac{\partial \phi(L,t)}{\partial t} = - \frac{\partial (J_r(L,t))}{\partial L} \quad (4.1)$$

con

$$J_r(L,t) = \phi(L,t)g_r(L,t) \quad (4.2)$$

De aquí, los parámetros a ajustar son los que corresponden a la velocidad de crecimiento por recuperación de los segmentos de dislocaciones que pertenecen a la red, $g_r(L,t)$, ecuación (3.49).

Para verificar la condición de estabilidad del esquema de resolución numérico utilizado, dada por la ecuación (3.54), la discretización del dominio se realizó con los valores $\Delta t = 0,1$ s y $\Delta L = 6,67 \cdot 10^{-10}$ m.

4.2.2 Distribución de longitudes de dislocaciones inicial

El modelo requiere como condición inicial la distribución de longitudes de dislocaciones del material. Ante la falta de mediciones experimentales de esta distribución, se recurrió a la opción utilizada por Öström y Lagneborg

[42, 43], quienes proponen una función analítica para la distribución inicial, de la forma

$$\phi_0(L) = AL^n e^{-(BL^n)} \quad (4.3)$$

donde A y B son dos constantes a determinar. Para ello, se imponen dos condiciones sobre la distribución inicial: volumen unitario y densidad de dislocaciones inicial; es decir

$$\int_0^{\infty} L^3 \phi_0(L) dL = 1 \quad (4.4)$$

y

$$\int_0^{\infty} L \phi_0(L) dL = \rho_0 \quad (4.5)$$

donde ρ_0 es la densidad de dislocaciones inicial del material.

Para la constante exponencial, los autores utilizaron $n = 3$ para ajustar datos de distribuciones experimentales de un acero inoxidable austenítico [42, 43].

4.2.3 Ajuste de los datos experimentales

Los ensayos de recuperación ya fueron descriptos en el capítulo 2. La variable experimental utilizada para determinar el grado de recuperación es la tensión de fluencia, que puede relacionarse con la densidad de dislocaciones del material mediante la conocida ecuación [11, p. 355]

$$\sigma_f = \sigma_{T+R} + \kappa Gb (\sqrt{\rho} - \sqrt{\rho_{T+R}}) \quad (4.6)$$

donde σ_f es la tensión de fluencia del material recuperado, σ_{T+R} es una tensión de fluencia de referencia (en este caso se escogió la correspondiente al material en estado templado y revenido, que corresponde también a la del material totalmente recuperado), κ es una constante, ρ la densidad de dislocaciones del material recuperado y ρ_{T+R} la del material templado y revenido, nuevamente como referencia. La expresión (4.6) es la que permite comparar los resultados experimentales de tensiones de fluencia de material recuperado, con la evolución temporal de la densidad de dislocaciones que predice el modelo, ecuación (3.6).

Los datos experimentales obtenidos de los ensayos de recuperación del acero al Cr-Mo corresponden a predeformaciones de 2,6% y 7%. El modelo fue ajustado con los datos de 2,6% de deformación, mientras que los de 7% fueron utilizados para la validación. Los valores de densidad de dislocaciones y tensiones de fluencia utilizados se resumen en la tabla 4.1.

Estado del material	ρ (m^{-2})	σ_{fl} (MPa)
Templado y revenido	$7,90 \cdot 10^{12}$	705
2,6% deformado	$1,18 \cdot 10^{14}$	791
7% deformado	$4,31 \cdot 10^{14}$	897

Tabla 4.1. Densidades de dislocaciones y tensiones de fluencia de material templado y revenido, deformado al 2,6% y al 7%.

La densidad de dislocaciones del material templado y revenido fue medida con la técnica de rayos x [60, 61]. Por su lado, las densidades para los materiales deformados en frío se calcularon con la ecuación (4.6), a partir de los valores de sus tensiones de fluencia, determinados de ensayos de tracción. Los valores utilizados en la ecuación (4.6) fueron: $\kappa = 0,5$, $G = 71,3$ GPa y $b = 3 \cdot 10^{-10}$ m [62].

Teniendo en cuenta que la tensión aplicada es nula durante la recuperación, las variables a ajustar de la ecuación (3.49) para la velocidad $g_r(L,t)$ son M_0 y Q . La cinética de recuperación depende no solo de los parámetros M_0 , Q y de la densidad de dislocaciones inicial, sino también de la forma de la distribución inicial. Esto tiene que ver directamente con la definición de $g_r(L,t)$.

Se probaron distintos valores de n en la ecuación (4.3). El mejor ajuste de los datos para material deformado 2,6% se obtuvo a partir de una distribución inicial con $n = 2,5$; las constantes A y B se obtuvieron aplicando las condiciones (4.4) y (4.5). Así, la distribución inicial empleada tiene la forma

$$\phi_0(L) = 3,79 \cdot 10^{46} L^{2,5} e^{-(6,63 \cdot 10^{17} L^{2,5})} \quad (\text{dislocaciones} / \text{m}^4) \quad (4.7)$$

La figura 4.1 muestra las distribuciones iniciales utilizadas para materiales predeformados en frío al 2,6% (ecuación (4.7)) y 7% (ecuación (4.8)). De la figura se observa que a altas deformaciones la distribución se vuelve más refinada (es decir, con más segmentos de dislocaciones de menor longitud y una longitud media menor) y con mayor densidad de dislocaciones.

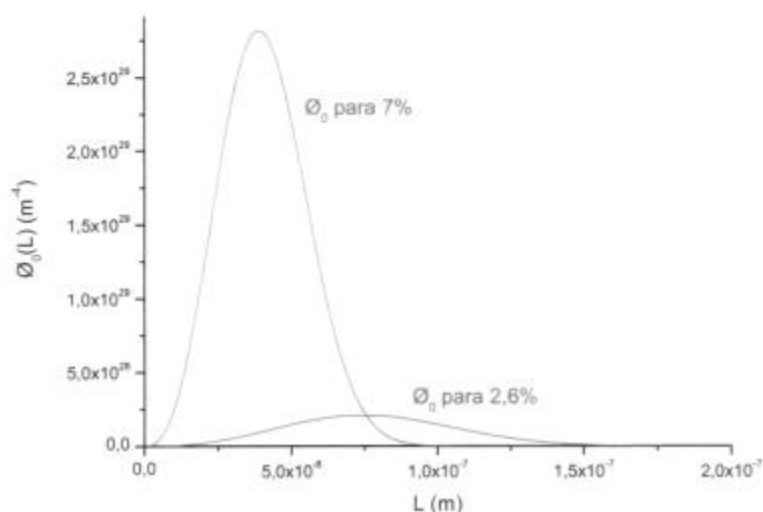


Figura 4.1. Distribuciones iniciales para materiales predeformados al 2,6% y al 7%.

En la figura 4.2 se muestra la evolución de la tensión de fluencia del material deformado al 2,6% y recuperado, a distintos tiempos y temperaturas de recocido. Los puntos corresponden a los resultados experimentales y las líneas continuas a los resultados numéricos. Se utilizó la ecuación (4.6) para transformar los resultados numéricos de densidades de dislocaciones en tensiones de fluencia.

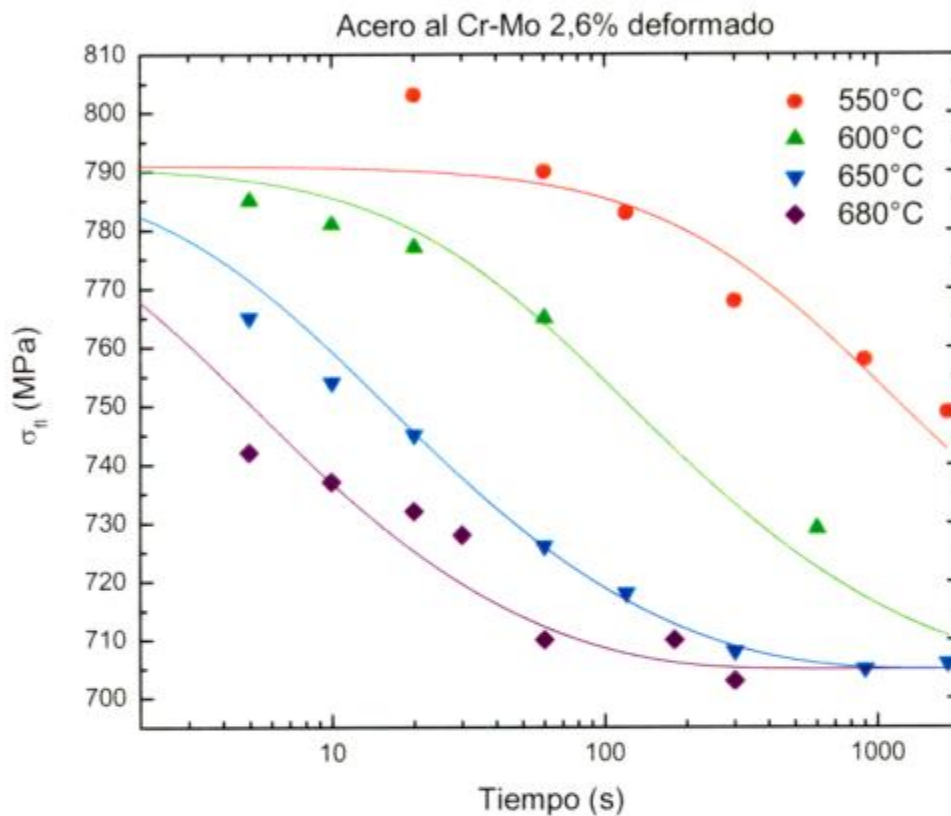


Figura 4.2. Ajuste de los datos de recuperación para el acero al Cr-Mo deformado al 2,6%.

Utilizando los datos de recuperación del material predeformado hasta 2,6%, se varió el valor de la movilidad M para cada temperatura, buscando el mejor ajuste de los datos experimentales. Graficando en escala semilogarítmica los valores óptimos de M en función de la inversa de la temperatura absoluta, es posible determinar M_0 y Q , según la ecuación (3.41). La figura 4.3 grafica los valores del logaritmo natural de M en función de la inversa de la temperatura absoluta, en puntos. El ajuste lineal de los puntos permitió encontrar los valores $M_0 = 1,727 \cdot 10^9$ m s/kg y $Q = 277,585$ kJ/mol K. El valor de la energía de activación Q obtenido es cercano al de autodifusión de Fe (240 kJ/mol) [4, p. 7]. Como el material en estudio es un acero aleado con importantes contenidos de Cr, Mn y Mo, es de esperar que la Q efectiva sea mayor que la del Fe, lo cual es consistente con el resultado obtenido.

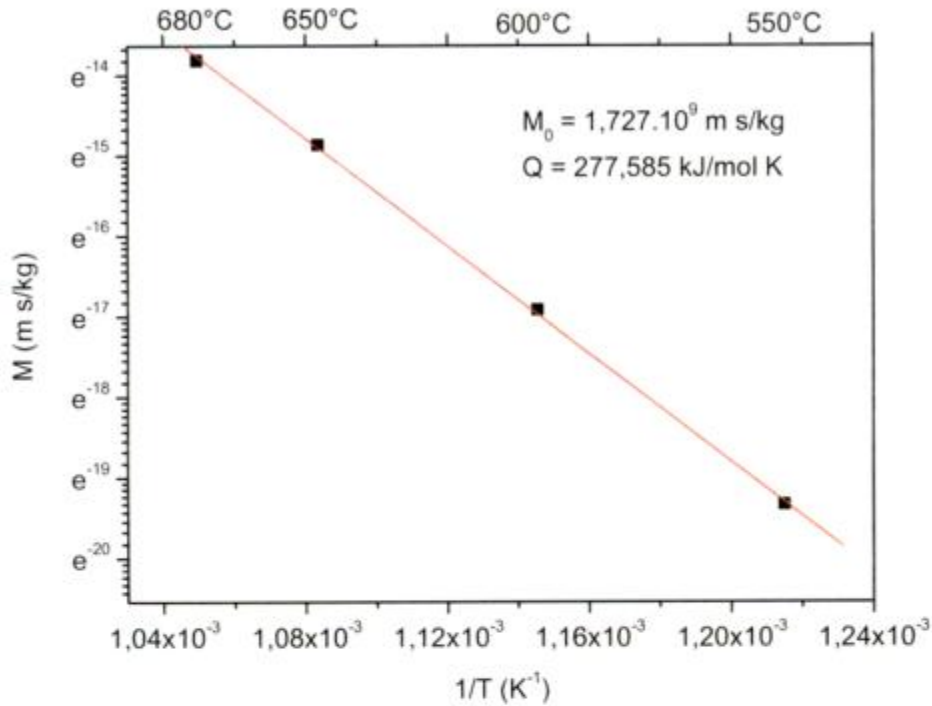


Figura 4.3. Movilidad M en función de la inversa de la temperatura absoluta para el acero al Cr-Mo deformado al 2,6%.

Con el objetivo de validar el modelo de recuperación y su ajuste, se utilizaron los datos de material predeformado en frío hasta el 7%. En la tabla 4.1 se detalla el valor de la densidad de dislocaciones utilizado. La distribución de longitudes de dislocaciones inicial es la representada en la figura 4.1. Satisfaciendo las condiciones (4.4) y (4.5), la distribución inicial tiene la forma

$$\phi_0(L) = 2,57 \cdot 10^{48} L^{2,5} e^{-(3,36 \cdot 10^{18} L^{2,5})} \quad (\text{dislocaciones} / m^4) \quad (4.8)$$

En los ensayos de recuperación de material predeformado al 7% se ha observado que la recuperación del mismo no es completa, aún a largos tiempos de recocido. Esto puede apreciarse en la figura 4.4, donde se muestran los resultados experimentales y numéricos de la tensión de fluencia variando durante el tiempo de recocido, a distintas temperaturas. Esto puede deberse a la formación de configuraciones estables de dislocaciones, con cinéticas de aniquilación muy bajas (por ejemplo, dipolos de dislocaciones) [62]. Los valores asintóticos de las densidades de dislocaciones remanentes a largos tiempos dependen de la temperatura de recocido.

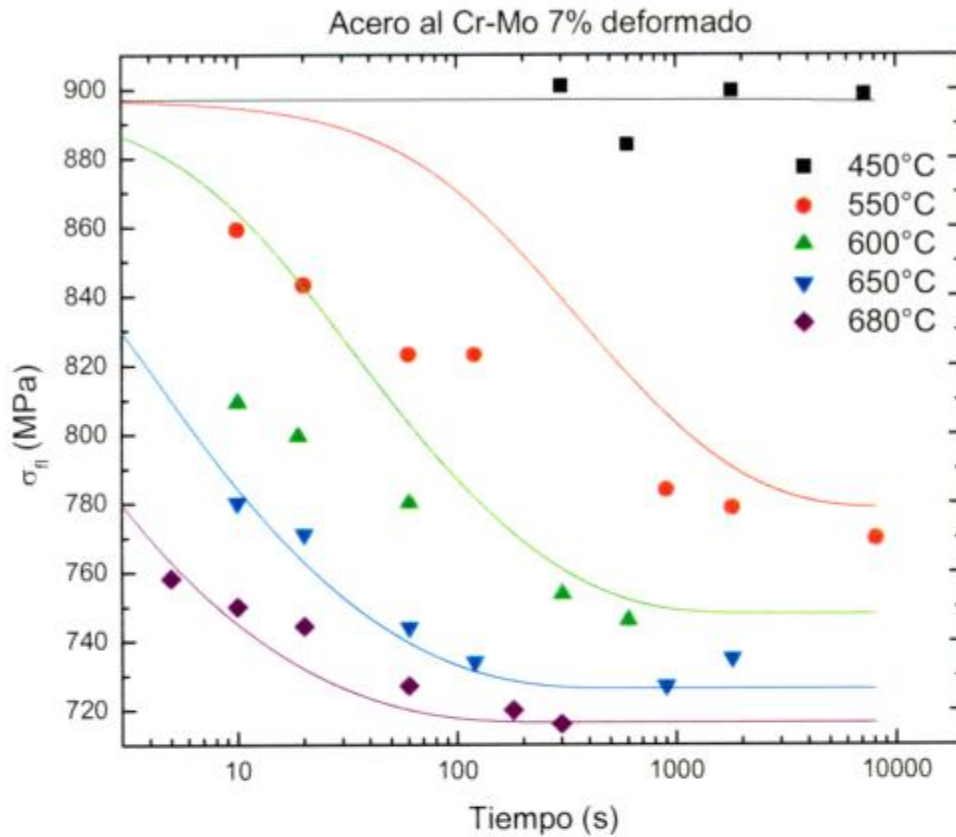


Figura 4.4. Ajuste de los datos de recuperación para el acero al Cr-Mo deformado al 7%.

Se encontró una relación aproximadamente lineal entre el logaritmo de las densidades de dislocaciones remanentes y la temperatura de recocido, como se observa en la figura 4.5. Para la simulación numérica de la recuperación en material con 7% de deformación se han utilizado los valores de las densidades de dislocaciones remanentes como los valores de equilibrio, sustituyendo a ρ_{T+R} en la ecuación (3.43) del modelo.

La relación entre la densidad de dislocaciones remanente y la temperatura de recocido puede aproximarse como

$$\rho_{\text{remanente}} = 10^{(17.34 - 0.00612T(^{\circ}\text{C}))} \quad (m^{-2}) \quad (4.9)$$

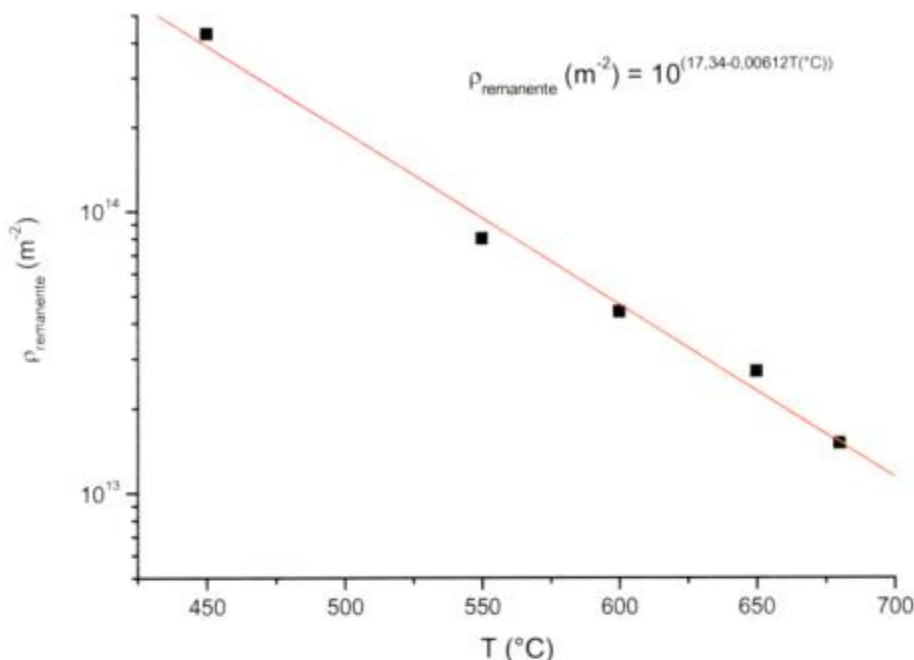


Figura 4.5. Densidad de dislocaciones remanente para el acero al Cr-Mo deformado al 7%.

4.2.4 Discusión sobre el ajuste del modelo de recuperación

Previo a la realización de un análisis de los resultados del modelo de recuperación, deben destacarse las diferencias entre el ciclo térmico de recocido experimental y el utilizado en el modelo. En este último caso, el ciclo es totalmente isotérmico, y no tiene en cuenta las rampas de calentamiento y enfriamiento de los ensayos. Es decir, el ciclo térmico simulado consta solamente de una permanencia durante cierto tiempo a la temperatura de recocido. Teniendo en cuenta que las rampas de calentamiento y enfriamiento son prácticamente iguales para todos los ciclos térmicos experimentales, la diferencia entre el ciclo térmico real y el simulado produce una subestimación por parte del modelo del grado de recuperación del material, siendo este efecto mayor a menores tiempos y mayores temperaturas de recocido, como se observa en la figura 4.2. Esto se debe a que durante las rampas de calentamiento y enfriamiento de los ensayos, el material se encuentra a temperatura durante ciertos lapsos de tiempo, que no están contemplados en los ciclos térmicos simulados, y que generan una recuperación parcial. Cabe destacar en este punto que las velocidades de calentamiento y enfriamiento fueron maximizadas dentro de las posibilidades prácticas del equipo utilizado, para reducir sus efectos sobre el ciclo isotérmico.

Teniendo en cuenta, además, las fuentes de errores experimentales comentadas en la sección 2.1.3, se concluye que el ajuste del modelo de recuperación es aceptable para los datos de material predeformado al 2,6%, figura 4.2. Respecto a la figura 4.4, se puede destacar que los resultados para material deformado al 7% es adecuado para tres

temperaturas (450, 650 y 680°C), fallando para 550 y 600°C. Se debe recordar que, en este último caso, no se realizó ningún ajuste de parámetros, sino que se utilizaron los datos experimentales como validación del ajuste realizado con los datos de material predeformado al 2,6%. Se concluye que el modelo de recuperación ajustado no es capaz de reproducir correctamente la cinética de recuperación para material deformado al 7%, debiéndose reformular el mismo para contemplar los procesos que pueden estar actuando durante la recuperación de un material altamente deformado. Cabe aclarar que una fuente posible de discrepancia es el hecho de haber usado el mismo exponente n en la definición de $\dot{\epsilon}_0(L)$, para material deformado al 2,6% y 7%, ante la falta de referencias experimentales.

Resumiendo, el modelo ajustado predice resultados aceptables para la recuperación de materiales con baja deformación (2,6%), mientras que presenta una limitación para mayores deformaciones (7%).

4.3 Ajuste del modelo de termofluencia

4.3.1 Modelo de termofluencia

El modelo de termofluencia desarrollado está definido por las ecuaciones (3.35a) y (3.35b). Durante el ajuste del modelo de recuperación, se obtuvieron los valores de M_0 y Q de la $g_r(L,t)$. Quedan, entonces, por determinar los valores de los parámetros de ajuste: α de la $g_r(L,t)$ (ecuación 3.44), a_p y b_p de $P(L)$ (ecuación 3.51), ϕ de $\dot{\epsilon}$ (ecuación 3.53) y g_m . Este último parámetro se lo considera dependiente tanto de la tensión como de la temperatura. Por su lado, b_p también se lo asume dependiente de la tensión aplicada y de la temperatura, como se verá más adelante.

4.3.2 Adimensionalización del modelo de termofluencia

El modelo de termofluencia expresado por las ecuaciones del capítulo 3 incorpora una serie de integrales cuyos límites de integración están definidos por la longitud crítica L_c . Esta longitud característica es, por su lado, una variable que varía en forma continua en función del tiempo. La representación de esta variable continua y el cálculo de las diversas integrales cuyo límite está dado por L_c resultan inconvenientes en una discretización sencilla en un modelo numérico dimensional. Por esta razón, se optó por realizar una adimensionalización de la variable longitud, utilizando a L_c como longitud característica. La nueva variable espacial adimensionalizada se define como

$$\lambda = \frac{L}{L_c} \quad (4.10)$$

Ahora, la discretización espacial se realiza en la variable adimensional λ . El cambio de variable modifica las ecuaciones del modelo desarrollado, las cuales han sido rescritas en el Apéndice I.

4.3.3 Distribución de longitudes de dislocaciones inicial

Nuevamente resulta necesario definir una distribución inicial de longitudes de dislocaciones, que evolucionará con el tiempo debido al proceso de termofluencia. Como el ajuste del modelo de termofluencia se realiza con material en estado templado y revenido, sin deformación en frío, la distribución debe ser representativa del mismo. Para ello se escogió utilizar una distribución inicial para termofluencia similar a la distribución final que se obtiene con el modelo de recuperación en material deformado al 2,6%, a largos tiempos de recocido. Cabe aclarar que el modelo de recuperación predice la misma distribución final para todas las temperaturas de recocido, siempre que la recuperación sea total.

En la figura 4.6 se muestran distribuciones finales para material totalmente recuperado bajo distintas condiciones de temperatura de recocido, que prácticamente se superponen entre si. En línea punteada se presenta la distribución inicial de dislocaciones para material deformado al 2,6%. Finalmente, también se presenta la distribución inicial utilizada en la simulación de termofluencia, ajustada con la función analítica

$$\phi_0(L) = 5,82 \cdot 10^{42} L^{2,5} e^{-(2,26 \cdot 10^{16} L^{2,5})} \quad (\text{dislocaciones} / m^4) \quad (4.11)$$

Nuevamente, esta distribución inicial también cumple con las ecuaciones (4.4) y (4.5).

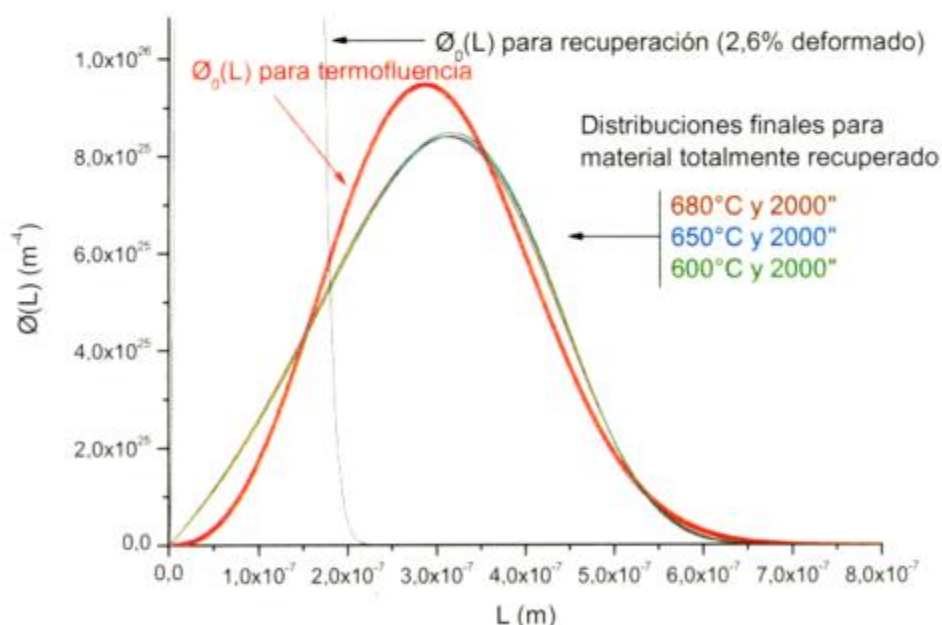


Figura 4.6. Distribuciones finales de material totalmente recuperado y distribución inicial para termofluencia.

Cabe destacar que la similitud entre la distribución inicial para termofluencia y las distribuciones finales para material totalmente recuperado se logró con

la elección de $n = 2,5$ en la forma funcional de $\dot{\epsilon}_0(L)$. Por esta razón, también se utilizó este valor de n en las distribuciones iniciales dadas por las ecuaciones (4.7) y (4.8), asumiendo que n es independiente del estado de deformación del material.

4.3.4 Ajuste de los datos experimentales

Los datos experimentales de termofluencia consisten en las curvas de deformación versus el tiempo, o curvas de termofluencia. Los ensayos fueron realizados en el acero templado y revenido, sin deformación en frío. La densidad de dislocaciones del material y su tensión de fluencia están detalladas en la tabla 4.1.

Se realizaron ensayos a diferentes tensiones a 600°C y 650°C, según se detalla en la tabla 2.2 del capítulo 2.

Las curvas de termofluencia teóricas se obtuvieron integrando numéricamente la ecuación (3.53). Se utilizó una discretización del tiempo y de la variable espacial, cuyos valores fueron $\Delta t = 0,1$ s y $\Delta \lambda = 1 \cdot 10^{-3}$ respectivamente, donde λ es la variable espacial adimensionalizada según la ecuación (4.10). Esta discretización verificó la condición de estabilidad numérica, dada por (3.54).

El parámetro α de la ecuación (3.44) se fijó en 0,005. Por su lado, las constantes geométricas w de la ecuación (3.50) y ϕ de la ecuación (3.53) se asumieron iguales a la unidad.

El ajuste de las curvas de termofluencia se realizó modificando los parámetros g_m , a_p y b_p , para distintas tensiones y temperaturas.

Datos de termofluencia a 600°C

La figura 4.7 presenta las velocidades de termofluencia en estado estacionario obtenidas de los ensayos de termofluencia a 600°C, en escala doble logarítmica, donde los puntos corresponden a los datos experimentales. La línea llena representa un ajuste lineal de las velocidades, que está dada por la ecuación potencial

$$\dot{\epsilon}_{\text{TERMOFLUENCIA SECUNDARIA}} = 6,16 \cdot 10^{-22} \sigma^{6,51} (s^{-1}) \quad (4.12)$$

donde σ es la tensión de ensayo en MPa.

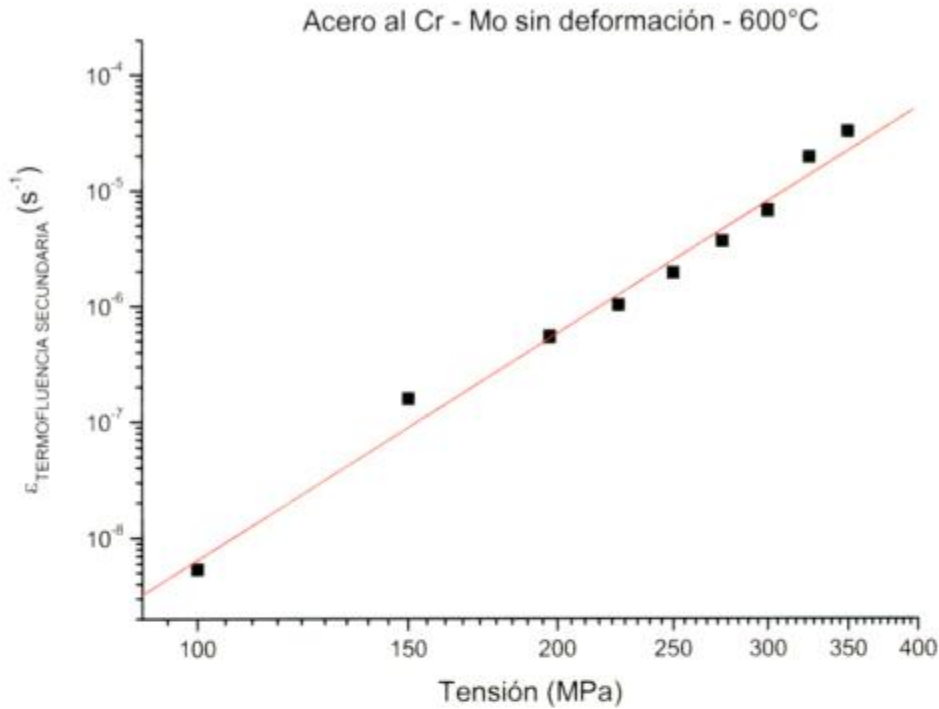


Figura 4.7. Velocidades de termofluencia estacionaria a 600°C, para el acero al Cr-Mo sin deformación.

El criterio principal para realizar el ajuste del modelo consistió en hacer coincidir las velocidades de termofluencia secundaria de las curvas teóricas con los valores experimentales, dados por la ecuación (4.12). Si bien el ajuste de los parámetros también se realizó con el objetivo de generar un buen acuerdo de la termofluencia primaria, se priorizó la buena predicción de la velocidades de termofluencia estacionaria.

La figura 4.8 muestra las curvas experimentales para ensayos de termofluencia a 600°C y a distintas tensiones, en líneas llenas. En líneas discontinuas se presentan los resultados numéricos del modelo ajustado. Se observa además que para 275MPa y 300MPa, ocurre termofluencia terciaria, como se indica con flechas en la figura. Claramente, la solución del modelo ya no es válida en esta etapa.

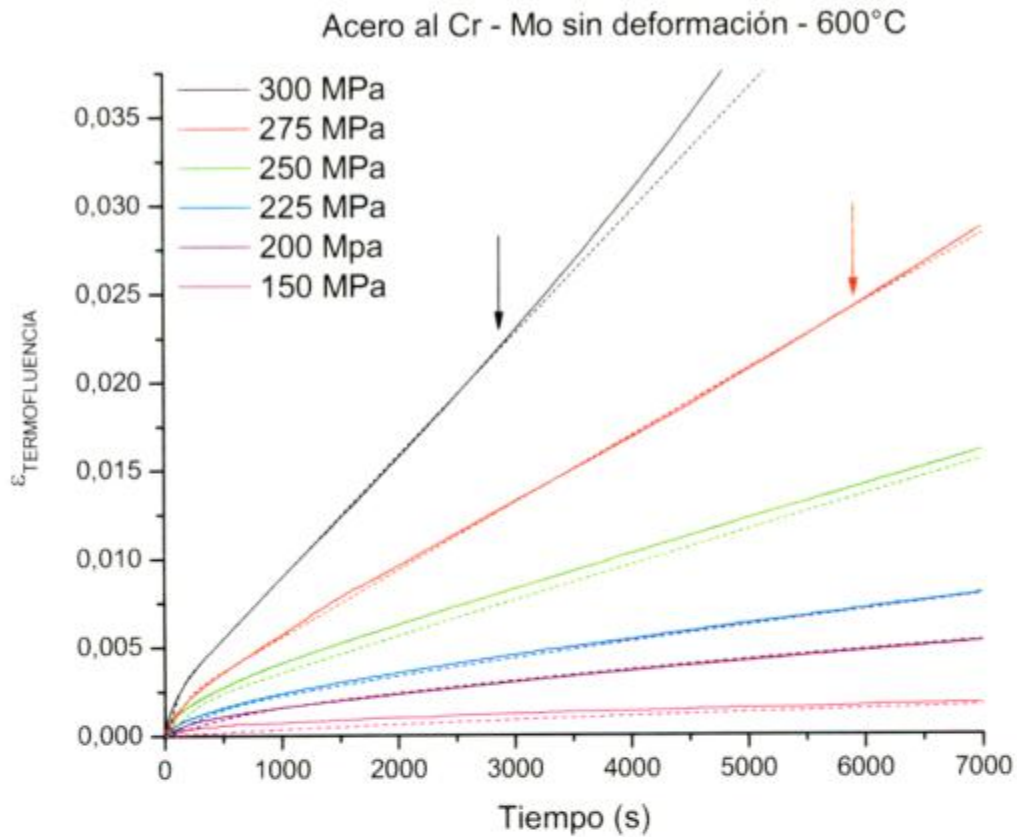


Figura 4.8. Curvas de termofluencia experimentales y teóricas a 600°C para el acero al Cr-Mo sin deformación.

Se destaca que el ajuste de las curvas experimentales es muy bueno, dentro de los errores experimentales, que se discutirán más adelante. En la figura 4.9 se han representado los valores de las velocidades g_m que resultan del ajuste de las curvas de termofluencia a 600°C. La línea roja representa una función exponencial, con la forma

$$g_m = -5,54 \cdot 10^{-11} + 2,26 \cdot 10^{-11} e^{\sigma/53,8} \quad (m/s) \quad (4.13)$$

donde σ es la tensión de ensayo en MPa.

Se destaca el excelente acuerdo entre los valores de g_m y el ajuste exponencial. El hecho que la velocidad crece con la tensión es consistente con predicciones teóricas y resultados experimentales [11, p. 301].

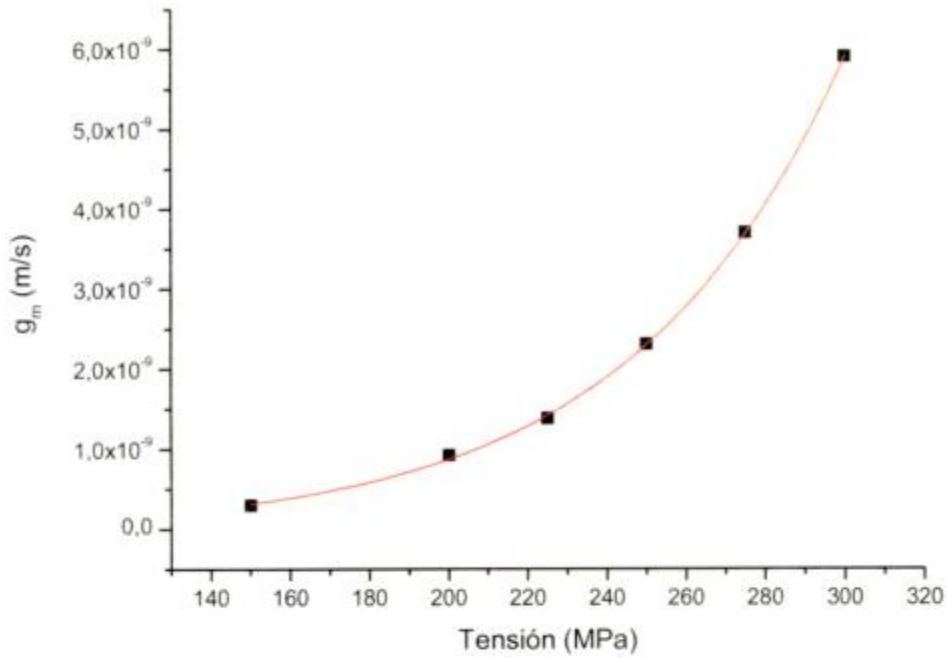


Figura 4.9. Velocidad g_m en función de la tensión de ensayo, para el ajuste de las curvas de termofluencia a 600°C.

Por su lado, los valores de b_p se ajustaron linealmente, considerándolos dependientes de la tensión de ensayo, y se los muestra en la figura 4.10. Como se lo discutirá en el próximo capítulo, este resultado se logró ya que al aumentar la tensión crece el b_p y, con él, la probabilidad de choque por unidad de tiempo. El parámetro a_p se lo consideró independiente de la tensión de ensayo, fijándolo en $1 \cdot 10^{-22} \text{ s}^{-1}$.

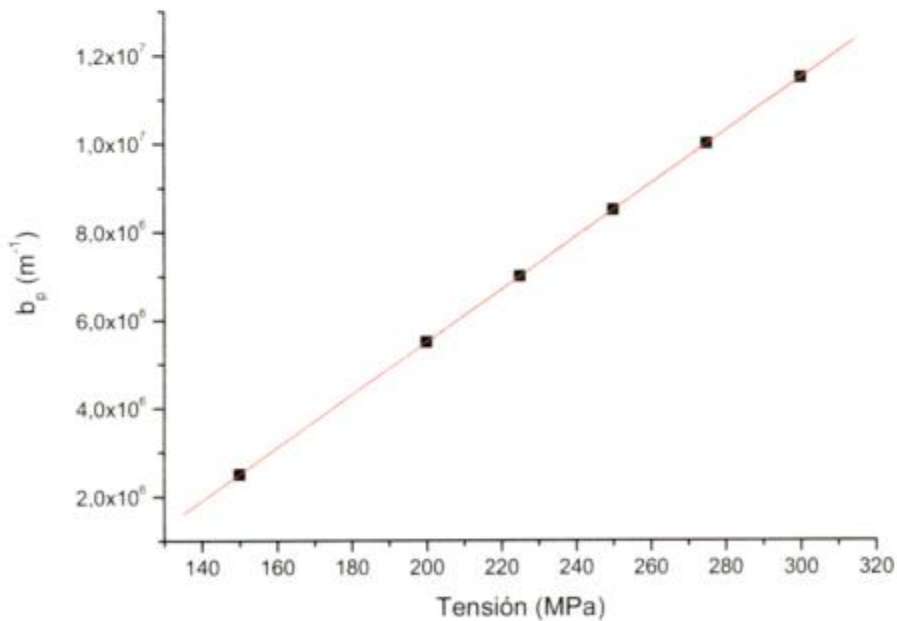


Figura 4.10. Valores de b_p en función de la tensión de ensayo, para el ajuste de las curvas de termofluencia a 600°C.

Datos de termofluencia a 650°C

En la figura 4.11 se presentan las velocidades de termofluencia secundaria obtenidas en los ensayos a 650°C. Nuevamente, los puntos corresponden a los datos experimentales.

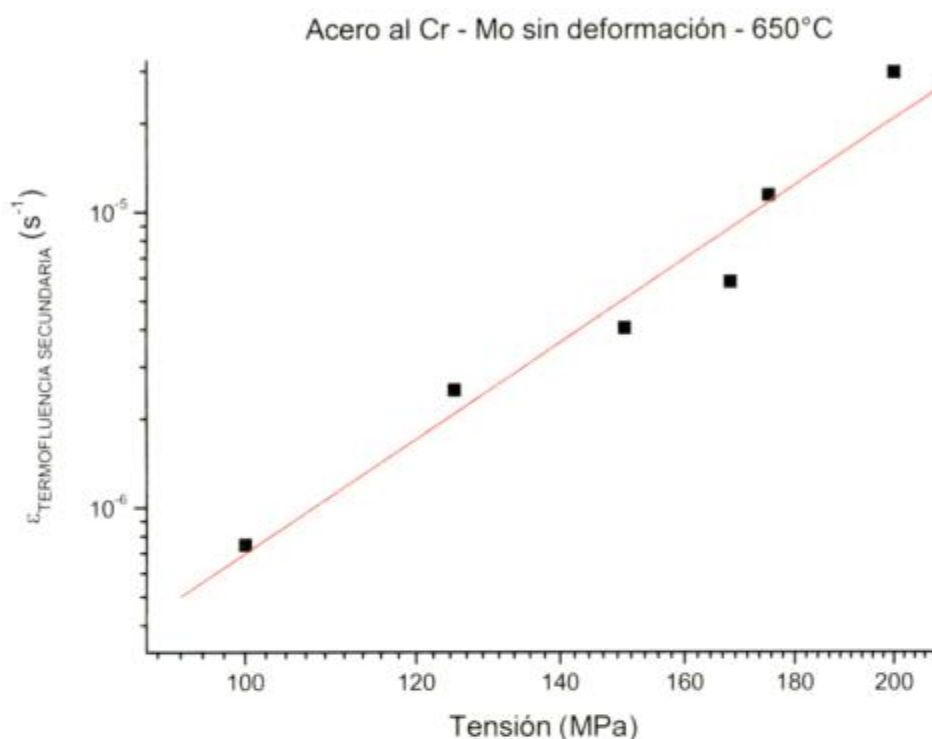


Figura 4.11. Velocidades de termofluencia estacionaria a 650°C para el acero al Cr-Mo sin deformación.

El ajuste lineal presentado en la figura tiene la forma

$$\dot{\epsilon}_{\text{TERMOFLUENCIA SECUNDARIA}} = 1,11 \cdot 10^{-16} \sigma^{4,90} \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (4.14)$$

con σ la tensión de ensayo en MPa.

La figura 4.12 muestra los datos experimentales de termofluencia a 650°C en líneas continuas, junto con los resultados del ajuste del modelo en líneas punteadas. Se observa que para tensiones mayores a 150MPa, la termofluencia alcanza el estado terciario dentro de las dos horas de ensayo, según indican las flechas.

Observando la figura, se ve nuevamente que el ajuste de los datos experimentales es aceptable.

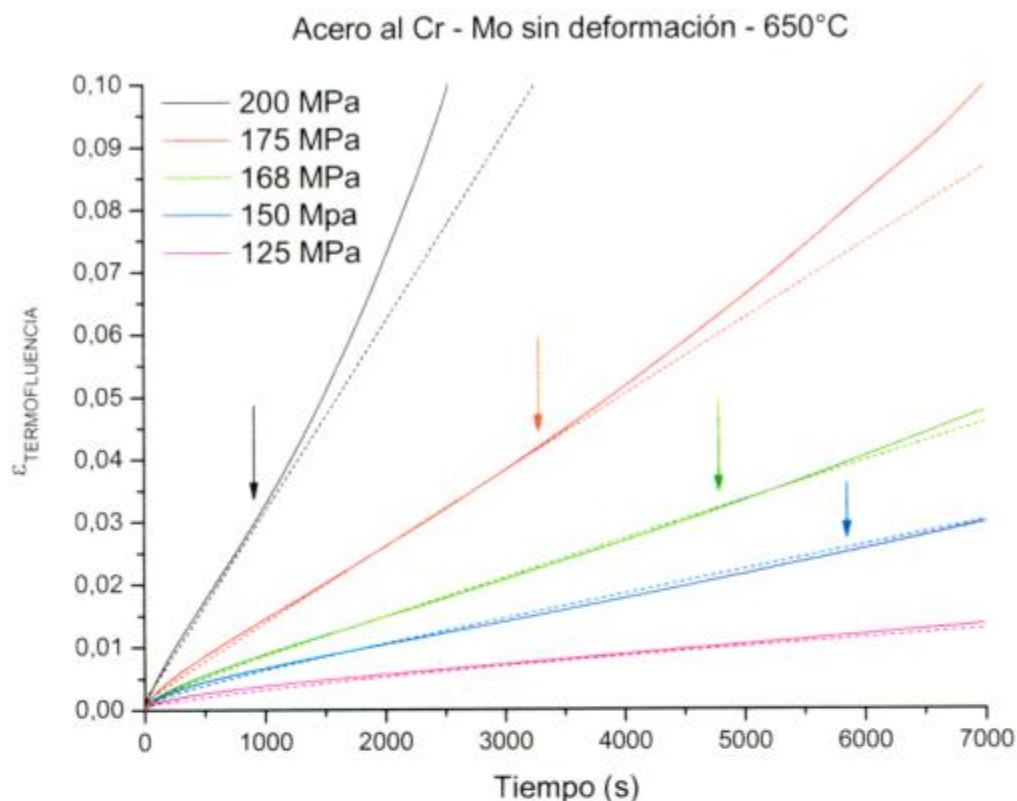


Figura 4.12. Curvas de termofluencia experimentales y teóricas a 650°C.

Los valores de las velocidades g_m se grafican en la figura 4.13, junto con dos líneas de tendencia aproximadas.

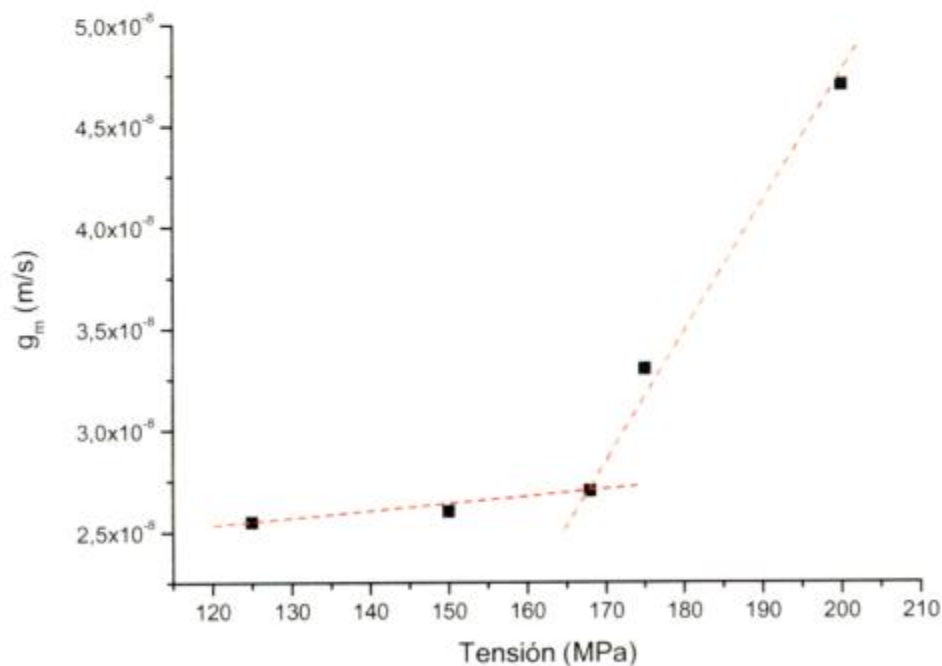


Figura 4.13. Velocidad g_m en función de la tensión de ensayo, para el ajuste de las curvas de termofluencia a 650°C.

Resulta claro que un ajuste exponencial, similar al utilizado en la figura 4.9 para termofluencia a 600°C, resulta deficiente. Más adelante se discutirán estos resultados.

Los valores de b_p se ajustaron nuevamente en forma lineal, como muestra la figura 4.14. Por su lado, el parámetro a_p se lo fijó en $3 \cdot 10^{-22} \text{ s}^{-1}$.

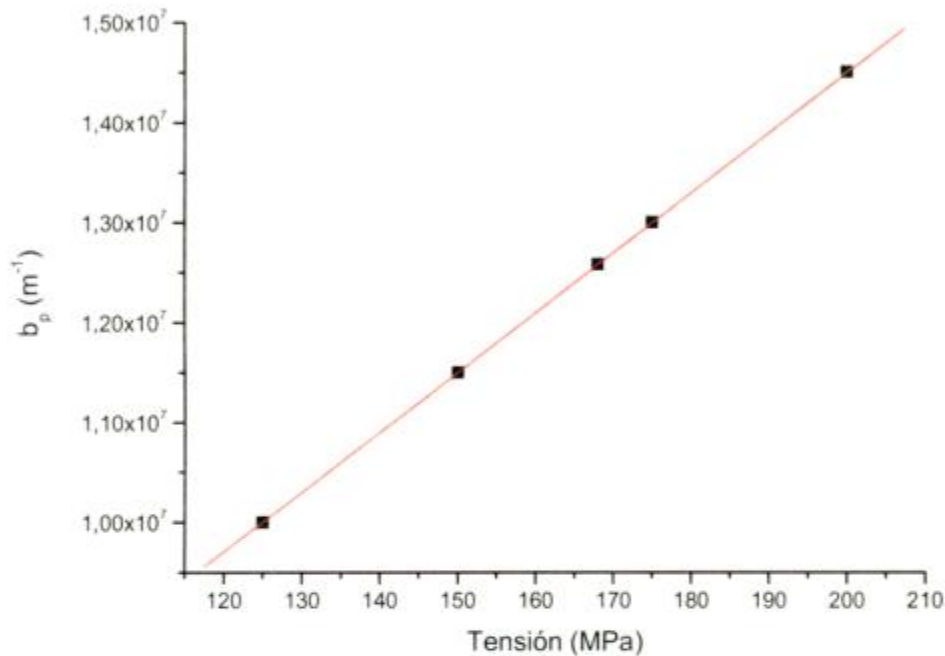


Figura 4.14. Valores de b_p en función de la tensión de ensayo, para el ajuste de las curvas de termofluencia a 650°C.

Se debe destacar que para obtener las curvas teóricas de la figura 4.12 se han utilizado los valores óptimos de velocidades g_m , dados por los puntos de la figura 4.13, y que dan un ajuste muy aceptable de los datos experimentales.

4.3.5 Discusión sobre el ajuste del modelo de termofluencia

Para ejemplificar la dispersión en los resultados experimentales, se muestran algunas curvas de termofluencia obtenidas bajo las mismas condiciones de ensayo, tanto en temperatura como tensión. La figura 4.15 muestra los resultados obtenidos para varios ensayos de termofluencia repetidos.

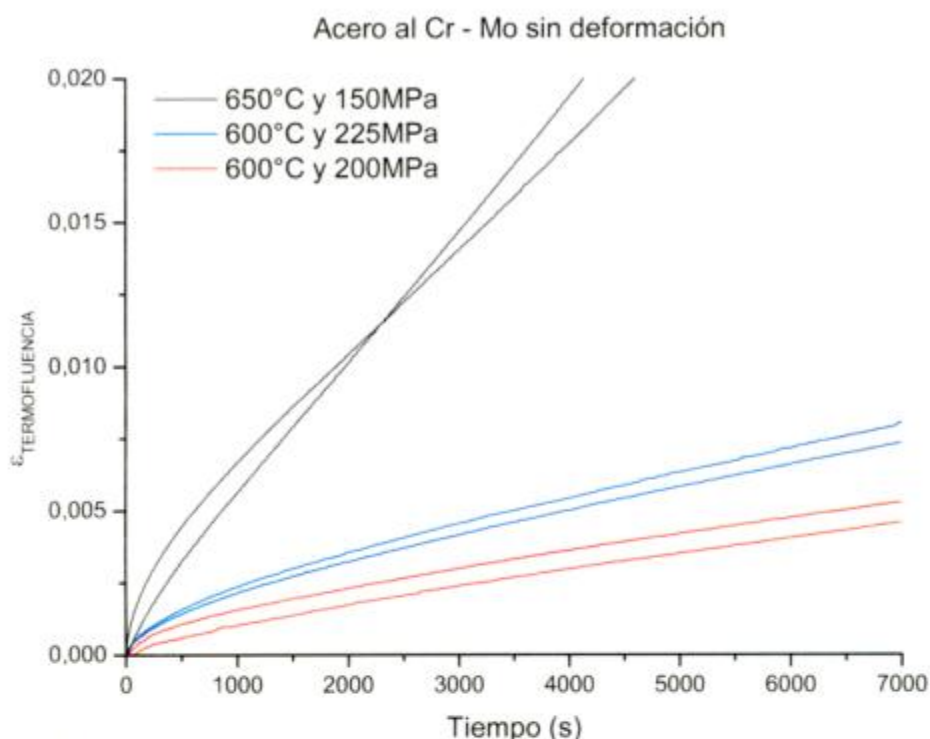


Figura 4.15. Curvas de termofluencia experimentales obtenidas bajo las mismas condiciones de ensayo para el acero al Cr-Mo sin deformación.

Se asume que las diferencias entre las curvas de termofluencia, así como en otras propiedades, se deben, principalmente, a la dispersión en las propiedades del material original, según se mencionó en el capítulo 2.

Teniendo en cuenta lo anterior, el ajuste de las curvas de termofluencia experimentales es muy satisfactorio cuando se utilizan los valores de g_m óptimos.

En el caso de los datos de termofluencia a 600°C, los valores óptimos de g_m están muy bien ajustados por la función exponencial dada por la ecuación (4.13), figura 4.9. Por lo tanto, utilizando la ecuación (4.13) para tensiones intermedias, a 600°C, es de esperar que el modelo brinde soluciones aceptables.

Para los datos de termofluencia a 650°C, se observa que los valores óptimos de g_m ya no pueden ser ajustados adecuadamente por una función exponencial, como en el caso anterior. Por otro lado, las tendencias lineales sugeridas en líneas punteadas en la figura 4.13 permiten suponer un cambio de mecanismo metalúrgico actuante, que puede ser el responsable del cambio en el comportamiento de las velocidades g_m ajustadas. La primer zona lineal abarca las tensiones entre 125 y 168MPa, y la segunda entre 168 y 200MPa. Por otro lado, la extrapolación de las velocidades g_m a tensión nula en la primer zona lineal, tiende a un valor no nulo de g_m , como se supondría correcto. Este hecho permite suponer la ocurrencia de otro mecanismo de termofluencia, evidentemente no considerado en el modelo, y que se activa a bajas tensiones y a 650°C. En este sentido, se puede agregar que la extrapolación de g_m a bajas tensiones para los datos de

termofluencia a 600°C tiende a un valor aproximadamente nulo, como es de esperarse.

La idea anterior también está sustentada por los resultados obtenidos para las velocidades de termofluencia secundaria. Mientras que para los datos de 600°C, las velocidades del secundario siguen una dependencia exponencial con la tensión, con $n = 6,51$ (ecuación (4.12)), para 650°C el exponente cae a $n = 4,90$ (ecuación (4.14)). En principio, para termofluencia potencial, el exponente n es independiente de la temperatura de ensayo [11, p. 662]. Esta diferencia puede deberse a un cambio en el mecanismo de termofluencia actuante.

Resulta indudable la necesidad de realizar más trabajo experimental para soportar las suposiciones anteriores.

5. Discusión

5.1 Introducción

En el presente capítulo se realizará una discusión acerca de los resultados teóricos obtenidos con el modelo de termofluencia. Se presentarán las evoluciones temporales de la distribución de longitudes de dislocaciones y de las variables más importantes del modelo, para algunos de los casos de tensión y temperatura utilizados en el ajuste del modelo. Se analizará la sensibilidad de distintos parámetros sobre las curvas teóricas obtenidas, y finalmente se realizarán aplicaciones cualitativas del modelo para simular el proceso de termofluencia en materiales deformados en frío.

5.2 Algunos resultados numéricos del modelo

5.2.1 Evolución temporal de variables

A modo de ejemplo se muestran las evoluciones temporales de ciertas variables características del modelo, para uno de los casos particulares de termofluencia utilizados en el ajuste del modelo en el capítulo anterior. Se escogió el caso de termofluencia a 600°C y 275MPa.

La figura 5.1 muestra la evolución de la distribución durante los primeros 40 segundos de proceso. En la misma también se representa la distribución inicial. Se puede observar claramente cómo la distribución se divide en dos zonas con comportamientos muy diversos; el límite de esta división está dado por la longitud L_c .

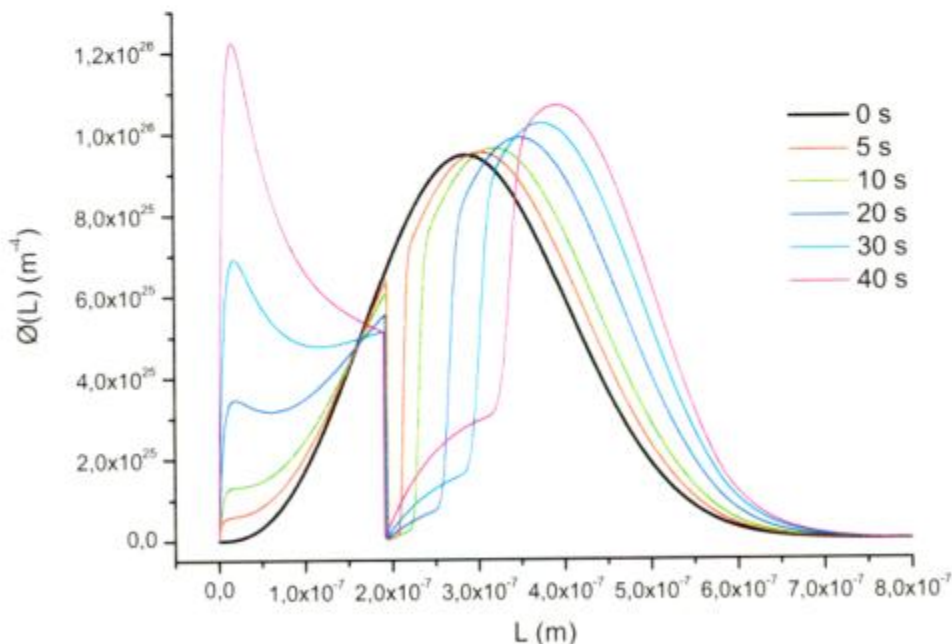


Figura 5.1. Evolución de la distribución durante la termofluencia a 600°C y 275MPa.

En la figura 5.2 se grafican las distribuciones a mayores tiempos. Se muestra la distribución final, a 7000 segundos, que corresponde a la del estado estacionario. Se muestra asimismo la distribución inicial, a modo de comparación. Se observa además que la distribución cambia muy poco entre los 1000 y 7000 segundos, razón por la cual la curva de termofluencia llega al estado estacionario, como se muestra en la figura adjunta.

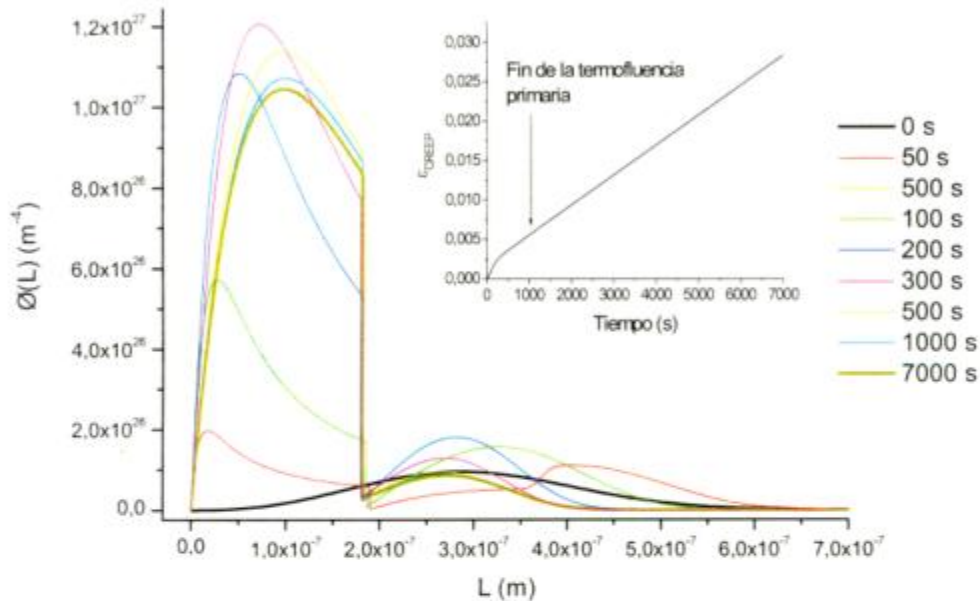


Figura 5.2. Evolución de la distribución durante la termofluencia a 600°C y 275MPa.

El hecho que la distribución se parta en dos se debe a las diferentes cinéticas con que se mueven las dislocaciones, dependiendo si se trata de dislocaciones de la red o móviles. En la figura 5.3 se han graficado las velocidades de las dislocaciones de la red, g_r , y de las dislocaciones móviles, g_m , en función de la longitud de la dislocación, a los 1000 segundos de proceso. Se observa claramente el salto en el valor de la velocidad en la posición dada por L_c , debido al cambio en el tipo de movimiento que tienen las dislocaciones. Así para este ejemplo, la velocidad de una dislocación es de $1,2 \cdot 10^{-10}$ m/s cuando sigue perteneciendo a la red, y salta a $3,7 \cdot 10^{-9}$ m/s al pasar a ser una dislocación móvil. Es decir, existe una diferencia de un orden de magnitud entre las velocidades de las dislocaciones de la red y las móviles.

En la misma figura puede verse cómo la velocidad de las dislocaciones de la red pasa de un valor negativo a uno positivo cuando su longitud supera la longitud característica L^* .

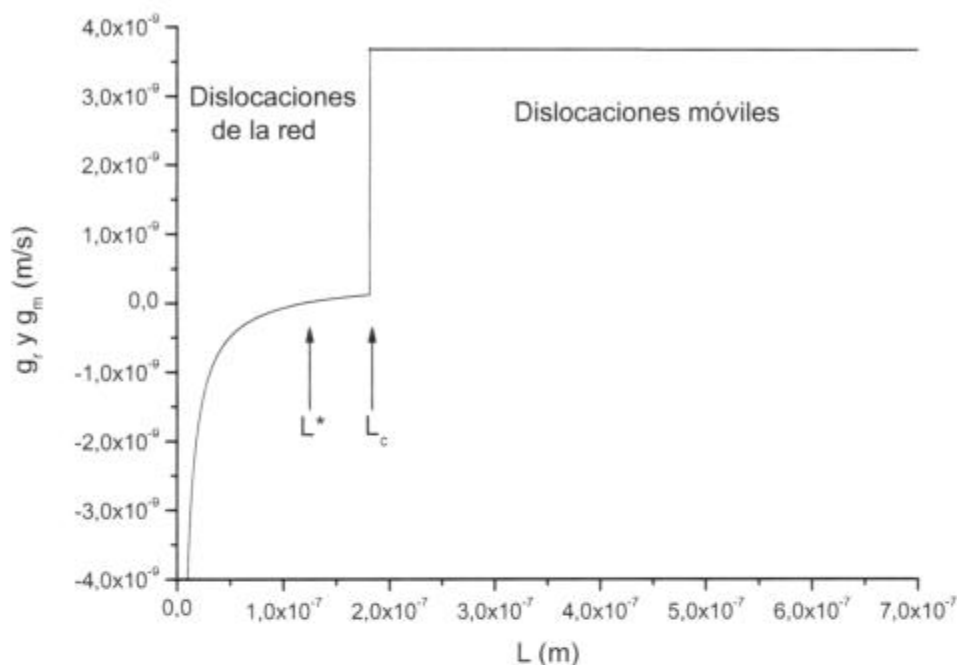


Figura 5.3. Velocidades g_r y g_m , a los 1000 segundos.

Por otro lado, analizando las dos primeras figuras, se ve que a medida que las dislocaciones móviles crecen, estas van chocando y se generan nuevos segmentos de dislocaciones de la red. El peso de los términos de refinamiento (ecuación (3.35a)) hace que se generen mayoritariamente segmentos de tamaño chico. Esto se visualiza claramente en la figura 5.1, donde se produce un rápido crecimiento de la distribución para bajas longitudes. Este comportamiento se mantiene mientras existe una buena cantidad de dislocaciones móviles que producen el refinamiento. A medida que la densidad de dislocaciones móviles va disminuyendo, el máximo de la distribución se va corriendo hacia longitudes mayores, como se concluye de la figura 5.2, hasta que se estabiliza en el estado estacionario.

La figura 5.4 muestra la variación de L_c , L^* y $\langle L \rangle$ para los primeros 1000 segundos de termofluencia a 600°C y 275MPa .

Respecto a L_c se advierte que sufre un cambio leve en su valor, a pesar de depender de la densidad de dislocaciones total, ecuación (3.4); esto se debe a que esta densidad entra dentro del término logarítmico de la ecuación. De esta forma, el aumento de la densidad de dislocaciones durante el proceso genera muy poca disminución de la longitud crítica.

Por su lado, L^* presenta un decrecimiento más fuerte porque la distribución se compacta hacia menores valores de longitudes, debido al refinamiento producido durante el inicio del proceso.

Finalmente, como se verá más adelante, $\langle L \rangle$ está relacionada directamente con la densidad total de dislocaciones, dando una idea de su valor.

Se destaca que las tres variables, que dependen de la forma de la distribución según fueron definidas en el capítulo 3, se estabilizan durante el estacionario.

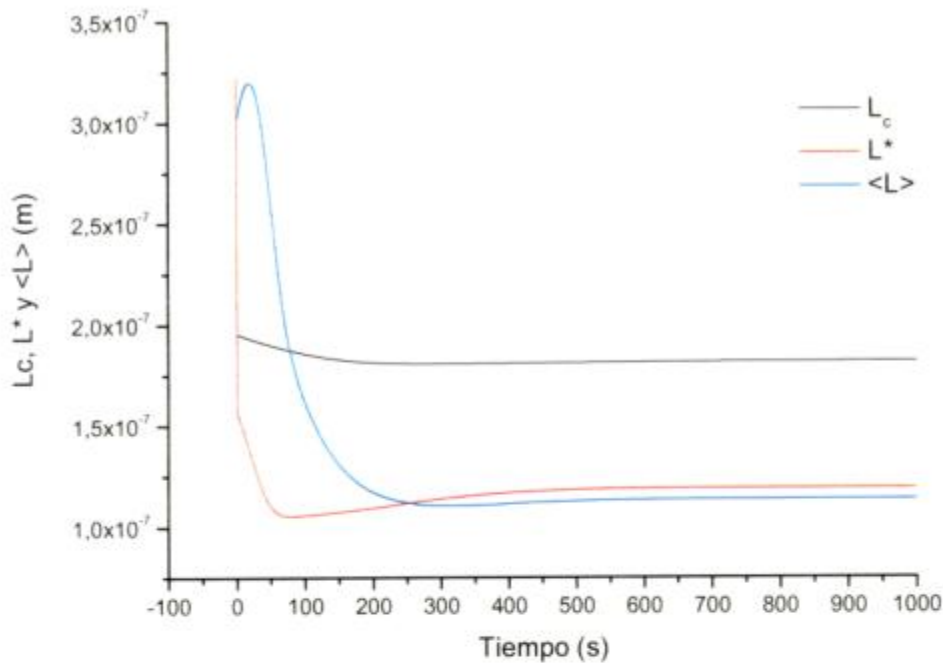


Figura 5.4. Evolución de L_c , L^* y $\langle L \rangle$ durante la termofluencia a 275MPa y 600°C.

La figura 5.5 muestra la variación de las densidades de dislocaciones, según lo predice el modelo. Se presentan la densidad de dislocaciones total, la densidad de dislocaciones de la red y la densidad de dislocaciones móviles. Se observa como a los 3000 segundos aproximadamente, los valores se estabilizan en un valor constante, indicando el inicio de la termofluencia estacionaria.

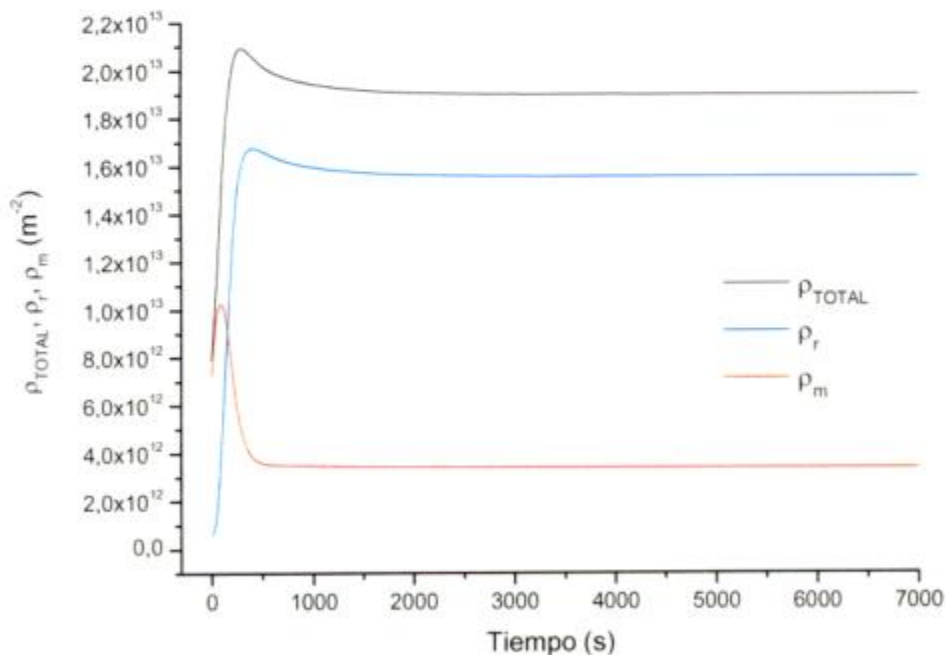


Figura 5.5. Evolución de las densidades de dislocaciones para una simulación de termofluencia a 600°C y 275MPa.

Los comportamientos de las densidades muestran un transitorio en el cual se produce, primeramente, un aumento de las densidades de dislocaciones de la red y móviles, y luego una reducción hasta alcanzar el estado estacionario.

El gran crecimiento de la densidad de dislocaciones de la red se debe a los procesos de refinamiento, que rápidamente favorecen la generación de dislocaciones con longitud menor a L_c a expensas de las dislocaciones móviles que colisionan. El valor inicial de esta densidad es bajo, ya que L_c es reducido respecto a la distribución inicial. Cabe destacar que el proceso de refinamiento no produce cambio en la longitud total de dislocaciones, sino que transforma dislocaciones móviles en dislocaciones de menor longitud y, eventualmente, en dislocaciones de la red.

Por su lado, el aumento inicial de la densidad de dislocaciones móviles se debe exclusivamente al crecimiento de la longitud de las mismas, que tiene una cinética importante según muestra la figura 5.3. A su vez se produce una reducción del número de dislocaciones móviles, debido al refinamiento que sufren. Sin embargo, el crecimiento es más importante durante la primer parte del proceso, y el resultado neto es un aumento de la densidad de dislocaciones móviles. A medida que las dislocaciones móviles van creciendo en longitud, la probabilidad de que colisionen aumenta (ecuación (3.51)), y la disminución en su número se hace más importante con el tiempo. Eventualmente, la desaparición de dislocaciones móviles pasa a pesar más que su crecimiento, y su densidad comienza a disminuir hasta alcanzar el estado estacionario.

El comportamiento de la densidad de dislocaciones total, que surge de la combinación de las densidades anteriores, presenta también un fuerte aumento inicial y una posterior reducción hasta un valor mayor al inicial, como es de esperar.

La figura 5.6 muestra comparativamente el valor de $\langle L \rangle$ y de $\rho^{-1/2}$ durante los primeros 1000 segundos. Se asume en general que estas dos variables pueden utilizarse como una estimación de la distancia media entre dislocaciones en un material [42, 43, 44]. Salvo el aumento inicial del valor de $\langle L \rangle$, debido al rápido crecimiento de las numerosas dislocaciones móviles en los primeros segundos del proceso, el comportamiento de ambos parámetros es similar. Sin embargo, puede destacarse que el valor que toma $\rho^{-1/2}$ cerca del estado estacionario es aproximadamente el doble que el de $\langle L \rangle$.

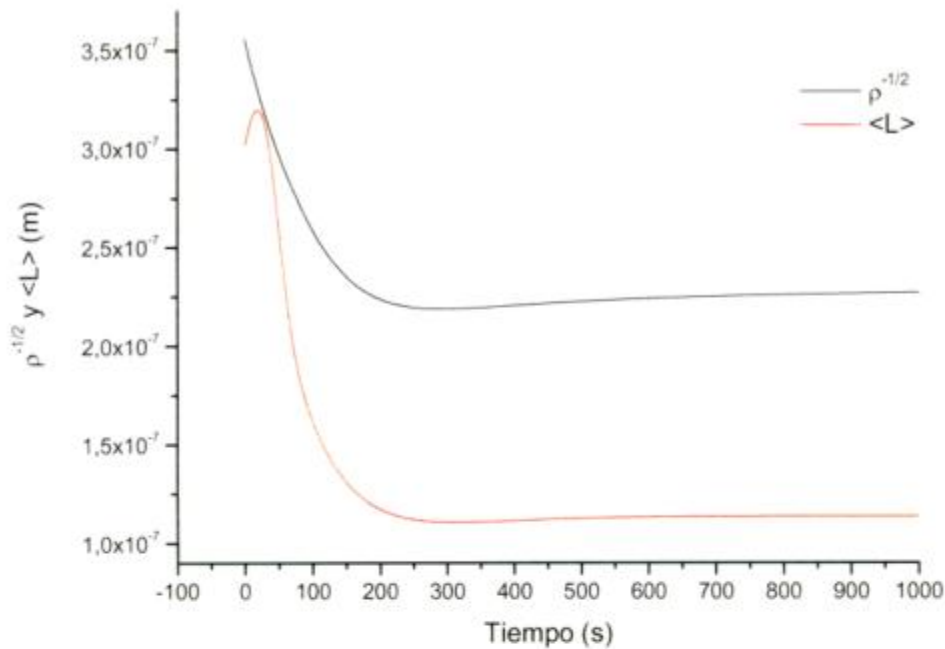


Figura 5.6. Evolución de $\rho^{-1/2}$ y $\langle L \rangle$ durante la termofluencia a 275MPa y 600°C.

5.2.2 Densidades de dislocaciones durante termofluencia estacionaria

Otra variable interesante de analizar es la densidad de dislocaciones del material sometido a termofluencia, una vez alcanzado el estado estacionario.

Las figuras 5.7 y 5.8 muestran los valores teóricos de las densidades de dislocaciones del material durante termofluencia estacionaria a 600°C y 650°C respectivamente, en función de la tensión de ensayo. En las mismas figuras se superpone un ajuste exponencial de los puntos.

Respecto a los valores de densidades totales obtenidos para los estados estacionarios, pueden realizarse algunos cálculos para comparar cantidades. Tomando como ejemplo el caso de termofluencia a 650°C y 175MPa, se observa que el material alcanza una deformación del 3% a los 2400 segundos, en estado estacionario. Si esta deformación se hiciera en frío, la densidad de dislocaciones se incrementaría alrededor de $1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$ respecto al valor inicial, según la ecuación (4.6), correspondiendo a un aumento de 100MPa en la tensión de fluencia, aproximadamente. Por su lado, el modelo predice que la densidad de dislocaciones a los 2400 segundos se incrementa en $5,2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$, que es un valor mucho menor. Esto es de esperarse ya que la recuperación está activada. Buscando el caso más desfavorable entre los simulados para el ajuste, de las figuras 5.7 y 5.8 puede verse que la mayor densidad en el estacionario se ha obtenido para termofluencia a 600°C y 300MPa, y corresponde a $2,44 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-2}$ en el estado estacionario. Es decir, el modelo estima que el incremento de la densidad durante la termofluencia es de $1,65 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-2}$. Este valor es aún un orden de magnitud menor a $1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$.

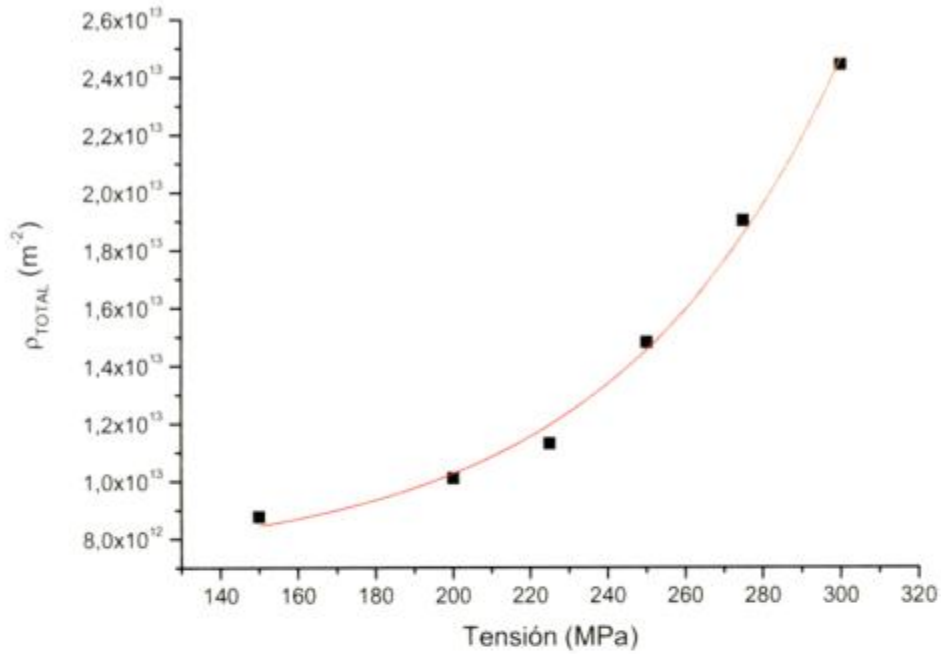


Figura 5.7. Densidades de dislocaciones teóricas en el estado estacionario, para el ajuste de las curvas de termofluencia a 600°C.

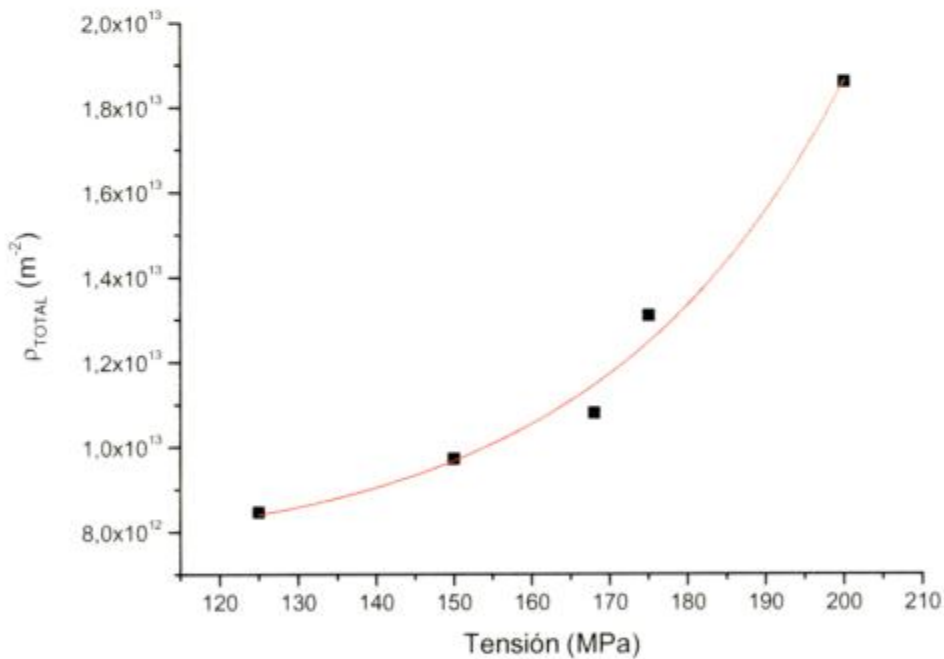


Figura 5.8. Densidades de dislocaciones teóricas en el estado estacionario, para el ajuste de las curvas de termofluencia a 650°C.

Con la ayuda de las dos últimas figuras 5.7 y 5.8, y teniendo en mente las dependencias de g_m con la tensión (figuras 4.9 y 4.13), es posible realizar una justificación de la dependencia del parámetro b_p con la tensión, como

muestran las figuras 4.10 y 4.14. A mayor tensión de ensayo, la densidad de dislocaciones del material aumenta (figuras 5.7 y 5.8), ya que se favorece la deformación por sobre la recuperación. Por otro lado, como se mencionó previamente, el camino libre medio que puede recorrer un segmento de dislocación móvil antes de colisionar con la red es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones. Así, una mayor tensión reducirá tal camino libre medio, al aumentar la densidad de dislocaciones, y por lo tanto aumentará la probabilidad de choques por unidad de tiempo. Además, por otro lado, la velocidad de las dislocaciones móviles g_m crece con la tensión (figuras 4.9 y 4.10), acrecentando nuevamente la probabilidad de choques por unidad de tiempo.

Para tener en cuenta este aumento en la probabilidad, se optó por darle una dependencia al parámetro b_p con la tensión: a mayor tensión, mayor b_p (figuras 4.10 y 4.14), y más abrupto es el crecimiento exponencial de la probabilidad de choque por unidad de tiempo, ecuación (3.51).

5.3 Sensibilidad del modelo

Con el objetivo de analizar la sensibilidad del modelo a la variación de diferentes parámetros, se realizaron corridas del mismo con condiciones levemente diferentes en algunos de sus parámetros principales.

5.3.1 Variación de la distribución inicial, $\emptyset_0(L)$

La figura 5.9 muestra tres distribuciones de longitudes de dislocaciones, utilizadas para analizar el efecto de las mismas sobre la cinética de termofluencia. Las distribuciones están dadas por la ecuación (4.3), con diferentes valores del parámetro n , y verifican las condiciones (4.4) y (4.5). Por lo tanto, la densidad de dislocaciones inicial es $7,90 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}$ en los tres casos. La distribución con $n = 2,5$ corresponde a la utilizada en los ajustes del modelo de termofluencia. Se indica a modo de referencia el valor de la longitud L_c para una tensión de 275MPa, que es muy similar para las tres distribuciones.

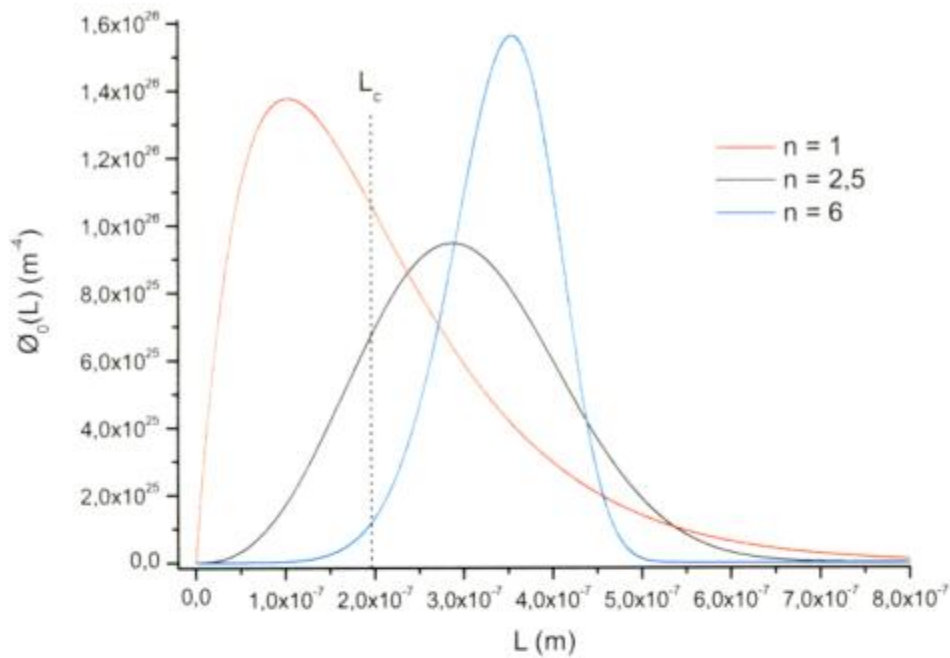


Figura 5.9. Diferentes distribuciones iniciales, para distintos valores de n .

En la figura 5.10 se han graficado las curvas de termofluencia obtenidas con el modelo, a 600°C y 275MPa, utilizando las tres distribuciones iniciales anteriores. Se observa que la velocidad de termofluencia estacionaria es la misma en los tres casos, y que el efecto de la distribución inicial se reduce a la cinética de termofluencia primaria. Como es de esperar, la distribución final para los tres casos es la misma, y se la ha adjuntado en la figura.

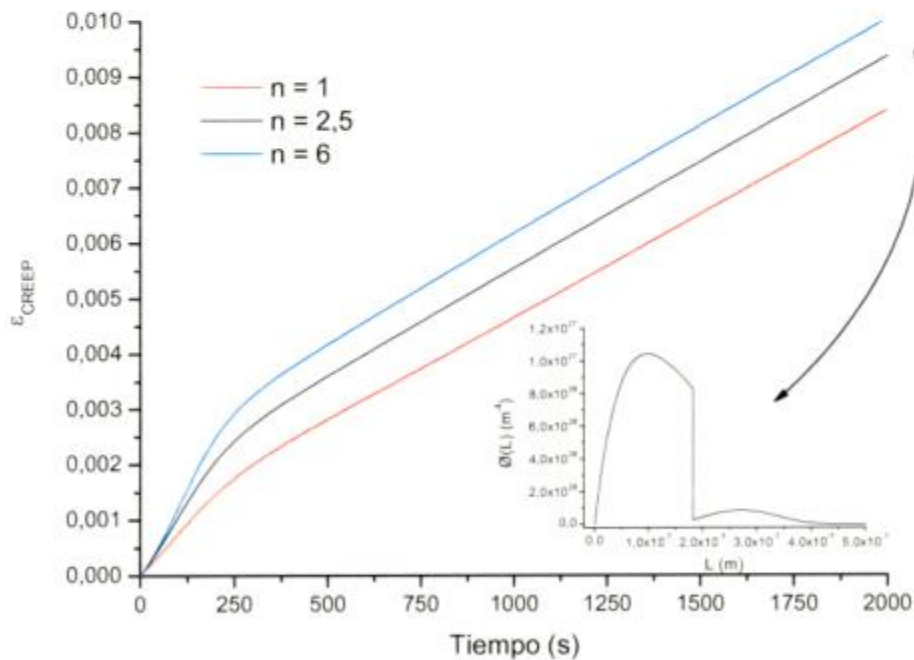


Figura 5.10. Curvas de termofluencia teóricas para 600°C y 275MPa, para distintos valores de n .

La diferencia en la cinética de termofluencia primaria se puede entender teniendo en cuenta las densidades de dislocaciones móviles, ρ_m , en los tres casos. En la figura 5.11 se muestra la evolución de estas densidades, y se han indicado los valores iniciales. Apelando a la ecuación (3.53), que indica que la velocidad de deformación es proporcional a la densidad de dislocaciones móviles, se ve claramente cómo una distribución con alta ρ_m tendrá un termofluencia primaria más acelerado. Alcanzado el estado estacionario, las distribuciones de dislocaciones de los tres casos se vuelven idénticas, lo mismo que las densidades de dislocaciones móviles (figura 5.11) y las velocidades de deformación.

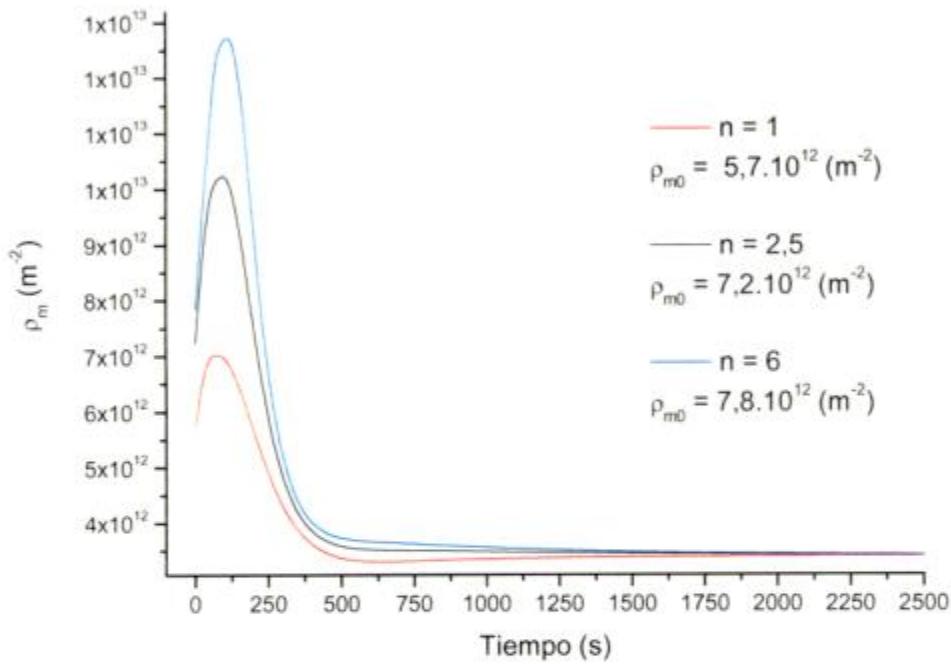


Figura 5.11. Densidades de dislocaciones móviles para termofluencia a 600°C y 275MPa, para distintos valores de n .

5.3.2 Variación de la probabilidad de choque, $P(L)$

La probabilidad de choque, por unidad de tiempo, entre una dislocación móvil con otra de la red se ha definido según la ecuación (3.51). Los parámetros ajustados son a_p y b_p , los cuales se variaron para estudiar su efecto sobre los resultados del modelo. Tomando los valores ajustados para reproducir la curva de termofluencia a 600°C y 275MPa ($a_p = 1 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ y $b_p = 1 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$), se los modificó en un 10% por exceso y por defecto. La figura 5.12 muestra los resultados de las corridas con los diferentes valores de a_p .

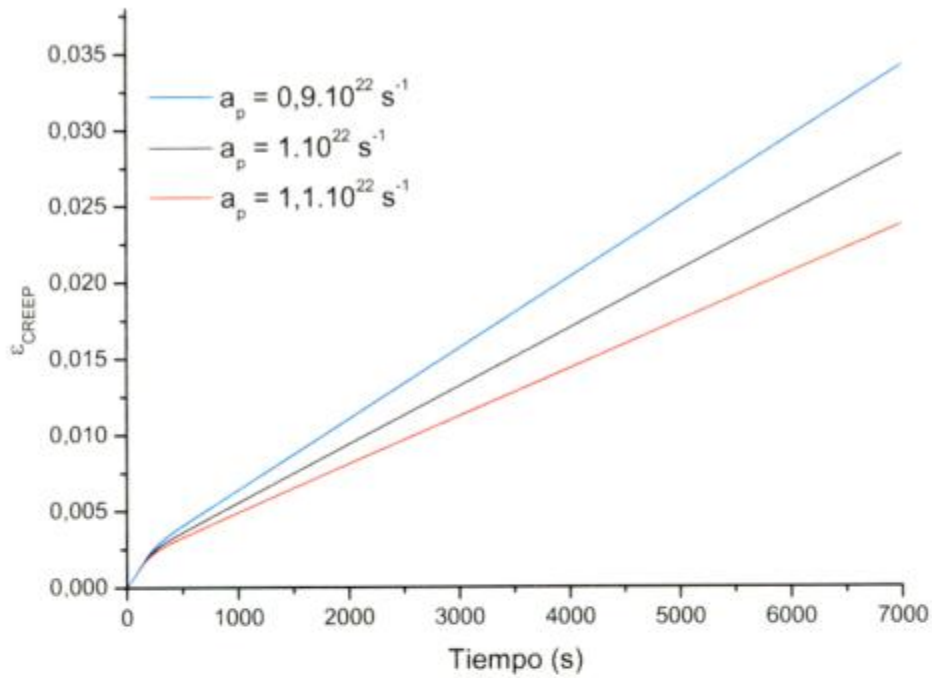


Figura 5.12. Curvas de termofluencia teóricas para 600°C y 275MPa, para distintos valores de a_p .

En la figura 5.13 se graficaron las distribuciones de longitudes de dislocaciones finales para los tres casos anteriores.

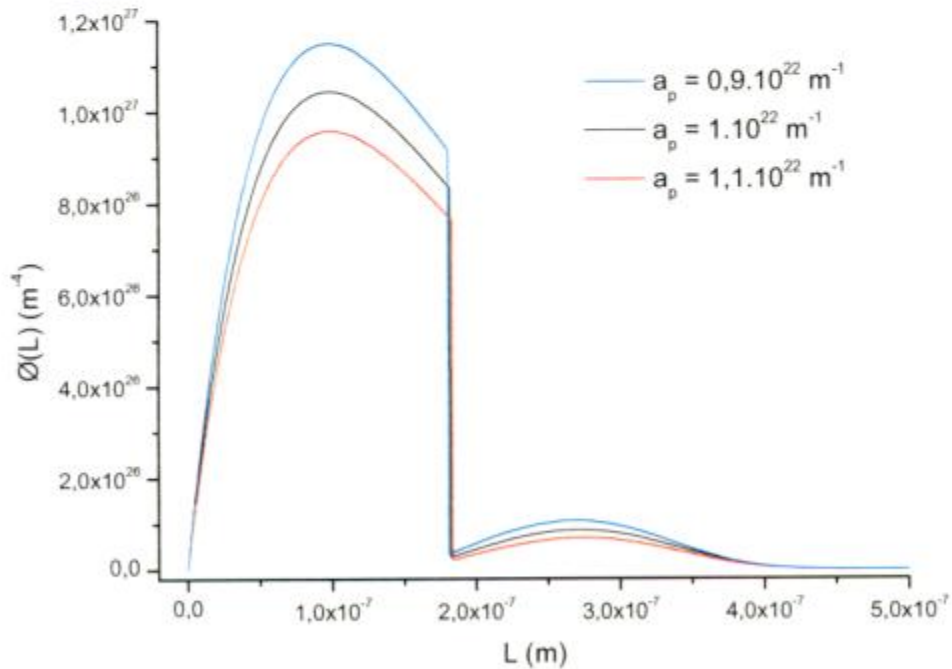


Figura 5.13. Distribuciones finales para termofluencia a 600°C y 275MPa, para distintos valores de a_p .

La figura 5.14 presenta los resultados para la variación del parámetro b_p .

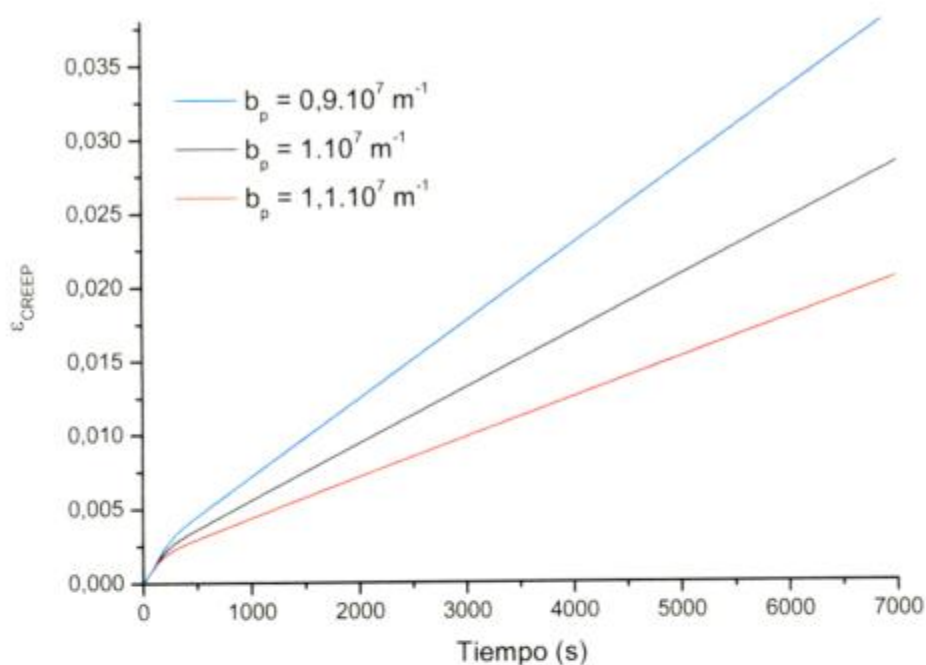


Figura 5.14. Curvas de termofluencia teóricas para 600°C y 275MPa, para distintos valores de b_p .

Finalmente, la figura 5.15 muestra las distribuciones finales para los casos anteriores.

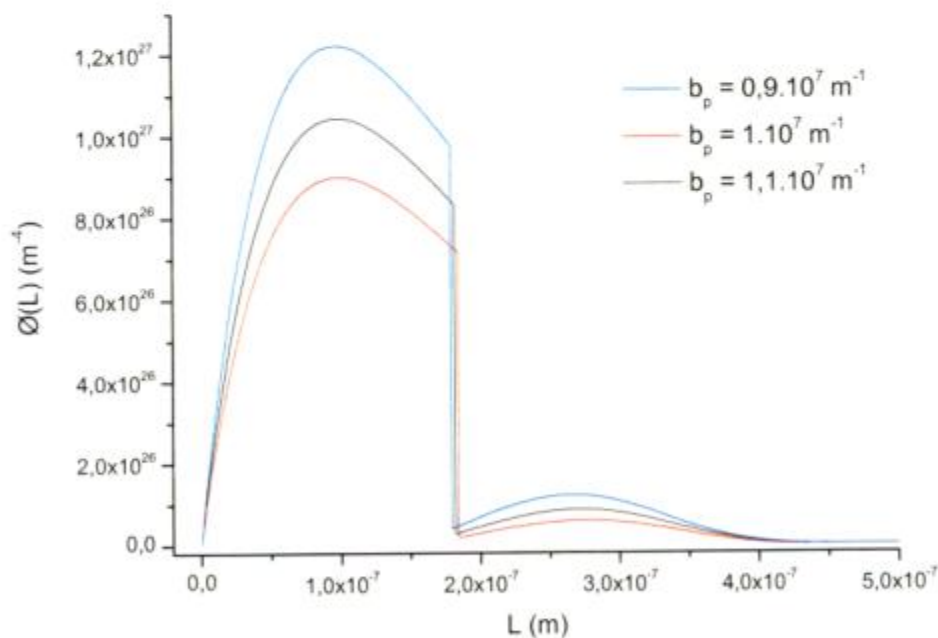


Figura 5.15. Distribuciones finales para termofluencia a 600°C y 275MPa, para distintos valores de b_p .

Por lo visto en las figuras anteriores, tanto la variación del parámetro a_p como del b_p tienen efectos similares en el comportamiento de las curvas de

termofluencia. Este efecto se centra principalmente en el comportamiento durante la termofluencia secundaria. A medida que a_p y b_p crecen, más alta y abrupta se vuelve la probabilidad de choque entre una dislocación móvil y una de la red, según la ecuación (3.51). Como consecuencia, se produce un refinamiento más fuerte de la estructura de dislocaciones y es menor la densidad de dislocaciones móviles. Esto último puede observarse en las distribuciones finales de equilibrio. Finalmente, la disminución de la densidad de dislocaciones móviles se traduce en una reducción proporcional en la velocidad de deformación, ecuación (3.53).

En la tabla 5.1 se muestran los valores de las densidades de dislocaciones móviles para el estado estacionario, según lo predice el modelo para las variaciones de a_p y b_p realizadas. En la misma tabla se presentan las variaciones relativas entre los valores de densidad de dislocaciones móviles, lo que es equivalente a las variaciones entre las velocidades de deformación en estado estacionario, ya que son proporcionales. La fila coloreada representa los valores para el a_p y b_p ajustados en el modelo para 600°C y 275MPa.

a_p (s^{-1})	b_p (m^{-1})	ρ_m estacionario (m^{-2})	Variación relativa (%)
$0,9 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^{12}$	22
$1,1 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^{12}$	17
$1 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^7$	$3,4 \cdot 10^{12}$	0
$1 \cdot 10^{22}$	$0,9 \cdot 10^7$	$4,7 \cdot 10^{12}$	39
$1 \cdot 10^{22}$	$1,1 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^{12}$	29

Tabla 5.1. Valores de densidades de dislocaciones móviles en el estacionario y variaciones relativas.

De los resultados anteriores, se observa que una variación del 10% en los valores de a_p y b_p implica diferencias más importantes para las velocidades del secundario, siendo el parámetro b_p el más sensible.

En este punto puede mencionarse que se han probado diferentes formas funcionales para $P(L)$, obteniéndose comportamientos muy distintos en los resultados.

Como conclusión, debe advertirse la alta sensibilidad del modelo a los parámetros a_p y b_p y, eventualmente, a la forma funcional adoptada para $P(L)$.

5.3.3 Variación de la velocidad de dislocaciones móviles, g_m

La velocidad media con que se mueven las dislocaciones una vez que se liberan es otro parámetro muy importante del modelo desarrollado. Nuevamente, se realizaron cálculos de las curvas de termofluencia teóricas variando g_m un 10% alrededor del valor ajustado a 600°C y 275MPa.

La figura 5.16 exhibe los resultados para distintos g_m .

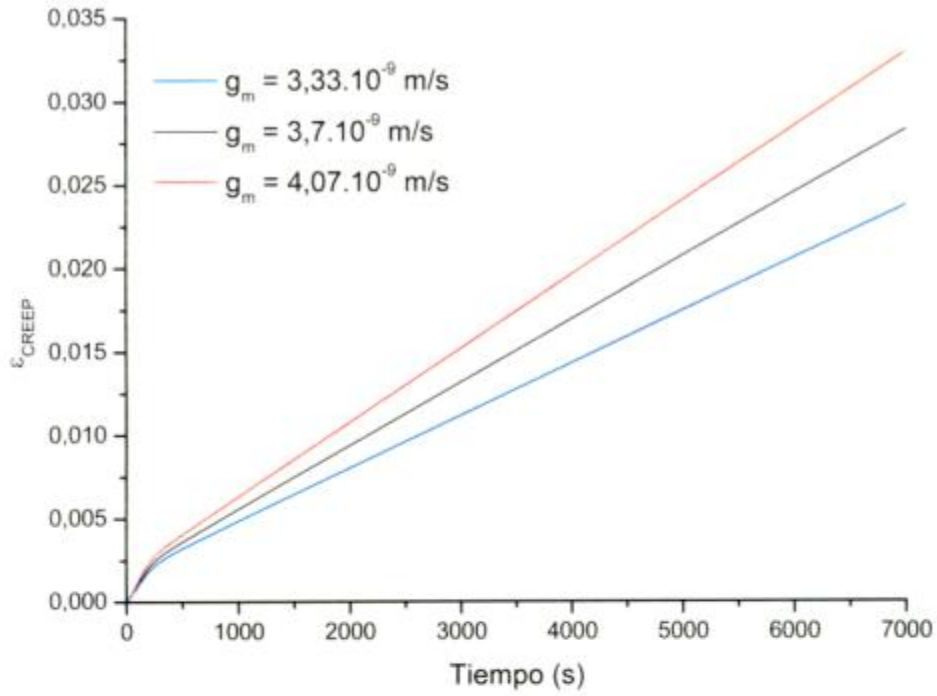


Figura 5.16. Curvas de termofluencia teóricas para 600°C y 275MPa, para distintos valores de g_m .

En la figura 5.17 se presentan los resultados de las distribuciones finales en estado estacionario.

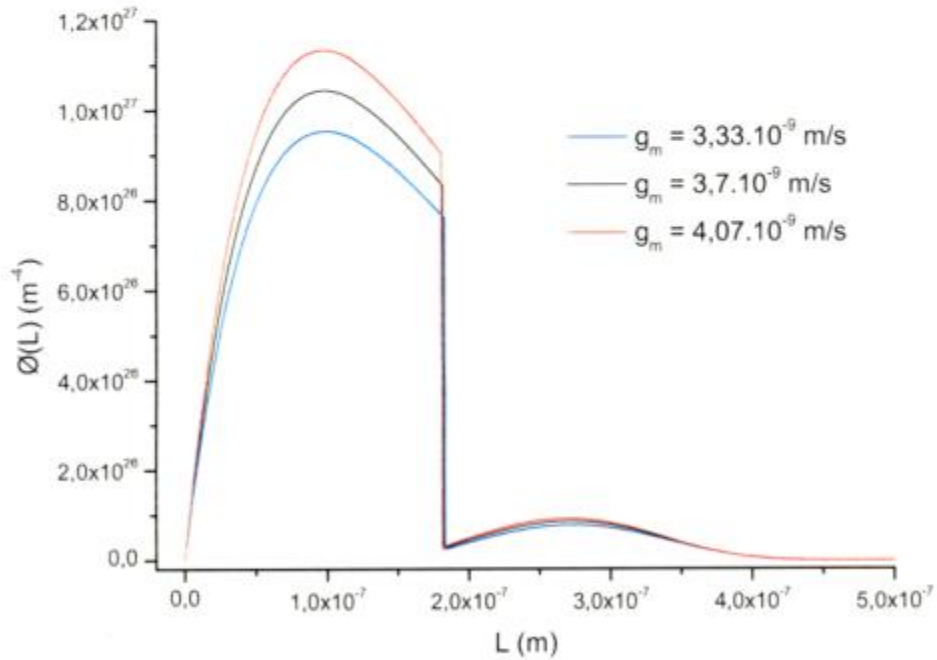


Figura 5.17. Distribuciones finales para termofluencia a 600°C y 275MPa, para distintos valores de g_m .

El efecto del parámetro g_m se puede entender a partir de las ecuaciones (3.50) y (3.53). Según éstas, la velocidad de deformación es proporcional a g_m , por lo que una mayor velocidad de las dislocaciones móviles conlleva una cinética de termofluencia más rápida, como se observa en las curvas de la figura 5.16. La variación de la velocidad de deformación en el secundario es de aproximadamente $\pm 17\%$ para los valores de g_m modificados en un 10%. De la figura 5.17 se observa poca influencia de g_m sobre la distribución de las dislocaciones móviles, mientras que es bastante mayor sobre la distribución de dislocaciones de la red y la densidad de dislocaciones total: a mayor velocidad g_m , mayor densidad de dislocaciones total.

A partir del análisis realizado en los puntos 5.3.2 y 5.3.3 se ve que la velocidad de deformación por termofluencia en estado estacionario depende tanto de b_p como de g_m , para una dada temperatura. Hay, por lo tanto, un conjunto de valores (b_p , g_m) que predicen la misma velocidad del estacionario. Se ha encontrado, inclusive, que distintas combinaciones de los parámetros de ajuste permiten obtener cinéticas de termofluencia primaria y secundaria muy similares. Ante esta indefinición se optó por asignarle una dependencia lineal a b_p con la tensión, de forma que g_m crezca continuamente con la tensión. Resulta necesaria una mejor caracterización de g_m con la tensión para salvar este inconveniente.

5.3.4 Variación de la constante α

La constante geométrica α interviene en la ecuación (3.44), y, según se explicó en la sección 3.3.4, tiene en cuenta la distribución de orientaciones relativas entre la tensión aplicada y los vectores de Burgers de las dislocaciones. Esta constante pondera el efecto de la tensión externa aplicada como fuerza impulsora para la recuperación de la estructura de dislocaciones del material, como se propuso en el modelo desarrollado.

Se observó que una pequeña variación de este parámetro, del orden del 10%, no muestra una influencia significativa sobre el comportamiento de los resultados. Por ello, para realizar el análisis, se optó variar más drásticamente esta constante. El valor ajustado para α fue de 0,005; se corrieron los casos para termofluencia a 600°C y 275MPa, con $\alpha = 0$ y 0,05. La figura 5.18 muestra los resultados de las curvas de termofluencia a 600°C y 275MPa, con los diferentes valores de α utilizados.

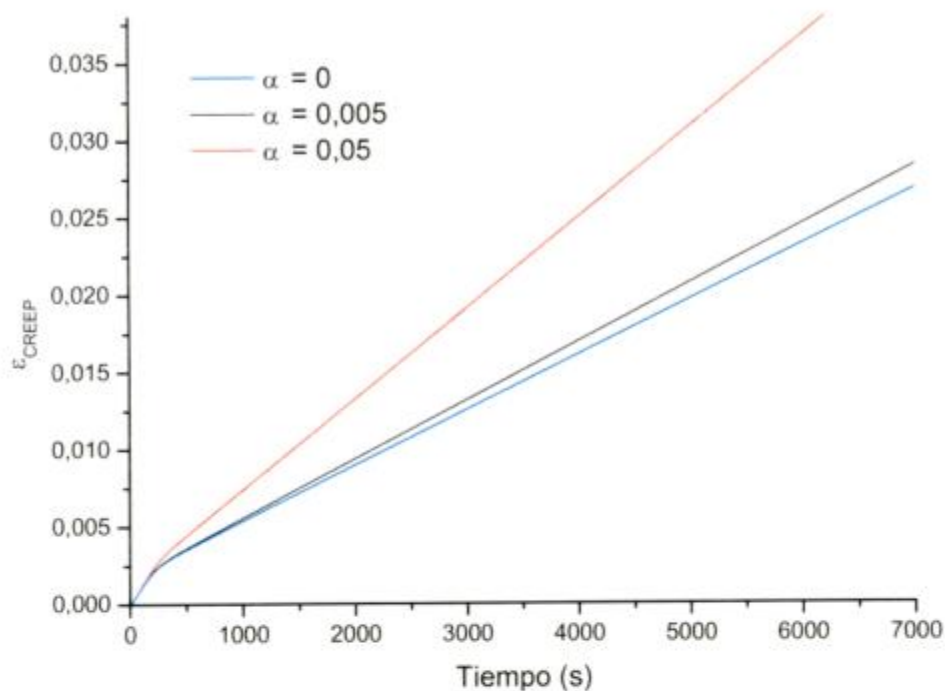


Figura 5.18. Curvas de termofluencia teóricas para 600°C y 275MPa, para distintos valores de α .

Las distribuciones finales correspondientes se presentan en la figura 5.19.

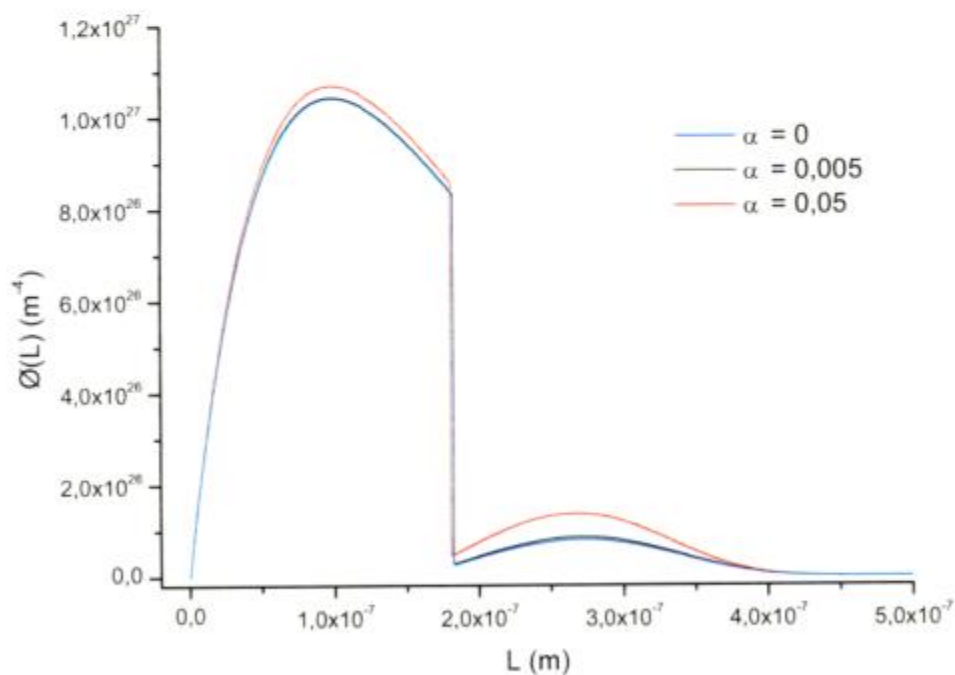


Figura 5.19. Distribuciones finales para termofluencia a 600°C y 275MPa, para distintos valores de α .

De las dos últimas figuras se desprende que el valor de $\alpha = 0,005$ es relativamente bajo, y que el efecto de la tensión externa como fuerza impulsora no es significativo para el proceso, tal cual está modelado. La mayor velocidad de deformación para valores de α altos se debe a la mayor densidad de dislocaciones móviles, figura 5.19, debido a un aumento en la cinética de recuperación del material.

5.4 Aplicación del modelo a material deformado en frío

Resulta de interés aplicar el modelo ajustado al caso de un material deformado en frío, para analizar el comportamiento de la solución teórica. Cabe destacar que no se disponen datos experimentales sobre la cinética de termofluencia en el material estudiado deformado en frío.

Se aplicó el modelo para simular un proceso de termofluencia a 600°C y 300MPa. Para considerar el efecto de la deformación en frío del material, se utilizaron las distribuciones iniciales para material deformado al 2,6% (ecuación (4.7)) y 7% (ecuación (4.8)), que se vuelven a graficar en la figura 5.20.

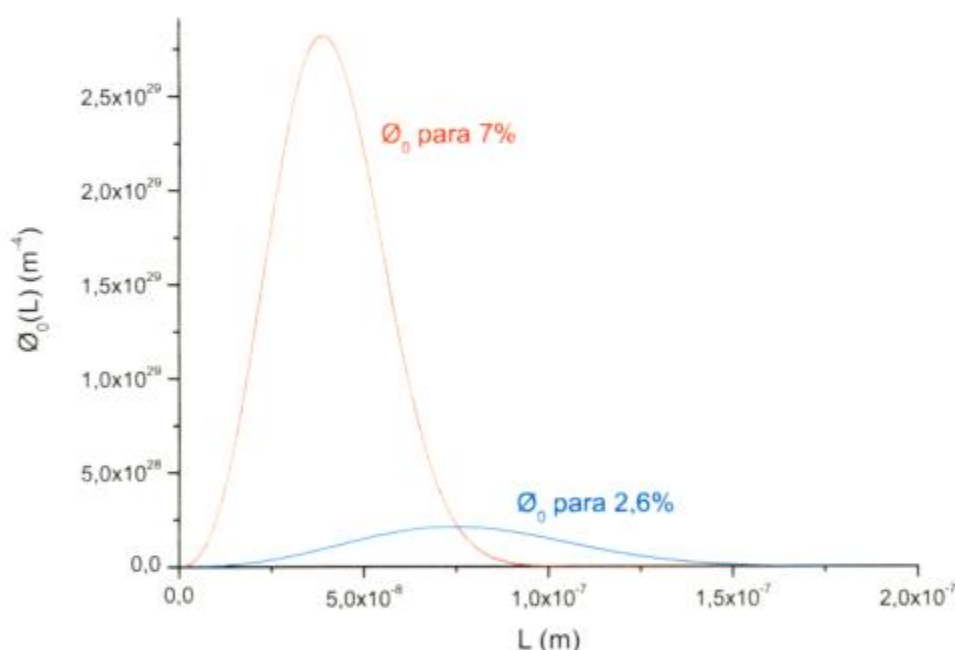


Figura 5.20. Distribuciones iniciales para materiales predeformados al 2,6% y al 7%.

De la figura, se observa que la densidad de dislocaciones del material con mayor deformación es más alta, mientras que la estructura de dislocaciones se vuelve más refinada, es decir, con segmentos de dislocación más cortos. Este hecho, que surge de imponer las condiciones (4.4) y (4.5) a la forma funcional adoptada para las distribuciones iniciales, ecuación (4.3), tiene relación con lo que puede esperarse en la realidad: un material que está siendo deformado en frío sufre un gran refinamiento por colisiones entre las dislocaciones, debido al deslizamiento de las mismas en diversos sistemas

de deslizamiento. Para el caso particular de material deformado al 7%, las simulaciones numéricas se realizaron utilizando como densidad de equilibrio en la ecuación (3.43), la correspondiente al valor de densidad remanente, dado por la ecuación (4.9). Esta densidad de equilibrio es la que alcanzaría el material deformado al 7%, durante un recocido a 600°C a muy largos tiempos, según se explicó en el capítulo anterior.

En la figura 5.21 se presentan los resultados obtenidos para termofluencia a 600°C y 300MPa durante los primeros 2000 segundos, para material sin deformación, y deformado al 2,6% y 7%.

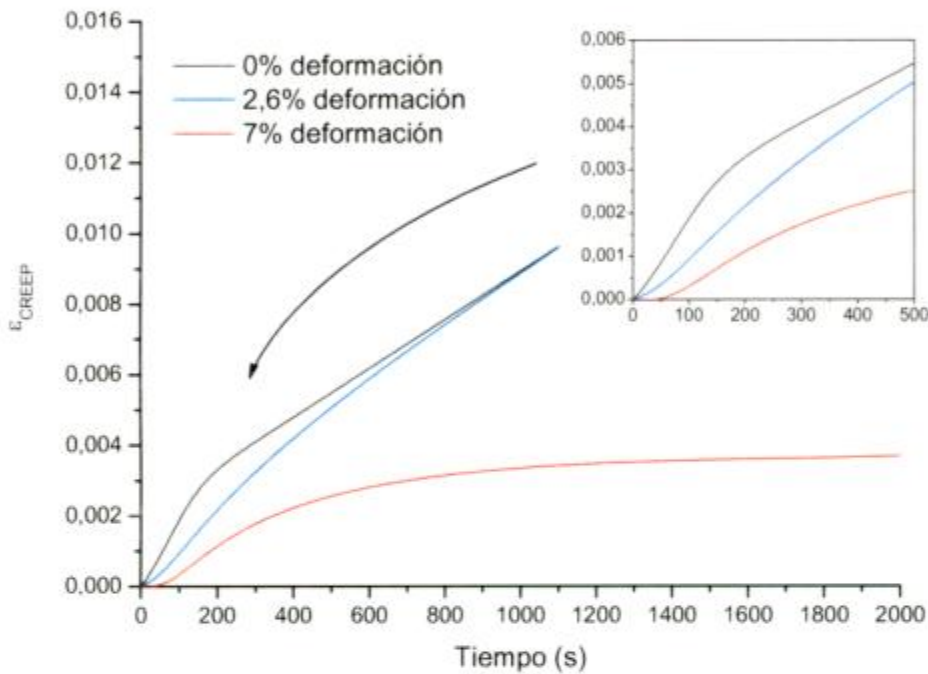


Figura 5.21. Curvas de termofluencia teóricas para 600°C y 300MPa en material deformado.

De la figura anterior se pueden obtener algunas conclusiones acerca del modelo. A tiempos largos se observa que la velocidad de deformación en estado estacionario es la misma para material sin deformación y para material deformado al 2,6%. Por su lado, el material deformado al 7% presenta una menor velocidad de deformación en termofluencia secundaria. Este resultado teórico puede comprenderse a partir del hecho de que la probabilidad de choques es mayor para el material más deformado, particularmente por el término $(\rho/\rho_0)^{1/2}$ en la definición de $P(L)$, ecuación (3.51). Como se mencionó, la ρ_0 es una densidad de referencia, y se la adoptó igual a la del material templado y revenido. Mientras que las densidades de dislocaciones para material sin deformación y deformado al 2,6% tienden al mismo valor cuando se alcanza el secundario, para material deformado al 7% la densidad final es mayor. Esto se ha explicado en la sección 4.2.3, donde se utilizó para material deformado al 7% una densidad remanente mayor a la del estado templado y revenido. La figura 5.22 muestra, a modo de ejemplo, la evolución de la densidad de dislocaciones móviles para las simulaciones de termofluencia a 600°C y 300MPa. Se ve que las ρ_m de material sin deformación y deformado al 2,6% alcanzan el

mismo valor en el estacionario; a su vez, el material deformado al 7% alcanza un valor estacionario menor.

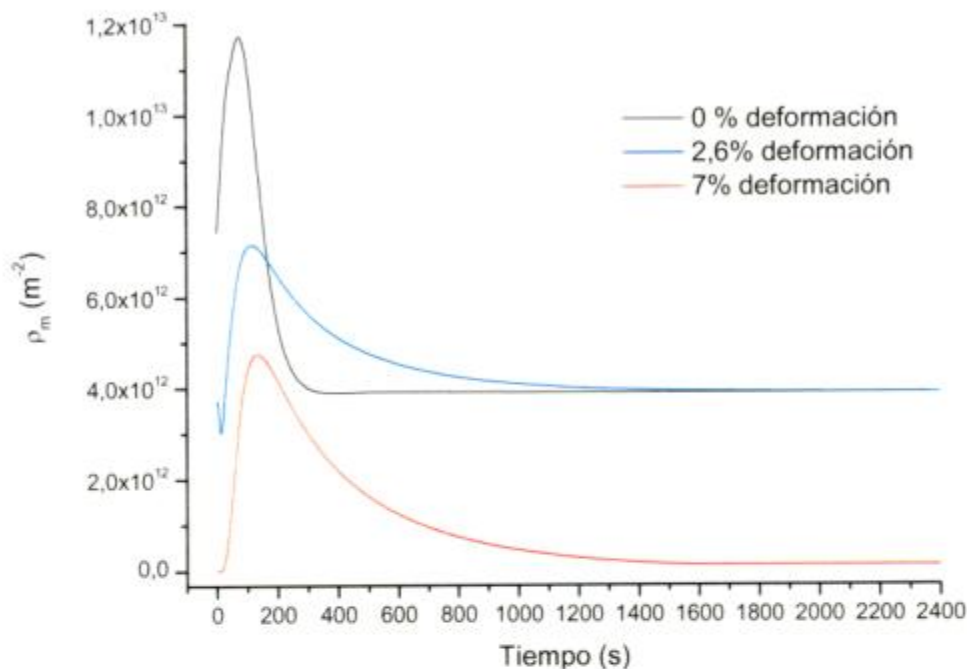


Figura 5.22. Densidades de dislocaciones móviles para termofluencia a 600°C y 300 MPa en material deformado.

Por otro lado, se ve que a tiempos muy cortos la termofluencia es suprimida en los materiales deformados. Esto se debe a que las distribuciones de dislocaciones iniciales para materiales deformados están más concentradas hacia las longitudes menores, y las densidades de dislocaciones móviles iniciales son menores. A mayor nivel de deformación, más refinada es la estructura de dislocaciones, y mayor el retardo de la termofluencia primaria.

A medida que se va produciendo la evolución de la distribución, la cinética de termofluencia comienza a acelerarse para los materiales deformados. Eventualmente, para el material deformado al 2,6% se observa que la curva de termofluencia alcanza a la del material sin deformación durante el estacionario.

Existen en la literatura algunos trabajos en los que se estudia experimentalmente el efecto de la deformación en frío sobre la cinética de termofluencia [64, 65, 66, 67]. En general los resultados muestran que, bajo condiciones de termofluencia controlada por recuperación, sin precipitación de nuevas fases ni recristalización, la deformación en frío reduce o eventualmente frena la termofluencia primaria en varios sistemas estudiados, que incluyen aceros inoxidables [64, 65], aleaciones de TiAl [66] y de Ni [67].

No se han encontrado trabajos que informen acerca del efecto de la predeformación sobre la cinética de termofluencia en aceros similares al estudiado. Este punto destaca el interés y la necesidad de realizar ensayos de termofluencia en aceros deformados en frío.

6. Conclusiones

Se ha desarrollado un modelo metalúrgico capaz de predecir las cinéticas de recuperación y termofluencia, basándose en la evolución de las distribuciones de longitudes de dislocaciones. En el modelo se han introducido parámetros empíricos que se ajustaron con datos experimentales de ensayos de recuperación y termofluencia.

Para el proceso de recuperación, se realizó el ajuste de los parámetros empíricos con los datos experimentales de los ensayos de recuperación en material deformado al 2,6%, encontrándose una buena predicción. Por su lado, la validación del ajuste anterior, realizada con los datos de material deformado al 7%, mostró algunas diferencias importantes para ciertas temperaturas de recocido, limitando la validez del modelo ajustado para materiales altamente deformados.

Respecto al ajuste del modelo de termofluencia, se obtuvieron, en general, resultados satisfactorios teniendo en cuenta los errores experimentales. Particularmente para los datos de termofluencia a 600°C, se observa una muy buena predicción del modelo, con valores de la velocidad de dislocaciones móviles, g_m , ajustados apropiadamente por una forma funcional del tipo exponencial. Las velocidades g_m ajustadas para los datos a 650°C muestran, por su lado, una dependencia funcional diferente con la tensión.

Los resultados anteriores parecen mostrar algunas limitaciones del modelo desarrollado. Primeramente, el modelo es válido en condiciones de termofluencia donde el mecanismo actuante esté relacionado con el movimiento de dislocaciones. Como se mencionó, el cambio del mecanismo actuante puede ser la causa de la modificación en el comportamiento de las velocidades g_m para los ajustes de termofluencia a 650°C.

Por otro lado, considerando la idealización realizada en cuanto a la estructura del material, se enfatiza que hay ciertas interacciones que han sido obviadas en el modelo. Así es que no se han tenido en cuenta explícitamente los efectos de la presencia de bordes de grano, precipitados o subestructuras sobre la evolución de la estructura de dislocaciones. Por ejemplo, la formación de subestructuras de dislocaciones en un material altamente deformado en frío puede ser una causa de los desacuerdos encontrados entre los resultados teóricos y experimentales de la recuperación de material deformado al 7%.

Del análisis de sensibilidad del modelo realizado, se pueden extraer algunas conclusiones. Por un lado se observa que la probabilidad de choque, $P(L)$, tiene una gran influencia sobre los resultados obtenidos, por lo que el modelado físico de esta función es de gran importancia para el modelo planteado. Se concluye, entonces, que debe realizarse un análisis más detallado de este punto. También se mencionó que varias combinaciones de valores de los parámetros ajustados dan resultados muy similares para las curvas de termofluencia. Esto hace necesario el desarrollo de más trabajo experimental con el fin de mejorar el ajuste de los diversos parámetros.

Finalmente se mencionan algunos potenciales trabajos experimentales a futuro y posibles mejoras al modelo desarrollado, que se desprenden en parte de las limitaciones y conclusiones anteriores.

Dentro del primer grupo, se puede destacar la determinación experimental de las evoluciones temporales de la densidad de dislocaciones y de las distribuciones de dislocaciones. Esto permitiría un mejor ajuste de los parámetros del modelo.

En cuanto a mejoras al modelo desarrollado, se puede mencionar la incorporación de los efectos de la microestructura del material (bordes de grano, precipitados y subestructuras) a la evolución de las distribuciones de dislocaciones, un modelado de la probabilidad de choques $P(L)$ con bases más físicas, el modelado de la velocidad de las dislocaciones móviles g_m y la incorporación de una distribución de longitudes críticas L_c (según la proponen Öström y Lagneborg [42, 43]). Todas estas posibles innovaciones apuntan a una mejor descripción del proceso físico y traen como consecuencia modificaciones en el planteo matemático del modelo.

Apéndice I

Como se mencionó en la sección 4.3.2, se realizó una adimensionalización de la variable longitud L , con el fin de facilitar la resolución numérica del modelo desarrollado. Para ello se realizó la adimensionalización tomando a la longitud crítica L_c como factor de escala. La nueva variable espacial adimensionalizada, λ , se define como

$$\lambda = \frac{L}{L_c} \quad (A1)$$

El cambio de variable genera modificaciones sobre las ecuaciones expresadas en el capítulo 3. Se puede mostrar fácilmente que el cambio de variable conduce a las siguientes ecuaciones

$$N(t) = L_c \int_0^{\infty} \phi(\lambda, t) d\lambda \quad (A2)$$

$$\rho(t) = L_c^2 \int_0^{\infty} \lambda \phi(\lambda, t) d\lambda \quad (A3)$$

$$\langle L \rangle = \frac{L_c^2}{N} \int_0^{\infty} \lambda \phi(\lambda, t) d\lambda = \frac{\rho}{N} \quad (A4)$$

$$N_r(t) = L_c \int_0^1 \phi(\lambda, t) d\lambda \quad (A5)$$

$$N_m(t) = L_c \int_1^{\infty} \phi(\lambda, t) d\lambda \quad (A6)$$

$$\rho_r(t) = \int_0^1 \lambda \phi(\lambda, t) d\lambda \quad (A7)$$

$$\rho_m(t) = \int_1^{\infty} \lambda \phi(\lambda, t) d\lambda \quad (A8)$$

$$\lambda^*(t) = \frac{3 \int_0^1 \phi(\lambda, t) \lambda^{-m+3} d\lambda - \phi(1, t) \lambda^{-m+4}}{3 \int_0^1 \phi(\lambda, t) \lambda^{-m+2} d\lambda - \phi(1, t) \lambda^{-m+3}} \quad (A9)$$

Finalmente, la ecuaciones diferenciales (35a) y (35b) quedan expresadas en la nueva variable como

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(\lambda, t)}{\partial t} = & -\frac{1}{L_c} \frac{\partial (J_r(\lambda, t))}{\partial \lambda} - \phi(\lambda, t) L_c \int_1^{\infty} P(\lambda', t) \phi(\lambda', t) d\lambda' + 2 L_c \int_1^{\infty} P(\lambda', t) \phi(\lambda', t) d\lambda' \int_{\lambda'}^1 \frac{\phi(\lambda', t)}{\lambda'} d\lambda' \\ & + 2 N_r(t) \int_1^{\infty} \frac{P(\lambda', t) \phi(\lambda', t)}{\lambda'} d\lambda' \quad (\lambda < 1) \end{aligned} \quad (\text{A10a})$$

$$\frac{\partial \phi(\lambda, t)}{\partial t} = -\frac{1}{L_c} \frac{\partial (J_g(\lambda, t))}{\partial \lambda} - N_r(t) P(\lambda, t) \phi(\lambda, t) + 2 N_r(t) \int_{\lambda_m}^{\infty} \frac{P(\lambda', t) \phi(\lambda', t)}{\lambda'} d\lambda' \quad (\lambda > 1)$$

(A10b)

Referencias

1. Oriani R. A., Hirth J. P., Smialowski M., "Hydrogen Degradation of Ferrous Alloys", Noyes Publications, USA, 1985.
2. Humphreys F. J., Hatherly M., "Recrystallization and Related Annealing Phenomena", Pergamon, Elsevier Science Ltd, Great Britain, 1996.
3. Kula E., Weis V., "Residual Stress and Stress Relaxation", Sagamore Army Materials Research Conference Proceedings 28, New York, 1982.
4. Povo F., Hermida E., "Propiedades Mecánicas", Apunte Instituto Sabato, Segunda Edición, Argentina, 2002.
5. Iurman L., "Introducción al Trabajo Mecánico. Fascículo I", Apunte Instituto Sabato, Argentina, 2000.
6. Anteri G., "Tratamientos Térmicos de Aceros", Apunte Instituto Sabato, Argentina, 2006.
7. Doherty R. D., Hughes D. A., Humphreys F. J., Jonas J. J., Juul Jensen D., Kassner M. E., King W. E., McNelley T. R., McQueen H. J., Rollett A. D., "Current Issues In Recrystallisation: A Review", Materials Science and Engineering, 219-274, 1997.
8. Cahn R. W., J. Inst. Metals, 76, 121, 1949.
9. Masing G., Raffelsieper J., Z. Metallk. 41, 65, 1950.
10. Michalak J. T., Paxton H. W., Trans. Met. Soc. AIME. 221, 850, 1961.
11. Meyers M. A., Chawla K. K., "Mechanical Metallurgy, Principles and Applications", Prentice-Hall Inc, USA, 1984.
12. Weertman J., Weertman J. R., "Physical Metallurgy", R. W. Cahn ed., North-Holland, p. 793, 1965.
13. Ashby M. F., Acta Metall. 20, 887, 1972.
14. Frost H. J., Ashby M. F., "Rate processes in Plastic Deformation of Materials", J. C. Li y A. K. Mukherjee eds., American Society of Metals, Metals Park, OH, p. 70, 1975.
15. Nabarro F. R. N., Proc. Conf. of Strength of Solids, Physical Society, London, p. 75, 1984.
16. Herring C., J. Appl Phys. 21, 437, 1950.
17. Coble R. L., J. Appl. Phys. 34, 1679, 1963.
18. Harper J. G., Dorn J. E., Acta Metall. 5, 654, 1957.
19. Le May I., "Principles of Mechanical Metallurgy", Elsevier, p. 354, New York, 1981.
20. Frost H. J., Ashby M. F., "Deformation-Mechanism Maps, The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics", Dartmouth College, USA, Cambridge University, UK.
21. Friedel J., "Dislocations", Addison Wesley, London, 1964.
22. Cottrell A. H., Aytakin V. J. Inst. Metals, 77, 389, 1950.
23. Nes E., "Recovery Revisited", Acta metall. mater. 43, 2189-2207, Great Britain, 1995.
24. Kuhlmann D. Z., fur Phys. 124, 468, 1948.
25. Verdier M., Brechet Y., Guyot P., Acta Mater. 47 (1), 127, 1998.
26. Vandermeer R. A., Rath B. B., Met. Trans. 21, 1143, 1990.
27. Weertman J., J. Appl. Phys. 26, 1213, 1955.
28. Weertman J., J. Appl. Phys. 28, 362, 1957.
29. Lagneborg R., "Dislocation Mechanisms in Creep", International Metallurgical Reviews, The Institute of Metals 17, 130-146, 1972.

30. Mott N. F., ref. 34, p. 21.
31. Hirsch P., Warrington D., Phil. Mag. 6, 735, 1961.
32. Raymond L., Dorn J., Trans. Met. Soc. AIME 230, 560, 1964.
33. Dorn J. E., *"Energetics in Metallurgical Phenomena"*, Vol. I, p. 241, Gordon and Breach, New York, 1965.
34. Barret C. R., Nix W. D., Acta Met. 13, 1247, 1965.
35. Bailey R. W., J. Inst. Metals 35, 27, 1926.
36. Orowan E., J. West Scotland Iron Steel Inst., 54, 45, 1946-47.
37. Mott N. F., Phil. Mag. 44, 742, 1953.
38. Feltham P., Acta Tech. Acad. Sci., Hungary 39, 243, 1962.
39. McLean D., Hale K. F., *"Structural Processes in Creep"*, Special Rep. No. 70, Iron Steel Inst., London, 1961.
40. McLean D., Rep. Progress Physics 29, 1, 1966.
41. Gittus J. H., Phil. Mag. 23, 1281, 1971.
42. Öström P., Lagneborg R., *"A Recovery-Athermal Glide Creep Model"*, Journal of Engineering Materials and Technology, Transactions of the ASME, 114-124, 1976.
43. Öström P., Lagneborg R., *"A Dislocation Link Length Model for Creep"*, Res Mechanica, Applied Science Publishers Ltd, England, 59-79, 1980.
44. Ardell A., Przystupa M., *"Dislocation Link-Length Statistics and Elevated Temperature Deformation of Crystals"*, Mechanics of Materials, Elsevier Science Publishers, North Holland, 319-332, 1984.
45. Ardell A., Lee S., *"A Dislocation Network Theory of Harper-Dorn Creep-I. Steady State Creep of Monocrystalline Al"*, Acta metall., Pergamon Journals Ltd, Great Britain, Vol. 34, No 12, 2411-2423, 1986.
46. Lin P., Lee S., Ardell A., *"Scaling Characteristics of Dislocation Link Length Distributions Generated During the Creep of Crystals"*, Acta metall., Pergamon Press, Great Britain, Vol. 37, No 2, 739-748, 1989.
47. Ardell A., *"Harper-Dorn Creep - Predictions of the Dislocation Network Theory of High Temperature Deformation"*, Acta mater., Elsevier Science Ltd, Great Britain, Vol. 45, No 7, 2971-2981, 1997.
48. Przystupa M., Ardell A., *"New Predictions of the Dislocation Network Theory of Harper-Dorn Creep"*, Deformation, Processing, and Properties of Structural Materials, The Minerals, Metals & Materials Society, 157-168, 2000.
49. Przystupa M., Ardell A., *"Predictive Capabilities of the Dislocation-Network Theory of Harper-Dorn Creep"*, Metallurgical and Materials Transactions, Vol. 33A, No 12, 231-239, 2002.
50. Hull D., Bacon D. J., *"Introduction to Dislocations"*, Third Edition, Butterworth-Heinemann, Great Britain, 1984.
51. Modeer B., *"A Study of Creep Deformation of an Austenitic Stainless Steel"*, Doctoral thesis, The Royal Institute of Technology, Stockholm, 1974.
52. Evans W. J., Wilshire B., *"The High Temperature Creep and Fracture Behavior of 70-30 Alpha-Brass"*, Metallurgical Transactions 1, 2133-2139, 1970.
53. Hirth J. P., Lothe J., *"Theory of Dislocations"*, Second Edition, Krieger Publishing Company, USA, 1982.
54. Longquan Shi, Northwood D., *"Creep of an AISI 310 Type Stainless Steel and its Numerical Simulation using the Öström-Lagneborg Creep Model"*, Acta Metall. Mater., Pergamon Press, Great Britain, Vol. 41, No 12, 3393-3400, 1993.

55. Gil Sevillano J., *"Estructura y Comportamiento Mecánico"*, Apunte Universidad de Navarra, España, 2007.
56. Oden A., Lind E., Lagneborg R., *"Dislocation Distributions during Creep and Recovery of a 20% Cr-35% Ni Steel at 700°C"*, Proceedings of the Conference on Creep Strength in Steel and High-Temperature Alloys, 60-70, Sheffield, 1972.
57. Hillert M., *"On the Theory of Normal and Abnormal Grain Growth"*, Acta Metallurgica 13, 227-238, 1965.
58. Schvezov C. E., *"Modelización de Propiedades y Procesos en Materiales"*, Apunte Instituto, Argentina, 1996.
59. Prado R. A., *"Fluidodinámica Computacional"*, Apunte Universidad Nacional del Comahue, Argentina.
60. Mittemeijer E. J., Scardi P., *"Diffraction Analysis of the Microstructure of Materials"*, Springer, Germany, 2004.
61. Krivoglaz M. A., *"X-Ray and Neutron Diffraction in Nonideal Crystals"*, Springer, Germany, 1996.
62. Vicente Alvarez M. A., Marchena M., Perez T., *"Recovery Kinetic After Cold Deformation of Cr-Mo Steels"*, a publicarse.
63. Honeycombe R. W. K., Badadeshia H. K. D. H., *"Steels. Microstructure and Properties"*, Second Edition, Edward Arnold, Great Britain, 1995.
64. Adelus J. L., Guttman V., Scott V. D., *"Effect of Prior Cold Working on the creep of 314 Alloy Steel"*, Materials Science and Engineering 44, 195-204, Netherlands, 1980.
65. Xia Z., Ellyin F., *"An Experimental Study on the Effect of Prior Plastic Straining on Creep Behavior of 304 Stainless Steel"*, Transactions of the ASME 115, Journal of Engineering Materials and Technology, 200-203, 1993.
66. Wang J. N., Schwartz A. J., Nieh T. G., Clemens D., *"Reduction of primary creep in TiAl alloys by prestraining"*, Materials Science and Engineering A206, 63-70, 1996.
67. Yuji Kurata, Hajime Nakajima, *"Creep properties of 20% cold-worked Hastelloy XR"*, Journal of Nuclear Materials 228, 176-183, 1996.