

2 E. 12. 7



Universidad Nacional Autónoma de México

FACULTAD DE QUIMICA

**PREDICCIÓN DE TEMPERATURAS Y ESTRUCTURAS
DURANTE EL LAMINADO EN CALIENTE DE
ACERO INOXIDABLE AISI 304.**

(T E S I S)



REGISTRO PROFESIONAL EN
QUIMICA

MARIO EDGAR ESCALANTE DE LA TORRE

INGENIERO QUIMICO METALURGICO

MEXICO, D. F.

1984



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE

	Página
CAPITULO I.- METALURGIA FISICA DEL TRABAJO EN CALIENTE.	1
1.1. Introducción.	3
1.2. Procesos de Restauración Dinámica.	4
1.2.1. Recuperación Dinámica.	4
1.2.1.1. Efecto de la Rapidez de Deformación y la Temperatura sobre la Subestructura	6
1.2.2. Recristalización Dinámica.	8
1.2.2.1. Deformación Crítica.	8
1.2.2.2. Cinética de Recristalización Dinámica.	11
1.2.2.3. Tamaño de Grano Recristalizado.	12
1.3. Procesos de Restauración Estática.	14
1.3.1. Recuperación Estática.	14
1.3.2. Recristalización Estática.	16
1.3.2.1. Cinética de Recristalización Estática.	17
1.3.2.2. Tamaño de Grano Recristalizado.	20
1.3.2.3. Recristalización Metadinámica.	22
1.4. Crecimiento de Grano.	23
1.5. Evolución Microestructural durante el Laminado en Caliente.	25
CAPITULO II.- FLUJO DE CALOR DURANTE EL LAMINADO EN CALIENTE.	
2.1. Introducción.	26
2.2. Conducción dentro de la pieza de trabajo	26
2.3. Enfriamiento fuera del castillo	27

2.3.1. Enfriamiento al aire por radiación y convección.	30
2.3.1.1. Temperatura superficial durante el enfriamiento al aire.	32
2.3.1.2. Efecto pantalla de una capa de óxido.	33
2.3.1.3. Criterio de estabilidad durante el enfriamiento al aire.	33
2.3.2. Enfriamiento en agua.	34
2.4. Transferencia de calor durante un paso.	35
2.4.1. Subdivisión de la matriz anterior al paso.	36
2.4.2. Criterio de estabilidad durante el laminado.	37
2.4.3. Criterio de estabilidad para los rodillos.	37
2.4.4. Conducción de calor dentro del rodillo	39
2.4.5. Temperatura de la superficie del rodillo y la placa durante el paso.	41
2.4.6. Conducción de calor al rodillo.	42
2.4.7. Calor generado por deformación.	45

CAPITULO III.- CALCULO DE FUERZAS, TORQUE Y POTENCIA EN LAMINACION EN CALIENTE.

3.1. Introducción.	47
3.2. Compresión de una lámina entre dos placas paralelas.	48
3.2.1. Características del coeficiente de fricción.	49
3.3. Parámetros geométricos en laminación.	53
3.4. Distribución de presiones en laminación.	57
3.4.1. Derivación y solución general de la ecuación diferencial (Teoría de Bland y Ford).	58
3.4.2. Teoría de Orowan.	63
3.4.3. Teoría de Sims.	66

CAPITULO IV.- ANALISIS DE LAS CURVAS σ .V.S. ϵ .

4.1. Introducción.	69
4.2. Determinación de la energía de activación.	70
4.3. Cálculo de las ecuaciones para las curvas σ versus ϵ .	72
4.4. Determinación de las constantes para las ecuaciones σ .V.S. ϵ .	74

CAPITULO V.- SIMULACION DEL PROCESO DE LAMINACION EN CALIENTE.

5.1. Introducción	83
5.2. Modelo de temperaturas.	83
5.2.1. Tiempo de estabilidad durante enfriamiento en agua y aire.	84
5.2.2. Temperaturas superficial de una capa de óxido.	87
5.3. Unión de los modelos de temperaturas y estructuras.	88
5.3.1. Posición de la temperatura media a través del ancho de la placa.	88
5.3.2. Calor producido por deformación.	90
5.3.2.1. Rapidez de deformación promedio para un intervalo.	90
5.3.3. Cálculo de la estructura promedio.	92
5.3.3.1. Estructura promedio de la placa.	92
5.4. Cálculo de cargas y torque.	93

CAPITULO VI.- Análisis de Resultados.

6.1. Cálculo de la cédula de laminación para el molino Ebbw Vale 98

6.2. Cédula de B.S.C. 101

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS 105

BIBLIOGRAFIA

TABLAS

APENDICES

FIGURAS

INTRODUCCION

El propósito de este trabajo es predecir la evolución microestructural del acero inoxidable tipo AISI-304 durante el proceso de laminación en caliente mediante la extensión de un programa de computación inicialmente desarrollado para simular el mismo proceso en aceros al carbón (1).

Durante el laminado en caliente concurren entre otros, fenómenos de deformación plástica, flujo de color, recuperación y recristalización y crecimiento de grano.

El programa de computación puede dividirse en tres bloques. El primero de ellos sirve para predecir el comportamiento térmico del material, resolviendo la ecuación de calor por diferencias finitas. Con este método se obtienen valores para la distribución de temperaturas en función del tiempo.

En el segundo bloque se predice la evolución microestructural del material como función de la temperatura en cada punto. El modelo utilizado en este bloque está basado principalmente en la ecuación de Avrami para recristalización estática (2), y en una ecuación de crecimiento de grano, reportada en el trabajo de Sanson (3). Finalmente en el tercer bloque se utilizan los resultados de los dos primeros, así como las ecuaciones esfuerzo versus deformación, para determinar las cargas en el molino de laminación.

Conforme evoluciona el programa, los resultados de cada bloque se alimentan en los otros. Por ejemplo, de las curvas de esfuerzo versus deformación se obtienen los datos de la energía que se transforma en calor.

Después de haber adaptado el programa de Leduc (1) en la computadora Burroughs 7800, y reproducido los resultados en aceros al carbón, se procedió a introducir los cambios necesarios para su aplicación en el acero inoxidable.

De una revisión bibliográfica sobre el tema se obtuvieron las ecuaciones fenomenológicas y los parámetros involucrados en la laminación en caliente del acero inoxidable AISI 304 (2, 4, 5, 6, 7, 8); los cambios realizados al programa incluyeron las constantes térmicas, la evolución microestructural y las curvas esfuerzo versus deformación.

Posteriormente, se utilizó la misma cédula que para aceros al carbón para poder realizar una comparación entre el comportamiento de ambos tipos de acero. El programa fue probado también para acero inoxidable con dos cédulas de laminación de uso industrial en molinos de segunda generación.

CAPITULO I

METALURGIA FISICA DEL TRABAJO EN CALIENTE

1.1 Introducción

Se ha observado que a las temperaturas y rapidez de deformación utilizadas comunmente durante las operaciones de trabajado en caliente, los metales presentan endurecimiento por deformación y restauración dinámica (9). La microestructura producida por estos mecanismos es inestable, y si se mantiene el material a temperatura elevada después de la deformación ocurrirán también cambios estructurales estáticos. En operaciones de trabajado en caliente de tipo comercial, donde la deformación es baja, como en el caso de laminación, los granos reblandecen parcialmente por recuperación dinámica. En metales de alta energía de falla de apilamiento, la restauración se realiza durante el enfriamiento por recuperación estática. Sin embargo en metales de baja energía de falla de apilamiento, la restauración es principalmente por recristalización estática (10). En operaciones que producen altas deformaciones, los metales que tienen una alta energía de falla de apilamiento reblandecen por recuperación dinámica, seguida de una recuperación y recristalización estática; por otro lado, los metales de baja energía de falla de apilamiento, restauran por recuperación y recristalización dinámicas, seguidos por recuperación y recristalización estáticas.

En el caso de los aceros inoxidable austeníticos, los procesos de restauración que se llevan a cabo durante la deformación son la recuperación y recristalización dinámicas, y al final de la deformación o entre estas, son recuperación y recristalización estáticas, ya que son materiales de baja energía de falla de apilamiento, (11).

1.2 Procesos de restauración dinámica.

1.2.1 Recuperación dinámica.

En aceros inoxidable austeníticos, el proceso de recuperación dinámica es relativamente lento, así que la tensión de flujo inicialmente se eleva como un resultado del endurecimiento por trabajado y recuperación, la densidad de dislocaciones aumenta y se desarrolla una estructura subgranular. Luton y Jonas (12) propusieron una curva de flujo la cual puede ser dividida en tres zonas; a deformaciones en la vecindad del esfuerzo de fluencia hay una pequeña multiplicación de dislocaciones durante el intervalo de microdeformación (primera zona), y la densidad de dislocaciones se incrementa desde $10^{10} - 10^{11} \text{ m}^{-2}$ (en muestras policristalinas recocidas) a $10^{11} - 10^{12} \text{ m}^{-2}$ en el comienzo del flujo macroscópico (segunda zona). La densidad de dislocaciones se continua incrementando con la deformación después de la fluencia a una rapidez menor y alcanza un valor aproximadamente de $10^{14} - 10^{15} \text{ m}^{-2}$ en la región de estado estacionario (tercera zona).

Durante la fase de endurecimiento por deformación, las dislocaciones se enmarañan y comienzan a formar una estructura celular. Para cuando se alcanza el régimen de estado estacionario, las dislocaciones se han arreglado por si solas en subgranos. La principal característica de la subestructura, es decir, la densidad de dislocaciones entre muros de estas, es que el espacio promedio entre ellas y la desorientación a través de ellas no cambia durante la deformación en estado estacionario, (13). Esta condición de una densidad de dislocaciones esencialmente constante, lo cual es necesario para la ausencia de endurecimiento por deformación, resulta del alcance de un equilibrio dinámico entre la rapidez de generación y eliminación de dislocaciones.

La rapidez de generación es una función de la rapidez de deformación y la tensión efectiva asociada, pero es relativamente independiente de la deformación. La rapidez de eliminación, por otro lado, depende de la densidad de dislocaciones y de la operación de los mecanismos de recuperación, tales como trepado, deslizamiento cruzado y desprendimiento nodal.

Otra característica adicional interesante de la deformación en estado estacionario es que los subgranos aparecen equiaxiados a altas deformaciones, mientras que los granos se deforman de acuerdo con el cambio exterior de la forma del material, (4). Esto no puede ser explicado solamente por la migración de las subfronteras, ya que no todas son capaces de viajar, y se ha mostrado que esto solo contribuye

únicamente de 6 a 10 % en la deformación (5). Otro proceso que también contribuye es la repoligonización, que es el repetido arreglo de las subfronteras y la subsecuente reformatión de nuevas subfronteras en localidades, las cuales permiten su espaciamiento promedio y una densidad constante de dislocaciones, (14). El tamaño de subgrano estable depende a su vez entonces del equilibrio de la densidad de dislocaciones, el cual se establece por el balance entre la rapidez de generación y eliminación de las mismas. Holt (15) demostró que el espaciamiento entre paredes celulares es proporcional a el espacio medio de dislocaciones, $l = \rho^{-\frac{1}{2}}$.

1.2.1.1. Efecto de la rapidez de deformación y la temperatura sobre la subestructura.

Al aumentar la temperatura y disminuir la rapidez de deformación en una operación de trabajado en caliente, mayores serán los tamaños de subgranos formados en el material, conforme estos aumenta en tamaño, contendrán menos dislocaciones en arreglos más ordenados. Esta variación subestructural se refleja en una disminución en el equilibrio de la densidad de dislocaciones, (5). La rapidez de generación decrece porque la tensión efectiva decrece con el descenso en la rapidez de deformación y con el aumento en la temperatura. La rapidez de eliminación, por otro lado, no decrece tanto con un descenso en la rapidez de deformación porque no es tan sensible a un descenso en el nivel de ten-

siones como lo es para la rapidez de generación. Además, incrementos en la temperatura tienden a incrementar la rapidez de recuperación y por lo tanto se presentará el efecto de un decrecimiento en el nivel de tensiones.

El nivel de deformación en el cual se alcanza el estado estacionario es muy sensible a la temperatura y a la velocidad de deformación y varía desde 0.1 a altas temperaturas y bajas rapidez de deformación, hasta 0.5 a relativas bajas temperaturas y elevadas rapidez de deformación. Este incremento en la deformación se debe a que para un descenso en la temperatura y un aumento en la rapidez de deformación disminuye el número de eventos de recuperación por unidad de deformación, por otro lado, se incrementa con la rapidez de deformación y con la disminución de la temperatura.

La dependencia del diámetro de subgrano medio, d , con la temperatura, T , y con la rapidez de deformación, $\dot{\epsilon}$, es ilustrado en la Fig. 1 y está descrito por la relación

$$d^{-1} = a + b \log Z \quad \text{.....} \quad (1.1)$$

donde a y b son constantes empíricas y la rapidez de deformación compensada por temperatura, Z , está dada por

$$Z = \dot{\epsilon} \exp (Q/RT) \quad \text{.....} \quad (1.2)$$

Q es la energía de activación experimental asociada con la dependencia de la tensión de flujo con la temperatura y R es la constante universal de los gases.

1.2.2. Recristalización dinámica.

En metales de baja energía de falla de apilamiento, la recuperación dinámica precede a la ocurrencia de la recristalización dinámica. Los aceros inoxidable austeníticos, presentan la característica anterior, y por lo tanto resulta que a deformaciones suficientemente elevadas sea posible un reblandecimiento por recristalización dinámica, (16).

1.2.2.1. Deformación crítica.

En los metales que recristalizan dinámicamente se desarrolla una subestructura de dislocaciones en el estado inicial de la deformación, la cual está asociada a una recuperación pobre; cuando se alcanza una densidad crítica de dislocaciones, la cual depende de las condiciones de deformación, ocurre la nucleación de la recristalización, (6), debido a un encurvamiento en las fronteras de grano existentes. Este prerequisite de una densidad crítica de dislocaciones es aparentemente la razón de la deformación crítica comúnmente observada. Esta deformación crítica pasa a través de un mínimo como una función de la tensión. La razón para esto todavía no está bien explicada, pero el levantamiento de una curva a bajas tensiones, parece estar asociado con el decrecimiento en la densidad de dislocaciones por el descenso en la tensión. Por lo tanto se necesitan grandes deformaciones para dar densidades de dislocaciones suficientes, (sin orientación) en las fronteras subgranulares para proveer

la energía necesaria para la nucleación (fuerza directriz). El ascenso de la curva a altas tensiones parece resultar de la necesidad de incrementar la energía almacenada conforme se incrementa la rapidez de deformación. De esta manera se asegura que la migración de las fronteras sea suficientemente rápida para que el crecimiento de los núcleos les ocurra a todas antes de que la densidad de dislocaciones junto a las fronteras móviles haya sido incrementada por deformación y disminuya la fuerza directriz inicial.

La deformación crítica es ligeramente menor que la deformación al pico, (deformación asociada con la ocurrencia de un máximo en la curva tensión - deformación, Fig. 2), porque mientras los primeros núcleos están reblandeciendo a la parte del material en que se encuentran, el material remanente continúa endureciéndose. La diferencia entre estas dos deformaciones es mayor a altas velocidades de deformación (5). Se ha aceptado generalmente que la relación aproximada entre estas dos deformaciones está dada por $\epsilon_c = (5/6)\epsilon_p$. Este pico en la tensión de flujo aumenta sistemáticamente con Z independientemente de las condiciones de rapidez de deformación y temperatura en la forma $Z = A \exp(\beta\sigma)$.

Luton y Sellars (17) han explicado los diferentes comportamientos de $\sigma(\epsilon)$ asociados con la ocurrencia de la recristalización dinámica en términos de valores relativos de ϵ_c y una deformación ϵ_x requerida para recristalizar una fracción elevada (0.95) de material. A baja rapidez de deformación y una vez que la recristalización es iniciada, es-

ta rápidamente se completa antes de que aquellas regiones que se transformaron inicialmente puedan alcanzar la ϵ_c que les permita efectuar una segunda nucleación; por lo tanto $\sigma(\epsilon)$ es periódica, Fig. 3. Si en cambio $\epsilon_x > \epsilon_c$, lo cual sucede cuando la rapidez de deformación es alta, podrán ocurrir simultáneamente diversos ciclos de recristalización y $\sigma(\epsilon)$ será continua, Fig. 4.

El tamaño de grano original también tiene una gran influencia y aunque sus efectos son comunmente observados, sólo se ha tomado en cuenta muy pocas veces en los numerosos análisis de recristalización dinámica. El no considerar la influencia del tamaño de grano original es una de las mayores desventajas de los modelos, y quizá el más avanzado es el debido a Roberts y Ahlblom (6). Estos autores encuentran que la deformación requerida para iniciar la recristalización dinámica se incrementa ligeramente conforme el tamaño de grano inicial, D_0 aumenta. Esta observación es fácilmente entendible si se acepta que una densidad de dislocaciones crítica promedio, la cual sólo depende de la temperatura y la rapidez de deformación, es un prerequisite necesario para un completo desarrollo de los núcleos de recristalización dinámica. Sobre estas bases un pequeño D_0 engendrará una más rápida acumulación de dislocaciones en el estado inicial de deformación y entonces se alcanzará la deformación crítica más rápidamente.

1.2.2.2. Cinética de recristalización dinámica.

En la Fig. 5 se presentan datos para la fracción de la microestructura consistentes de granos recristalizados dinámicamente, X , graficados como una función de la deformación, donde X crece en proporción directa a la deformación ($\epsilon - \epsilon_c$) hasta que una considerable fracción de la microestructura es recristalizada ($X \approx 0.7$); después de esto, la pendiente $dX/d\epsilon$ tiende a decrecer. La pendiente de la curva X v.s. ϵ en su porción lineal decrece marcadamente conforme aumenta D_0 , (7).

La cinética de recristalización isotérmica es usualmente interpretada en términos de la ecuación de Avrami

$$X = 1 - \exp(-kt^n) \quad \dots \quad (1.3)$$

donde k y n son constantes determinadas no solo por factores externos, los cuales pueden afectar la rapidez de recristalización (temperatura, D_0 , etc.) sino también por el modo de reacción, es decir, la naturaleza de los sitios de nucleación y la dependencia de la nucleación y rapidez de crecimiento con el tiempo. Datos de la cinética de la Fig. 5 son graficados de acuerdo con la ecuación de Avrami en la Fig. 6, donde el tiempo, t , desde el inicio de la reacción es reemplazado por $\epsilon - \epsilon_c$. En la misma gráfica, los valores de X para cada D_0 caen sobre una línea recta. Esta se desplaza hacia la derecha conforme D_0 aumenta, pero las pendientes permanecen más o menos constantes, es decir, el efecto

del cambio de grano preexistente sólo afecta el valor de k . El valor del exponente, n , en la ecuación de Avrami es de 1.25 ± 0.1 para aceros inoxidable austeníticos tipo AISI 304.

Así en el caso donde las fronteras de grano pre-existentes hacen la función de sitios predominantes para la nucleación, se puede esperar que la rapidez de la recristalización dinámica disminuya conforme aumenta D_0 .

1.2.2.3. Tamaño de grano recristalizado.

Como una primera aproximación Cahn (18), estudió la cinética para una reacción nucleada en las fronteras de grano y supuso una rapidez de crecimiento constante, es decir, los bordes de grano son esencialmente rodeados por una capa de una nueva fase, lo que hace que decrezca la rapidez de nucleación, ya que después de la saturación de los sitios de nucleación, la reacción sólo puede proceder por crecimiento anisótropo de los granos ya deformados, que conducirían a una estructura de granos elongados, lo cual metalográficamente no se observa. Roberts y Ahlblom (6) encontraron que puede ocurrir una nucleación posterior después de la saturación de los sitios originales, de cualquier forma, en base a la evidencia metalográfica, esto parecería ser confinado a la interfase entre las regiones recristalizadas y no recristalizadas, - o sea hay muy poca nucleación al azar - Tomando como base el trabajo de Cahn, encontraron la siguiente relación.

$$D = d_c + 2Gt_{ss} = d_c + 2\gamma m \zeta \rho_{oc} t_{ss} \dots\dots (1.4)$$

donde D es el tamaño de grano recristalizado, d_c es el tamaño de los núcleos críticos, el cual es una función de la densidad crítica de dislocaciones, G es la rapidez de crecimiento, t_{ss} es el tiempo para la saturación de sitios, el cual es una función del parámetro de Zener - Hollomon y toma valores de 1.05 a 1.25, m es la movilidad de la frontera de grano, y ζ es la energía de la línea de dislocaciones.

Esto da claramente una sobreestimación de D, porque no en todas las fronteras de grano la nucleación se inicia cuando $\epsilon = \epsilon_c$. De cualquier manera, la mayoría lo hace y la expresión anterior es una aproximación aceptable. Además los valores para el tamaño de grano recristalizado de un acero inoxidable austenítico AISI 304 han sido calculados y se presentan en la Fig. 7 como una función de Z. La teoría predice que a una Z dada el tamaño de grano producido por la recristalización dinámica es menor para una rapidez de deformación menor que para una mayor, debido a que a temperaturas elevadas m aumenta.

En general, en la literatura, han sido presentados datos para el tamaño de grano recristalizado (Luton y Sellars (17)) como una función de la tensión del flujo en estado estacionario de acuerdo con una expresión fenomenológica de la forma

$$D = ((\sigma_{ss} - \sigma_0)/A)^n \dots\dots\dots (1.5)$$

donde σ_0 , A , n son constantes determinadas y n toma valores en el intervalo de 0.5 a 0.8.

Hacia el final de la laminación, y bajo condiciones normales donde la temperatura es baja, es poco probable que ocurra recristalización dinámica; por lo que es razonable (19) despreciar la posible ocurrencia de este tipo de recristalización durante laminación plana, sin embargo cuando el material no recristaliza completamente entre las pasadas, la deformación acumulada puede causar que el material exceda el valor de ϵ_c y recristalice dinámicamente durante el siguiente paso de laminación.

Como se mencionó anteriormente, la deformación al pico se incrementa proporcionalmente con Z y D_0 , entonces a temperaturas elevadas es poco probable que en una sola pasada de laminación, la cual es generalmente menor de el 20% en reducción, resulte que la recristalización dinámica se lleve a cabo. Además a temperaturas elevadas la recristalización estática es muy rápida y cualquier estructura de recristalización dinámica será eliminada.

1.3. Procesos de restauración estática.

1.3.1 Recuperación estática.

Después de toda deformación, se lleva a cabo el proceso de recuperación estática, el cual decrece con el tiempo, porque la energía almacenada o fuerza directriz se

reduce progresivamente por la operación de los procesos de restauración.

Los procesos de recuperación involucran la eliminación de dislocaciones en eventos individuales y toma participación máxima entre un 40 a 50% del reblandecimiento total de algunos materiales deformados a elevada rapidez, (20). A bajas deformaciones la energía almacenada es insuficiente para causar recristalización estática y solamente se lleva a cabo un ablandamiento limitado por recuperación estática. Las principales variables experimentales que afectan la rapidez de recuperación son la temperatura, la deformación, la rapidez de deformación y la composición del material. El efecto de la temperatura sobre la rapidez de recuperación es evidente, es decir, la rapidez de recuperación es proporcional a la temperatura, pero no es particularmente marcado, en parte porque la energía directriz de los procesos de recuperación estática decrece conforme la temperatura de deformación se incrementa.

En general incrementos en la deformación conducen a un incremento en la rapidez de recuperación hasta que el flujo de material en estado estacionario es alcanzado. Esto puede atribuirse al incremento paralelo en la densidad de dislocaciones, y por lo tanto de la fuerza directriz, con la deformación hasta que el equilibrio se alcanza.

La rapidez de deformación tiene un efecto similar al de la temperatura sobre la rapidez de recuperación, (5).

Existe una deformación crítica para que ocurra recristalización estática y es generalmente del orden de 0.05 a 0.1. Si esta es excedida, un período de incubación puede ocurrir antes de que la recristalización proceda. La longitud de este período depende de la temperatura y de la cantidad y naturaleza de la deformación. Entonces el reblandecimiento por recuperación estática puede sólo ocurrir durante el período de incubación anterior a la recristalización. Además si la deformación crítica no es alcanzada los procesos de recuperación no conducen a un reblandecimiento total, es decir, un ablandamiento completo no puede ser producido por procesos de recuperación solamente. La existencia de una deformación crítica para un ablandamiento total se muestra en la Fig. 8. Este valor está muy por debajo de la deformación crítica para la recristalización dinámica.

1.3.2. Recristalización estática.

Como se discutió anteriormente, durante la laminación en caliente el valor de ϵ_c no es alcanzado generalmente, así que es poco probable que ocurra recristalización dinámica y entonces el mayor ablandamiento y cambio microestructural después de la deformación es debido a la recristalización estática o clásica, la cual ocurre a una rapidez que es función de la fuerza impulsora, la densidad de los sitios de nucleación y de la temperatura.

1.3.1. Cinética de recristalización.

La cinética de recristalización estática bajo condiciones isotérmicas puede ser descrita por la ecuación de Avrami

$$X_v = 1 - \exp(-\beta t^k) \quad \dots\dots\dots (1.3a)$$

donde X_v es la fracción de volumen recristalizado, t el tiempo y β , k son constantes, con k tomando valores alrededor de 2 para aceros inoxidable austeníticos, (2). Hay una ligera tendencia de un incremento en el valor de k conforme disminuye la temperatura, para un tamaño de grano dado, (21). Así la rapidez de recristalización puede ser entonces completamente caracterizada por un tiempo dado para una fracción recristalizada (en este caso $t_{0.95}$). La dependencia de la recristalización estática con la temperatura puede ser caracterizada por el uso de un tiempo compensado por temperatura para la recristalización, W_x , (22) dado por

$$W_x = t_x \exp(-Q_x/RT) \quad \dots\dots\dots (1.6)$$

donde Q_x es la energía de activación para la recristalización y tiene un valor de 425 kJoul/mol °K para aceros inoxidable austeníticos AISI 304, R es la constante universal de los gases y T la temperatura absoluta.

Siendo la recristalización un proceso térmicamente activado, su rapidez depende fuertemente de la temperatura entre deformaciones sucesivas, como se puede ver en la Fig. 9, donde la tensión de flujo y por lo tanto la fuerza impul-

sora fueron mantenidas aproximadamente constantes por un cambio en la rapidez de deformación en cada una de las pruebas, un incremento en la temperatura de 50 °C conduce a un descenso en el tiempo de recristalización de alrededor de un orden de magnitud en la rapidez de recristalización, (23).

Es importante distinguir entre los papeles independientes que juega la temperatura en la recristalización después de la deformación a una rapidez constante. Mientras disminuye la temperatura de recocido disminuye la rapidez de la recristalización, y decreciendo la temperatura a la cual se deforma se incrementa la energía almacenada a una deformación dada y por lo tanto tenderá a incrementar la rapidez. Esto significa que la recristalización ocurre más rápidamente cuando la temperatura a la cual la deformación ha ocurrido se encuentra por debajo de la temperatura de recocido.

La energía almacenada se incrementa proporcionalmente con la rapidez de deformación y con el descenso en la temperatura de deformación, además es fuertemente dependiente de la deformación. Incrementando la rapidez de deformación, disminuye el tiempo de incubación y aumenta la rapidez de recristalización. Así granos más finos son producidos por deformación a mayor rapidez (y menores temperaturas) debido a la reducción en tamaño de subgrano formado por recuperación dinámica a menores valores de rapidez de deformación compensado por temperatura, Z.

El efecto de Z sobre el tiempo de recristalización puede ser descrito por la relación

$$W_x \propto Z^{-0.375} \quad \dots\dots\dots (1.7)$$

para acero inoxidable austenítico AISI 304, (2).

La influencia de la cantidad de deformación anterior sobre la rapidez de recristalización ha sido notada por diversos investigadores. Este efecto se puede observar en la Fig. 10, donde el tiempo para 50% de recristalización decrece alrededor de dos órdenes de magnitud con el incremento en la deformación. Para deformaciones entre la deformación crítica para recristalización estática y dinámica el incremento en la rapidez de recristalización es atribuido directamente al incremento en la fuerza impulsora.

El tiempo para una fracción recristalizada dada ha sido relacionado con la deformación como (24),

$$t_x \propto \epsilon^{-4} \quad \dots\dots\dots (1.8)$$

este incremento en la rapidez de recristalización es acompañado por una disminución en el tamaño de grano recristalizado, como se muestra en la Fig. 11, haciéndose independientemente de la deformación cuando se ha alcanzado el estado estacionario.

Los sitios preferenciales para la nucleación de la recristalización estática son regiones altamente deformadas cerca de las fronteras de grano, así la densidad de sitios favorables para la nucleación se incrementa con una dismi-

nución en el tamaño de grano, conduciendo a una recristalización más rápida en materiales de grano fino. Esta relación puede ser descrita por la ecuación

$$t_x \propto D_0^2 \dots \dots \dots (1.9)$$

pero el valor de el exponente es algo inexacto, y disminuye a valores mucho menores cuando D_0 es grande ($\sim 300 \mu\text{m}$) ya que la nucleación intergranular se hace importante aunque generalmente es atribuido a la heterogeneidad de la deformación, (16).

De la consideración de datos sobre aceros inoxidables austeníticos, Barraclough y Sellars (2) encontraron que el efecto de estas variables sobre el tiempo para una fracción dada de recristalización puede ser expresada como

$$t_x = \frac{AZ^{-0.38} D_0^2 \exp(425000/RT)}{1 - \exp\left[-1.5\left(\frac{\epsilon - 0.08}{\epsilon_p}\right)^2\right]} \dots \dots (1.10)$$

donde A toma valores de $3.72 \cdot 10^{-15}$ y $8.13 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{0.62} \text{ m}^{-2}$ para $t_{0.5}$ y $t_{0.95}$ respectivamente.

1.3.2.2. Tamaño de grano recristalizado.

El tamaño de grano resultante de la deformación bajo diferentes condiciones se muestra como una función de el parámetro de Zener-Hollomon en la Fig. 12. Las líneas para ambas deformaciones conducen a una relación de la forma

$$d_{\text{rex}} \propto Z^{-0.1} \quad \dots\dots\dots (1.11)$$

(2), también el tamaño de grano recristalizado para una Z dada es una función de la deformación, y se indica como una dependencia de la forma

$$d_{\text{rex}} \propto \epsilon^{-0.75} \quad \dots\dots\dots (1.12)$$

(2), a pequeñas deformaciones, con la dependencia decreciendo por la deformación al pico y aproximándose a cero al arribo del estado estacionario, Fig. 11.

Cuando las condiciones de deformación son constantes, el tamaño de grano recristalizado depende de el tamaño de grano original como se muestra en la Fig. 13. Excepto para tamaño de grano original pequeño, los datos siguen una relación de la forma (2)

$$d_{\text{rex}} \propto D_0^{0.5} \quad \dots\dots\dots (1.13)$$

De la Fig. 12 se muestra que el efecto de disminuir la temperatura de deformación sobre el tamaño de grano recristalizado es despreciable comparado con los efectos del tamaño de grano original y de la deformación.

Un trabajo realizado por Barraclough (25), muestra que el tamaño de grano recristalizado promedio decrece en proporción inversa con el logaritmo de X_V , con sólo un pequeño descenso al rededor del 60% de recristalización. El tamaño de grano recristalizado puede también ser sobrestimado, ya que el punto final de la recristalización es difícil de definir, particularmente en tamaños de grano, original grandes.

De igual manera que en el caso del efecto de las variables anteriores sobre el tiempo para una fracción recristalizada, se puede expresar el tamaño de grano recristalizado como (2)

$$d_{rex} = \frac{BZ^{-0.1} D_0^{0.5}}{1.15 - \exp\left[-2.5 \left(\frac{\epsilon - 0.08}{\epsilon_p}\right)\right]} \dots \dots (1.14)$$

con valores de B de $125 \text{ s}^{0.1} \text{ m}^{0.5}$.

1.3.2.3. Recristalización metadinámica.

La recristalización metadinámica es un tipo de recristalización estática la cual se lleva a cabo inmediatamente después de la recristalización dinámica. Cuando deformaciones a temperaturas elevadas que involucran recristalización dinámica son detenidas, los núcleos existentes continúan creciendo y las fronteras de grano móviles continúan migrando, hacia las zonas libres de dislocaciones. Al proceso de reblandecimiento resultante se le llama recristalización metadinámica que ocurre sin un período de incubación necesario como en el caso de la recristalización estática.

Inicialmente la recristalización metadinámica es muy rápida, pero como los granos crecen hacia regiones de material con menor densidad de dislocaciones, la rapidez decrece. La ausencia de un período de incubación conduce a una rapidez de un orden de magnitud mayor que la rapidez de recristalización estática (5).

La interacción entre los tres tipos de procesos de restauración estáticos depende de la deformación anterior como se muestra en la Fig. 14 en la cual para deformaciones mayores que ϵ_p pero menores que la deformación en estado estacionario (ϵ_{ss}), hay un período concurrente de recuperación estática y recristalización metadinámica seguida por un ciclo de recristalización estática similar al de la deformación antes del pico pero con un menor tiempo, finalmente dentro del rango de estado estacionario la recristalización estática es superada totalmente y da recristalización metadinámica con la ocurrencia de algo de recuperación estática.

Los granos recristalizados metadinámicamente son más grandes que aquellos formados por recristalización dinámica, debido a la ausencia de nucleación continua. Después, durante la deformación en estado estacionario, el tamaño de grano recristalizado metadinámicamente está relacionado únicamente con la tensión de flujo en estado estacionario, (σ_{ss}), de acuerdo a la siguiente ecuación

$$\sigma_{ss} = A d^{-9} \quad \dots\dots\dots (1.15)$$

similar a la relación que gobierna el tamaño de grano recristalizado dinámicamente (23), aunque el exponente puede ser diferente.

1.4. Crecimiento de grano.

Cuando la recristalización es completa, ésta es seguida por un crecimiento de grano. Derivaciones teóricas ba-

sadas en la suposición de que la rapidez de crecimiento es proporcional ya sea a el exceso de energía libre por unidad de volumen asociada con la frontera de grano o al inverso de el radio de curvatura, arriban a la misma ecuación que describe el crecimiento de grano isotérmico.

$$D^2 - D_0^2 = kt \exp(-Q_g/RT) \quad \dots\dots\dots (1.16)$$

donde D , D_0 son el tamaño de grano al tiempo t y cero respectivamente, k es una constante que incluye la energía específica de borde de grano, Q_g es la energía de activación para el crecimiento de grano, R y T tienen el significado usual.

Existe un buen acuerdo entre la teoría y el crecimiento de pompas de jabón, que implican que las bases geométricas de este análisis son correctas (26). Sin embargo, el acuerdo entre la teoría y la práctica no es tan satisfactorio para el crecimiento de grano en metales. Valores experimentales para el exponente del tamaño de grano se han encontrado que son mayores que el valor teórico de 2.

Pocos datos existen para el crecimiento de grano en aceros inoxidable austeníticos y el utilizado en el presente trabajo es el reportado por Sansón (3) el cual describe el crecimiento de grano en la siguiente forma

$$D_{gg} = d_{rex} + A't \exp(-Q_{gg}/RT) \quad \dots\dots\dots (1.17)$$

donde A' tiene el valor de $7.7 \cdot 10^{12}$ y Q_{gg} es la energía de activación para el proceso con un valor de 305 kJoul/mol °K.

1.5. Evolución microestructural durante el laminado en caliente.

Numerosos intentos se han realizado para predecir por medio de relaciones paramétricas, los cambios producidos en la recristalización, la cinética de crecimiento de grano y las estructuras resultantes, con las variaciones en las condiciones de deformación durante el laminado en caliente, siendo las más recientes las de Sellars y Whiteman (19) en 1979 y Leduc y Sellars (27) en 1981.

Las ecuaciones 1.10, 1.14, 1.17 describen la influencia de las variables de deformación y el tamaño de grano original sobre los cambios microestructurales después de una sólo deformación. Todas las operaciones de laminado involucran una serie de deformaciones dadas en pasos separados por intervalos de tiempo, lo que hace que la temperatura esté cambiando continuamente y la ecuación anterior para recristalización no sea directamente aplicable, utilizándose el tiempo para recristalización compensando por temperatura como

$$W_x = t_x \exp(-Q_x/RT) \quad \dots \quad (1.18)$$

y para el cambio de temperatura

$$W = \sum_{i=1}^n t_i \exp(-Q_x/RT)$$

entonces el valor de W puede ser convertido a un tiempo equivalente a temperatura constante por medio de la ecuación 1.18.

Una forma equivalente de tiempo compensado por temperatura puede ser utilizada para el crecimiento de grano después de la recristalización (19).

CAPITULO II

FLUJO DE CALOR DURANTE EL LAMINADO EN CALIENTE

2.1. Introducción.

Una variable de gran importancia en laminación es la temperatura del acero. Durante el laminado los rodillos producen un marcado efecto de enfriamiento en la superficie del material creando un gradiente de temperatura, mientras que el calor debido a la deformación se distribuye uniformemente dentro de la placa (28).

La fuerte dependencia de la tensión de flujo del material con la temperatura y la necesidad de predicciones razonables de la evolución microestructural, hacen necesario el conocimiento de los cambios de temperatura durante una cédula de laminación.

Estos cambios han sido calculados por Harding (8) usando la técnica de diferencias finitas como se muestra en la Fig. 15. Se ha observado la poca profundidad del enfriamiento durante la laminación y el gradiente extremo de temperatura que es producido. Estos gradientes son rápidamente reducidos entre las pasadas, pero tendrán un efecto significativo en la tensión de flujo de el material cerca de la superficie de la placa. La información contenida en la Fig. 16 puede ser combinada con la curva teórica de la Fig. 15 la cual relaciona la $\bar{\epsilon}$ a través del espesor a cualquier deformación en término de Z y es mostrada en la Fig. 17 donde

Z es graficada como una función de la ϵ para diferentes profundidades en el material laminado y a dos diferentes velocidades de los rodillos con la respectiva $\dot{\epsilon}$ media. La característica principal a notar es el amplio espectro de valores de Z que es producido durante una pasada de laminación. El enfriamiento más pronunciado, producido por el rodillo se observa a la menor velocidad de laminación, resultando en un alto valor de Z cerca de la superficie, en comparación con los encontrados a una mayor velocidad de laminación.

Los procesos de transferencia de calor que ocurren durante el laminado en caliente son:

- a) Radiación y convección durante el enfriamiento al aire.
- b) Calor generado debido a la deformación.
- c) Convección por enfriamiento en agua.
- d) Conducción dentro del material, así como entre éste y la herramienta de trabajo.

El modelo matemático desarrollado por Harding (8) para el cálculo del calor transferido durante el laminado en caliente será aplicado por ser el de mayor relevancia en el presente trabajo.

2.2. Conducción dentro de la pieza de trabajo.

La conducción de calor en el interior de la pieza de trabajo depende de la distribución inicial de temperaturas y de las propiedades térmicas del acero. El gradiente térmico dentro de el material es una función del tiempo y puede

ser calculado por la solución de la ecuación de conducción de calor.

$$\frac{dT}{dt} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \dots \dots \quad (2.1)$$

donde: α = difusividad térmica k/s

k = conductividad térmica

s = calor específico

ρ = densidad

x,y,z son respectivamente las coordenadas perpendiculares en el espacio.

La solución de esta ecuación diferencial puede ser obtenida analíticamente para geometrías y condiciones a la frontera simples, pero durante el laminado éstas cambian constantemente y los métodos de análisis numérico se hacen necesarios.

El flujo de calor dentro de una placa plana donde la longitud es mucho mayor que la altura y el ancho, es simplificado por ignorar el flujo de calor fuera de las caras finales, es decir, la conducción de calor es considerada en una sección transversal. Además se hace la suposición de que las caras superior e inferior están sujetas a condiciones idénticas de enfriamiento y así mismo para las dos caras laterales. Estas suposiciones permiten, por simetría, la consideración de sólo un cuarto de sección transversal. Este cuarto de placa representativo es en turno subdividido en W renglones de altura D2 y V columnas de ancho D1. Representando la temperatura del elemento de longitud L en el Nésimo

renglón y en la *Mésima* columna por $T_{n,m}$, el flujo de calor entre el nodo n,m y sus cuatro nodos vecinos más cercanos Fig. 18 en el intervalo de tiempo Δt está dado como:

$$Q_1 = \frac{(T_{n,m} - T_{n+1,m}) D_1 L k \Delta t}{D_2} \dots \quad (2.2a)$$

$$Q_2 = \frac{(T_{n,m} - T_{n,m+1}) D_2 L k \Delta t}{D_2} \dots \quad (2.2b)$$

$$Q_3 = \frac{(T_{n-1,m} - T_{n,m}) D_1 L k \Delta t}{D_2} \dots \quad (2.2c)$$

$$Q_4 = \frac{(T_{n,m-1} - T_{n,m}) D_2 L k \Delta t}{D_2} \dots \quad (2.2d)$$

Cuando m o n , o ambos sean iguales a 1, el último de los componentes de el balance todavía no está definido. Por simetría, de cualquier manera, el flujo de calor para esas instancias podrá ser despreciado. Similarmente cuando $n = W$ o $m = V$, las ecuaciones 2.2a y 2.2b serán substituidas por las ecuaciones 2.8 y 2.9 para considerar el flujo de calor en la superficie.

El flujo de calor hacia los elementos n,m está entonces dado por

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 \dots \quad (2.3)$$

y la nueva temperatura $T_{n,m}^*$ al final de el intervalo está dada por:

$$T_{n,m}^* = T_{n,m} + \frac{\sum Q}{D_1 D_2 L \rho S} \dots \quad (2.4)$$

podría notarse que L es común a las ecuaciones 2.2 y 2.4 así que puede ser omitida.

2.3. Enfriamiento fuera del castillo.

La conducción es despreciable en las mesas de transporte, por lo que se le considera sin importancia. Las pérdidas de calor fuera de los castillos son principalmente por enfriamiento al aire por radiación y convección y enfriamiento al agua por convección.

2.3.1. Enfriamiento al aire por radiación y convección.

La pérdida de calor por radiación es el factor más significativo que afecta la caída de temperatura durante el laminado en caliente.

La ecuación clásica de Stefan-Boltzman es expresada por

$$\frac{dq}{dt} = \sigma A (T_s^4 - T_0^4) \dots \dots \dots (2.5)$$

donde T_s y T_0 son las temperaturas superficial y ambiental respectivamente ($^{\circ}\text{K}$) y σ es la constante de Stefan-Boltzman ($5.6699 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$) y A es el área transversal al flujo de calor.

La pérdida convectiva estará dada por la ley de Newton de enfriamiento:

$$\frac{dq}{dt} = Ah_c (T_s - T_0) \dots \dots \dots (2.6)$$

donde h_c es un "coeficiente convectivo".

En general la convección es despreciada y a lo más es incluida en la ecuación de radiación por un cambio en el valor de la emisividad, aunque en ciertos casos pudiera contar sobre el 8% de las pérdidas de calor (29). Harding (8) y Partinton y Talbot (30), consideraron esta pérdida de calor convectiva independiente.

Una simplificación común adicional es despreciar la temperatura ambiente lo cual es razonable ya que $T_s^4 \gg T_0^4$ y Bucley et al (31) han calculado el error introducido para ser cuando más de 0,8% a temperaturas tan bajas en la superficie de 750 °C.

Un problema práctico en aplicar a la ecuación 2.5 es escoger un valor para la emisividad la cual varía con la temperatura y la condición superficial, los valores reportados en la literatura varían en el intervalo de 0.75-0.85.

Tomando las ecuaciones 2.5 y 2.6 y despreciando el término T_0^4 Harding (8) arribó a la ecuación:

$$H = b(T_s - T_0) + c(T_s + 273)^4$$

donde H = cantidad de calor perdido/unidad de área
unidad de tiempo (kW/m^2).

T_s, T_0 = temperatura superficial y ambiente (°C).

b y c = son constantes.

La constante c es el producto de la emisividad y la constante de Stefan-Boltzman; tomando un valor para $\epsilon = 0.84$ Harding (8) ajustó curvas calculadas de enfriamiento con curvas experimentales en aceros inoxidables para ob-

tener:

$$H = - 0.6875 + 0.01224T_s + 4.7628 * 10^{-11}(T_s+273)^4 \dots (2.)$$

donde H está dada en KW/m².

El entonces definió la pérdida de calor para los elementos de la superficie inferior y lateral por, Fig. 18

$$Q_5 = H_0 D1 L \delta t 10^3 \dots \dots \dots (2.8)$$

$$Q_6 = H_0 D2 L \delta t 10^3 \dots \dots \dots (2.9)$$

donde H₀ es el valor de H al inicio del intervalo δt y Q se mide en joules.

2.3.1.1. Temperatura superficial durante el enfriamiento al aire.

La temperatura superficial controla la pérdida de calor por radiación y convección, así Harding (8) supuso que la temperatura superficial, T_s^{*}, y la temperatura del centro del elemento superficial, T_{w,m}^{*}, al final de un intervalo, están situadas sobre una parábola cuyo origen está ubicado en el centro de la placa a una temperatura arbitraria. El entonces mostró que la temperatura en la superficie de la Mésima columna al final del intervalo estará dada por

$$T_s^* = T_{w,m}^* - \frac{H_0 D2 (w-1/4)}{2Wk} \dots \dots \dots (2.10)$$

de la misma manera para el Nésimo renglón.

$$T_s^* = T_{N,v}^* - \frac{H_0 D1 (v-1/4)}{2Vk} \dots \dots \dots (2.11)$$

2.3.1.2. Efecto pantalla de una capa de óxido.

Durante el calentamiento de la placa en el horno y durante el enfriamiento al aire fuera de el paso en las mesas de transporte, se forma una capa de óxido. Debido a la baja conductividad de el óxido existe un gradiente de temperatura abrupto sobre esta escama, y las pérdidas de calor son considerablemente reducidas. Esta escama es removida y reformada continuamente durante el tren de laminación, Hollander (28) cita capas de espesor de óxido en el rango de 0.3 mm en el tiempo de salida de el horno a distancias de 10 m durante la etapa de terminado. El problema se hace más complicado por variaciones en la composición del óxido y por las diferencias en la rapidez de contracción el acero y la escama la cual ocasiona una falta de contacto en puntos aislados.

No obstante, Hollander (28) y Wilmotte et al (32) han considerado el desarrollo de una capa de óxido y su influencia sobre la rapidez de enfriamiento, Pawelski y Bruns (33) han calculado también el gradiente de temperaturas a través de esta escama y el efecto de diferentes espesores de óxido sobre la rapidez de enfriamiento.

2.3.1.3. Criterio de estabilidad durante el enfriamiento al aire.

El método de diferencias finitas para resolver la ecuación 2.1 provee dos diferentes técnicas de solución. La

solución explícita da la temperatura futura de un nodo particular en términos de la temperatura corriente del nodo y sus vecinos. La solución implícita da la temperatura futura del nodo en términos de su temperatura corriente y de la temperatura futura de sus vecinos. En general el caso explícito es preferido, pero el tiempo de cálculos es restringido por el tamaño de los elementos y si este tiempo de cálculo es muy grande la solución de flujo de calor se hace inestable.

Para flujo de calor en una dimensión, el tiempo estable ha sido dado (34), (30) como

$$\delta t \leq \frac{\rho S (\Delta x)^2}{2k}$$

Harding (8) consideró la condición para estabilidad al hacer que el gradiente de temperatura alcanzado no este más distante que el borde interior de el elemento superficial en el intervalo de tiempo escogido y llegó a una relación para el tiempo de estabilización:

$$\delta t \leq \frac{D^2 (W - 3/4) \rho S}{2 W k} \dots \dots (2.12)$$

2.3.2. Enfriamiento en agua.

El agua está presente durante la laminación en caliente debido a sistemas refrigerantes de los rodillos, descamadores hidráulicos, y bancos de enfriamiento sobre las mesas de transporte. El sistema de refrigerantes de rodillos los cuales actuan efectivamente como aspersores sobre la su-

perficie de la placa, son usados para controlar la historia térmica de rodillos.

Los descamadores hidráulicos consistentes de chorros de alta presión, son usados para remover escamas de la superficie del metal la cual de otra manera podría ser dañada.

Los bancos de enfriamiento del agua sobre las mesas de retardo están ganando importancia para controlar las propiedades mecánicas finales de la placa.

Estas tres situaciones son controladas por la ley de enfriamiento newtoniano (ecuación 2.6), pero el valor de el coeficiente de convección varía para los diferentes casos.

2.4. Transferencia de calor durante un paso.

Durante la fase de contacto, la superficie lateral continua enfriándose al aire, mientras que las superficies superior e inferior enfrian por contacto con la herramienta y simultáneamente la placa cambia en dimensiones y gana calor debido a la deformación. Surgen implicaciones posteriores si el método de diferencias finitas es empleado desde el criterio de estabilidad para la placa y el rodillo, por lo que se debe hacer compatibles tanto entre ellos mismos y con el tiempo actual del paso. En suma los gradientes de temperatura producidos durante el paso hacen deseable tener una red más fina.

2.4.1. Subdivisión de la matriz anterior al paso.

Se usa una red diferente para enfriamiento al aire y durante el paso hay necesidad de definir la temperatura para los nuevos elementos cuando toman lugar los cambios de una red a otra. Harding (8) quien subdividió cada renglón de su red original en tres nuevos renglones, atacó este problema suponiendo que una parábola ajustá pequeñas secciones del gradiente de temperatura. El derivó una relación para la temperatura en función de la distancia como:

$$T(y) = T_1 + \frac{T_5^2}{8T_4} - \left(\frac{T_4}{2D^2} \frac{DT_5}{2T_4} + y \right)^2 \dots (2.13)$$

donde: $T(y)$ Temperatura en la posición y

$$T_4 = 2T_2 - T_1 - 4T_2$$

$$T_5 = T_3 + 3T_1 - 4T_2$$

y = distancia medida fuera desde T_1

T_1, T_2, T_3 = Temperaturas conocidas a distancia D separadas

Al final del paso el entonces retornó a la medida original y asignó simplemente la temperatura de todo tercer nodo a cada uno de los ahora menos elementos nuevos.

Hollander (28) también interpoló cuando se ha cambiado de una medida a otra, pero como no calculó la distribución el número de elementos al reducir el tiempo de cálculo.

2.4.2. Criterio de estabilidad durante el laminado.

Durante un paso, el espesor está cambiando y por consecuencia el tiempo de estabilización también. Claramente la situación más crítica es al final del paso y en el caso de Harding (8), cuando el número de renglones es incrementado tres veces, la ecuación 2.12 se hace:

$$\delta t \leq \frac{h_2^2 (3W - 3/4) \rho S}{2/6 W^3 k} \dots \dots \dots (2.14)$$

donde W = número de renglones antes de subdividir

h_2 = espesor de salida de la placa

Partinton y Talbot (30) consideraron la conducción de calor hacia los rodillos como el efecto dominante sobre la estabilidad y usaron la siguiente desigualdad:

$$\delta t < \frac{(\delta x)^2 \rho S}{k(2 + H \delta x)}$$

donde δx = espesor elemental

H = coeficiente de transferencia de calor entre la placa y el rodillo.

2.4.3. Criterio de estabilidad para los rodillos.

A menos que una solución analítica sea usada (35), (33), el calor transferido a los rodillos es normalmente considerado independiente de los cambios de temperatura dentro de la placa, así que el tiempo de contacto usado para los cálculos es dependiente sólo sobre el elemento de

geometría de el rodillo (36), (37), (32).

De cualquier modo Harding (8) consideró una a una las correspondencias de columnas en la placa y el rodillo, y el tiempo de contacto definido por la ecuación 2.14 determina el volumen de un elemento superficial del rodillo como

$$V' \approx \sqrt{\frac{2k D1^2 \Delta L^2 \xi t}{s' \rho'}} \dots \dots \dots (2.15)$$

donde V' = volumen del elemento superficial

k' = conductividad térmica del rodillo.

s' = calor específico del rodillo

ρ' = densidad del rodillo

$D1$ = ancho elemental

ΔL = Longitud elemental de contacto entre la placa y el rodillo.

ξt = incremento de tiempo dado por la ec. 2.14

Para el elemento de volumen del rodillo, en el que tanto las temperaturas del rodillo y de la placa tienden a fluctuar de una manera indeseable, Harding (8) atacó el problema tomando un nuevo volumen 1.4 veces mayor que el dado por la ecuación 2.15; una vez que el volumen de cada elemento de el rodillo sea modificado, es posible definir las dimensiones de cada elemento. La Fig. 19 muestra las dimensiones de interés en el rodillo el cual es dividido en X renglones, siendo X el número de intervalos de tiempo durante un paso. Las dimensiones de interés son (8):

$$a' = \frac{v'}{D_1} \dots \dots \dots (2.16)$$

$$y_A = r - \left[(r - y_{A-1})^2 - \frac{2r a'}{\Delta L} \right]^{1/2} \dots \dots \dots (2.17)$$

$$y_1 = r - \left[r^2 - \frac{2r a'}{\Delta L} \right]^{1/2} \dots \dots \dots (2.18)$$

$$w_A = \left\{ \left[(r - y_A)^2 + (r - y_{A-1})^2 \right] / 2 \right\}^{1/2} \dots \dots \dots (2.19)$$

$$w_1 = \left\{ \left[(r - y_1)^2 + r^2 \right] / 2 \right\}^{1/2} \dots \dots \dots (2.20)$$

$$a = \frac{\Delta L}{r} (r - y_A) \dots \dots \dots (2.21)$$

$$b = \frac{\Delta L}{r} (r - y_{A-1}) \dots \dots \dots (2.22)$$

donde a' = área de cada elemento (sombreada en la Fig. 19).

y_A = distancia de la superficie a el borde interior de un elemento sobre el renglón Aésimo.

w_A = distancia de el centro de el rodillo a el centro de un elemento sobre el renglón Aésimo.

a = longitud del borde curvado interior del Aésimo elemento.

r = radio del rodillo.

b = longitud de el borde curvado exterior del Aésimo elemento.

2.4.4. Conducción de calor dentro de el rodillo.

El método de diferencias finitas ha sido usado para obtener la distribución de temperaturas dentro de el rodillo tanto en una (36), (37) y en dos dimensiones (32). La formulación de cualquier forma depende del sistema de coordenadas escogido, nuevamente sólo el realizado por Harding (8) se reproduce aquí.

La matriz usada por Harding (8) para representar el rodillo es mostrada en la Fig. 20, llamando $R_{A,B}$ a la temperatura en el centro de el elemento sobre el Aésimo renglón y la Bésima columna, un balance da calor para ese elemento dado es:

$$J_1 = \frac{(R_{A-1,B} - R_{A,B}) D_1 b k' \delta t}{W_{A-1} - W_A} \dots \dots (2.23a)$$

$$J_2 = \frac{(R_{A,B} - R_{A+1,B}) D_1 a k' \delta t}{W_A - W_{A+1}} \dots \dots (2.23b)$$

$$J_3 = \frac{(R_{A,B-1} - R_{A+1,B}) a k' \delta t}{D_1} \dots \dots (2.23c)$$

$$J_4 = \frac{(R_{A,B} - R_{A,B+1}) a k' \delta t}{D_1} \dots \dots (2.23d)$$

donde los símbolos tienen el mismo significado que en la sección anterior.

El calor ganado por el elemento superficial del rodillo por conducción de la placa es:

$$J_5 = \bar{H} A L D_1 \delta t \dots \dots (2.24)$$

donde \bar{H} es la rapidez media de transferencia de calor por unidad de área entre la placa y el rodillo y será definida más a delante.

La temperatura nueva para cualquier elemento al final de el intervalo es entonces

$$R_{AB}^* = R_{A,B} + \frac{\Sigma J}{v's'p'} \dots \dots \dots (2.25)$$

2.4.5. Temperatura de la superficie de el rodillo y la placa durante el paso.

Suponiendo que el gradiente de temperaturas penetra una distancia $(2r_w^2 - r^2)^{1/2}$ del centro del rodillo, donde r_w es la distancia al centro de el rodillo, a la nueva temperatura del elemento superficial, y usando la ecuación parabólica normal Harding (8) mostró la nueva temperatura superficial del rodillo que estará dada por

$$R_s^* = R_{1,B}^* + \frac{H_1}{2rk'} (r^2 - r_w^2) \dots \dots \dots (2.26)$$

donde H_1 es el calor transferido por unidad de área al final de el intervalo y r_w puede ser calculado por

$$r_w = \left[r^2 - \frac{2rk' \bar{H} \Delta L D_1 \delta t}{v's'p' H_1} \right]^{1/2} \dots \dots \dots (2.27)$$

Ya que el intervalo de tiempo durante la fase de contacto está basado en las dimensiones de la placa al final de el paso, entonces el gradiente de temperaturas sólo penetra una distancia D_x al inicio de el paso. Extrapolación usando el método de la sección 2.3.1.1 conducirá entonces a bajos valores de temperatura superficial, así suponiendo que la temperatura media T_1 a la superficie de la placa al final de el intervalo fijo a una distancia $D_x D_2^* / 2\bar{D}^2$

de la superficie, y usando la extrapolación parabólica, Harding (8) estima la temperatura superficial al final del intervalo como

$$T_s^* = T_1^* - \frac{H_1 D_2^*}{2W/k} \left(2W - \frac{D_{ac}}{2\bar{D}_2} \right) \left(\frac{D_x}{2\bar{D}_2} \right) \dots (2.28)$$

donde \bar{D}_2 espesor medio elemental durante el intervalo de tiempo
 D_2^* espesor elemental después de el intervalo.

D_x está dado por:

$$D_x = \frac{2W\bar{D}_2}{3} - \left[\left(\frac{2W\bar{D}_2}{3} \right)^2 - \frac{8Wk\delta t}{3\rho s} \right]^{1/2} \dots (2.29)$$

2.4.6. Conducción de calor al rodillo.

El modelo de conducción de calor entre la placa y el rodillo es una mejoría esencial del modelo de Harding (8) y lo distingue de trabajos previos. La mayoría de los modelos anteriores han asumido como resistencia al contacto cero, o distribución de temperaturas uniforme tanto en el rodillo como en la pieza de trabajo.

Así Seredynski (34) y Buckley et al (31) consideraron la conducción de calor a los rodillos para ser balanceada por el calor ganado por deformación. Hollander (28) supuso que existe contacto perfecto entre la placa y el rodillo, y encontró que el calor actual transferido es de el 60% aproximadamente de el calor calculado.

Harding (8) definió la rapidez de transferencia de calor por unidad de área entre la placa y el rodillo para ser proporcional a la diferencia en las respectivas temperaturas superficiales

$$H = C(T_s - R_s) \dots \dots \dots (2.30)$$

Ya que ambas temperaturas superficiales cambian durante el intervalo de tiempo considerado, él entonces definió un coeficiente de transferencia de calor medio, teniendo una dirección a lo largo de el radio del rodillo por:

$$\bar{H} = \frac{n H_0 + m H_1}{n + m} \dots \dots \dots (2.31)$$

donde H_0 = coeficiente de transferencia de calor al inicio de el intervalo de tiempo.

H_1 = coeficiente de transferencia de calor al final de el intervalo de tiempo.

n, m = enteros empíricos con valores óptimos de 1 y 9.

Para calcular el valor de H_1 es necesario conocer la diferencia en temperaturas al final de el intervalo la cual Harding (8) provee para calcularse como:

$$T_s^* - R_s^* = \frac{T_1^0 - R_1^0 + A_2 - (T_s - R_s) A_2}{1 + A_3 + A_4} \dots \dots (2.32)$$

donde

$$A_1 = \frac{\epsilon Q}{D_1 D_2 \rho_s} - \frac{\epsilon J}{v' s' \rho'} \dots \dots (2.33)$$

$$A_2 = \left(\frac{n c \delta t}{\bar{D} L \rho s \cos \beta_2} \right) \left(\frac{1}{\bar{D} L \rho s \cos \beta_2} + \frac{\Delta L \Delta L}{v' s' \rho'} \right) \dots (2.34)$$

$$A_3 = \left(\frac{m c \delta t}{n + m} \right) \left(\frac{1}{\bar{D} L \rho s \cos \beta_2} + \frac{\Delta L \Delta L}{v' s' \rho'} \right) \dots (2.35)$$

$$A_4 = c \left[\frac{D_2^* D_x (2W - D_x / 2\bar{D} L)}{4Wk \cos \beta_3 \bar{D} L} + \frac{v^2 - v_W^2}{2vk'} \right] \dots (2.36)$$

T_1^0 = temperatura de el elemento superficial de la placa al inicio de el intervalo de tiempo.

R_1^0 = temperatura de el elemento superficial de el rodillo al inicio de el intervalo de tiempo.

β_2, β_3 = ángulo de el rodillo desde la mitad de la vertical y al final de un intervalo particular, Fig. 21.

Desde que el coeficiente de transferencia de calor al final del intervalo puede ser encontrado, a través de las ecuaciones 2.30, 2.32 a 2.36 en términos de parámetros dimensionales y temperaturas conocidas a el inicio de el intervalo y es ya conocido también al inicio de el intervalo (ecuación 2.30), el valor medio de el coeficiente de transferencia de calor es ahora factible de conocer (ecuación 2.31). De esta manera, las temperaturas superficiales al final de un intervalo serán conocidas de las ecuaciones 2.26 y 2.28.

La caída de temperatura en la placa está dada por, Fig. 22

$$T_{\text{caída}} = \frac{\bar{H} \delta t}{\bar{D} L \cos \beta_2 \rho s} \dots \dots \dots (2.37)$$

mientras que el aumento de temperatura en el elemento superficial del rodillo es

$$R_{\text{cond}} = \frac{\bar{H} \Delta L \Delta T \delta t}{v' s' \rho'} \dots \dots \dots (2.38)$$

la nueva temperatura en el centro de el elemento superficial de la placa es obtenida por

$$T_1^* = T_0 + \frac{\Sigma Q}{\Delta L \Delta 2 \rho s} - T_{\text{cond}} \dots (2.39)$$

y la nueva temperatura del elemento superficial de el rodillo al final del intervalo está dada por

$$R_1^* = R_1^0 + \frac{\Sigma J}{v' s' \rho'} + R_{\text{cond}} \dots \dots (2.40)$$

2.4.7. Calor generado por deformación.

La mayoría de la energía consumida durante el laminado es transformada en calor, produciendo un incremento de temperaturas en la placa, la cual es usualmente estimada de la medida del trabajo realizado.

Los principales componentes de este consumo de energía son: trabajo proveniente de la fricción en la interfase placa-rodillo y trabajo para deformar la placa. El calor generado por fricción ha sido estimado (36), (37) como una función de la presión media de laminación, coeficiente de fricción y deslizamiento hacia adelante y otras varia-

bles. En general, de cualquier forma este aumento de temperaturas así producido es despreciado y sólo el trabajo para deformar la placa se considera.

Hollander (28) y Lee et al (29) estimaron el aumento de temperaturas de la potencia eléctrica alimentada y reprodujeron una eficiencia de transmisión de 0.75 Seredynski (34) usó la tensión media de fluencia y deformación total. Mientras Harding (8) y Partinton y Talbot (30) calcularon el calor por deformación de el torque específico medido. Todos ellos consideraron que el calor generado se distribuía a través de la placa, no así Partinton y Talbot (30) que consideraron el aumento exclusivamente en la superficie.

CAPITULO III

CALCULO DE FUERZAS, TORQUE Y POTENCIA

EN LAMINACION EN CALIENTE

3.1. Introducción.

De las muchas teorías existentes para laminación en caliente, quizás la más completa es la desarrollada por Orowan (38), en la cual tomó en cuenta diversos factores involucrados, pero normalmente omitidos en las teorías anteriores. El consideró las condiciones de fricción entre el rodillo y el material que está siendo deformado, indicó además como esto pudo variar constantemente en una placa durante la laminación de un extremo a otro. También discutió el factor de la heterogeneidad de la deformación, lo cual conduce a una desviación de la simplificación frecuentemente asumida "secciones planas, permanecen planas" además introdujo un factor de ajuste por el cual esta heterogeneidad podrá ser tomada en cuenta. El supuso también otros factores que intervienen para los cálculos necesarios durante la laminación en caliente de productos planos, pero la complejidad de su método causó posteriores trabajos de investigación para tratar de simplificarlo.

Bland y Ford (39) y Sims (40) desarrollaron simplificaciones, las cuales conducen al desarrollo de expresiones analíticas que evitan a su vez la integración numérica involucrada en diversos puntos en la teoría de Orowan. Desafortunadamente esto conduce inevitablemente a sacrificios en la exactitud.

3.2. Compresión de una lámina entre dos placas paralelas.

Como una primera aproximación para obtener el cálculo de la carga involucrada durante la laminación plana, se puede considerar el proceso como una compresión homogénea entre placas paralelas.

La pieza se encuentra bajo compresión vertical y fluye horizontalmente hacia las orillas. La fricción por lo tanto actúa en la lámina hacia el centro definiendo un punto neutro, Fig. 23. Por el criterio de fluencia la presión vertical también aumenta hasta alcanzar un máximo en el centro. Si examinamos un elemento vertical, Fig. 24, la presión actúa en dos extremos, superior e inferior. Como el segmento se mueve hacia la derecha, la fricción actúa hacia la izquierda. El esfuerzo de fricción es proporcional a la presión vertical, $F = \mu P = \tau$. Si el segmento está en equilibrio las fuerzas a la derecha son iguales a las fuerzas a la izquierda

$$\sigma_3 h = (\sigma_3 + d\sigma_3) h + 2\tau dx$$

$$\sigma_3 h = \sigma_3 h + d\sigma_3 h + 2\tau dx$$

$$0 = d\sigma_3 h + 2\tau dx$$

$$d\sigma_3 h = -2\tau dx \dots \dots \dots (3.1)$$

Nótese que en la ecuación 3.1 $d\sigma_3 h$ es negativa.

La presión horizontal aumenta hacia el centro, Fig. 25. Como el material sufre una deformación plástica, debe obedecer

un criterio de fluencia

$$P - \sigma_3 = S \quad \dots\dots \quad (3.2)$$

donde S es el esfuerzo de fluencia y es igual a $2/\sqrt{3}$ (Y), pero

$$\frac{d\sigma_3}{dx} = \frac{dP}{dx} - \frac{dS}{dx}$$

y ya que $dS/dx = 0$, debido a que el esfuerzo no varía con x, $d\sigma_3 = dP$, sustituyendo en la ecuación 3.1

$$\begin{aligned} h dP &= -2\tau dx \\ \frac{dP}{P} &= -2\frac{\mu}{h} dx \\ \ln P &= -2\frac{\mu}{h} x + C \quad \dots\dots \quad (3.3) \end{aligned}$$

3.2.1. Características del coeficiente de fricción.

La fricción tiene una contribución importante en la determinación de la distribución de presiones, como se podrá observar de la ecuación 3.3.

Existen dos condiciones que pueden ocurrir: a) la fricción deslizando que tiene lugar cuando $\mu P < S$ donde S es el esfuerzo de cedencia en corte y b) la fricción adherente que se presenta cuando $F = S = \mu P$.

La condición (b) es un límite máximo al valor de la fuerza de fricción, ya que cuando μP excede el valor de S, el material se deforma y deja una capa delgada de metal pegada en la superficie de la herramienta.

a). Fricción deslizando.

$$\tau = \mu P$$

$$dP = \frac{2\mu P}{h} dx$$

$$\frac{dP}{P} = 2 \frac{\mu}{h} dx$$

$$\ln P = 2 \frac{\mu}{h} x + C$$

Para evaluar C, tomamos condiciones a la frontera.

$$x=0, \quad \theta_3=0, \quad P = \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y}$$

$$C = \ln \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y}$$

$$\ln P = \frac{2\mu x}{h} + \ln \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y}$$

$$P = \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y } e^{\frac{2\mu x}{h}} \dots \dots \dots (3.4)$$

Esta ecuación nos muestra la distribución de presiones a lo largo de L, Fig. 26. Como el valor máximo se encuentra en $x = L/2$

$$P_{\text{máx.}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y } e^{\mu L/2} \dots \dots \dots (3.5)$$

y la presión promedio es

$$P_{\text{prom}} = 2 \int_0^{L/2} \frac{P dx}{L} = \frac{2}{L} \int_0^{L/2} \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y } e^{\frac{2\mu x}{h}} dx$$

entonces

$$P_{\text{prom}} = \frac{2}{L} \cdot \frac{h}{2\mu} \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y } \left(e^{\frac{2\mu x}{h}} \right) \Big|_0^{L/2}$$

$$P_{\text{prom}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \text{ y } \frac{h}{\mu L} \left[e^{\mu L/2} - 1 \right] \dots \dots \dots (3.6)$$

De los resultados anteriores se puede concluir que:

- i) El material se desplaza hacia ambos lados, y el desplazamiento ocurre con respecto al plano neutro. La curva de distribución de presiones se denomina colina de fricción.
- ii) El valor máximo del coeficiente de fricción determina el valor máximo de P y por lo tanto el de $P_{\text{prom.}}$. Al aumentar μ aumenta P y $P_{\text{prom.}}$.
- iii) El efecto de μ depende de la relación L/h . Si L/h es pequeño, un cambio muy severo en μ no causa un gran cambio en P . Si L/h es grande, variaciones pequeñas de μ causan cambios notables en P .

b). Fricción adherente,

Cuando la relación L/h tiene un valor elevado, se produce un incremento muy grande en P , cuando aumenta μ ; sin embargo, el valor de P no puede aumentar sin límite, ya que cuando $\mu P > S$ las características cambian de fricción deslizante a fricción adherente, y entonces

$$dP = \frac{2z}{h} dx$$

$$z = \mu P = s/2$$

$$\frac{dP}{P} = \frac{s dx}{h}$$

$$P = \frac{s x}{h} + c'$$

y para evaluar c'

$$x=0, \quad \frac{G}{S} = 0, \quad P = \frac{2}{\sqrt{3}} y$$

$$c' = \frac{2}{\sqrt{3}} y$$

$$P = \frac{2}{\sqrt{3}} y + \frac{s x}{h}$$

y como

$$S = \frac{L}{\sqrt{3}} y$$

$$P = \frac{2}{\sqrt{3}} y (1 + x/h) \dots \dots \dots (3.7)$$

la presión máxima es entonces ($x = L/2$)

$$P_{\text{max.}} = \frac{2}{\sqrt{3}} y (1 + L/2h) \dots \dots \dots (3.8)$$

así la distribución de presiones es lineal, Fig. 27, y la presión promedio es ahora

$$P_{\text{prom.}} = 2 \int_0^{L/2} \frac{P dx}{L} = 2 \int_0^{L/2} \frac{2}{\sqrt{3}} y (1 + x/h) \frac{dx}{L}$$

$$P_{\text{prom.}} = \frac{2}{L} \left[\frac{2}{\sqrt{3}} y x + \frac{2}{\sqrt{3}} y \frac{x^2}{2h} \right]_0^{L/2} = \frac{2}{\sqrt{3}} y \left(1 + \frac{L}{4h} \right) \dots (3.9)$$

c). Condiciones mixtas de fricción.

En la mayoría de los casos, las condiciones anteriores no existen por sí solas, más bien, las condiciones preponderante es una mixta, en la cual parte del área de contacto tiene fricción deslizando y parte fricción adherente.

Las condiciones límite pueden establecerse cuando

$$\mu P = \tau \leq S = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right) y$$

De la condición deslizando se sigue que

$$\mu P = \mu \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right) y e^{2\mu x/h}$$

$$\mu \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right) y e^{2\mu x/h} \leq \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right) y$$

$$\frac{2\mu x}{h} \leq \ln \frac{1}{2\mu}$$

$$x \leq \frac{h}{2\mu} \ln \frac{1}{2\mu}$$

entonces se tiene fricción deslizante cuando

$$0 \leq x \leq \frac{h}{2\mu} \ln \frac{1}{2\mu}$$

y se tiene fricción adherente cuando

$$\frac{h}{2\mu} \leq x \leq \frac{L}{2}$$

(Fig. 28). Nótese que la presión máxima real es mucho mayor que la presión que predice la ecuación cuando existe fricción deslizante únicamente.

3.3. Parámetros geométricos en laminación.

La Fig. 29 ilustra algunas de las relaciones más importantes entre la geometría de los rodillos y las fuerzas involucradas en la deformación de un metal por laminación. Una placa con un espesor h_0 entra a los rodillos con una velocidad v_0 y pasa a través de los rodillos y sale con un espesor reducido h_f . Como una primera aproximación suponemos que no hay un incremento en el ancho, así que la presión vertical del metal es transferida en una elongación de la placa en la dirección de laminación.

Si volúmenes iguales de metal pasan en un punto dado por unidad de tiempo, entonces

$$b h_o v_o = b h v = b h_f v_f \quad \dots \quad (3.10)$$

donde b = ancho de la placa.

v = velocidad a cualquier espesor intermedio entre h_o y h_f .

Para que un elemento vertical en la placa permanezca sin distorsión, la ecuación 3.10 requiere que la velocidad de salida, v_f , sea mayor que la velocidad de entrada, v_o , por lo tanto la velocidad se incrementará de la entrada hacia la salida. Sólo un punto a lo largo de la superficie de contacto entre el rodillo y la placa, tendrá velocidades iguales en la superficie del rodillo y la placa. En este punto se encuentra el llamado plano neutro y se indica en la Fig. 29 por N.

En cualquier punto a lo largo de la superficie de contacto, dos fuerzas actúan sobre el metal, estas son, una presión radial y una fuerza de fricción tangencial, F . Entre la entrada y el plano neutro, la placa se está moviendo más lentamente que la superficie del rodillo, y la fuerza de fricción actúa en la dirección mostrada en la Fig. 29, lo que entonces permite introducir la placa hacia los rodillos. En el lado de la salida del plano neutro, la placa se mueve más rápido que la superficie del rodillo. La dirección de la fuerza de fricción es entonces inversa a la que actúa para introducir la placa.

El componente vertical de la presión, P_r , es conocido

como carga de laminación, P , y es la fuerza con la cual los rodillos presionan contra el metal, muchas veces es también llamada fuerza de separación, ya que es la fuerza que el metal ejerce sobre los rodillos. La presión específica del rodillo es la carga de laminación dividida por el área de contacto, que es igual al producto del ancho de la placa y la longitud proyectada del arco de contacto, L .

A partir de la Fig. 29 se puede ver que la longitud de contacto proyectada puede ser expresada en función del radio, R , y de la reducción de sección o de la reducción del espesor de la placa, Δh

$$L_p = \left[R(h_o - h_f) - \frac{(h_o - h_f)^2}{4} \right]^{1/2} \dots \dots (3.11)$$

y por lo tanto la presión específica del rodillo será

$$p = \frac{P}{b L_p}$$

El ángulo entre el plano de entrada y la línea central vertical de los rodillos es el llamado ángulo de entrada o ángulo de contacto. Si nos referimos a la Fig. 29, el componente horizontal de la presión radial es $P_r \sin \alpha$ y el componente horizontal de la fuerza de fricción es $F \cos \alpha$. Para que la pieza de trabajo entre al tren de laminación el componente horizontal de la fuerza de fricción, el cual actúa hacia el punto neutro, deberá ser mayor o igual que el componente horizontal de la presión radial; por lo tanto de esta condición

$$F \cos \alpha = P_r \sin \alpha$$

$$\frac{F}{P_r} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \tan \alpha$$

pero $F = \mu P_r$, por lo tanto

$$\mu = \tan \alpha \quad \dots \dots \dots (3.12)$$

Así que la placa no podrá entrar si la tangente del ángulo de contacto excede el coeficiente de fricción. Si $\mu = 0$, la laminación no puede existir, pero como μ crece progresivamente, se podrán laminar placas largas.

De la Fig. 29

$$L_p \approx \sqrt{R \Delta h}$$

$$\tan \alpha = \frac{L_p}{R - \Delta h/2} \approx \frac{\sqrt{R \Delta h}}{R - \Delta h/2} \approx \sqrt{\frac{\Delta h}{R}}$$

De la ecuación 3.12

$$\mu \geq \tan \alpha = \sqrt{\frac{\Delta h}{R}}$$

así que

$$(\Delta h_{\text{MAX.}}) = \mu^2 R \quad (3.13)$$

Al derivar las ecuaciones anteriores se supuso que los rodillos eran rígidos. De hecho, estos se deforman en una medida apreciable, lo cual se puede compensar. Una corrección suficientemente exacta se obtiene suponiendo que los rodillos se aplastan hasta alcanzar un radio R' algo mayor, pero permanecen con perfil circular en la región de contacto, Fig. 29. El estudio no cambia, así Hitchcock ha dado una ecuación para el cambio de radio bajo carga, haciendo la suposición de que

$$R' = R \left[1 + \frac{cP}{\delta(h_0 - h_f)} \right] \dots \dots \dots (3.14)$$

$$C = 16(1-\nu) / \pi E$$

donde C es una constante que depende de la elasticidad de los rodillos y por ejemplo para cilindros de acero es de un valor de $3.34 \cdot 10^{-4} \text{ in}^2/\text{ton}$. Así determinando R' se obtendrá un mejor cálculo de la presión en laminación.

3.4. Distribución de presiones en laminación.

La determinación de la distribución de presiones en laminación es similar a la compresión de una lámina entre dos placas paralelas. Sin embargo en este caso la derivación de las ecuaciones se complica, pues la forma de la herramienta es circular. Además las superficies de los rodillos se deforman por las altas presiones que actúan sobre un área muy pequeña. También puede suceder que se apliquen tensiones tanto posteriores como frontales.

Las suposiciones básicas al hacer un análisis son:

- i) Compresión homogénea - secciones planas permanecen planas durante la deformación -.
- ii) El ancho de la lámina permanece constante - en la laminación de cinta, el arco de contacto es muy pequeño y la cinta es ancha, la restricción de flujo lateral es grande y se tienen condiciones de fluencia plana -.
- iii) La aceleración es despreciable - fuerzas de inercia son pequeñas -.

Bajo estas suposiciones, el problema es extremadamente complejo. Existen soluciones usando computadoras digitales. Las soluciones más simples involucran otras simplificaciones como:

El arco de contacto es circular, los rodillos son rígidos, la fricción es constante a lo largo del arco de contacto, el material no endurece por deformación, la deformación elástica de la cinta se desprecia, etc.

3.4.1. Derivación y solución general de la ecuación diferencial (Teoría de Bland y Ford).

De un segmento vertical de la Fig. 29 se establece el equilibrio horizontal como

$$2P_r R' d\phi \operatorname{sen} \phi \mp 2\mu P_r R' d\phi \operatorname{cos} \phi = d(G_x h)$$

donde el signo superior es válido a la entrada y el inferior a la salida.

$$2P_r R' d\phi (\operatorname{sen} \phi \mp \operatorname{cos} \phi \mu) = (hdG_x + G_x dh) \dots (3.15)$$

Como el elemento también está en equilibrio vertical

$$P(R'd\phi) - P_r(Rd\phi) \operatorname{cos} \phi - \mu P_r(Rd\phi) \operatorname{sen} \phi = 0$$

$$P = P_r (1 \pm \mu \operatorname{sen} \phi)$$

Para laminación en frío de cinta delgada

$$\phi_{\max} = \alpha < 6^\circ \Rightarrow \text{sen } \phi \approx \phi \approx 0.1 : \mu = 0.1 \Rightarrow P = P_r$$

entonces la ecuación 3.15 se transforma en

$$2PR' d\phi (\text{sen } \phi \mp \cos \phi \mu) = (h d\sigma_x + \sigma_x dh)$$

como el material sufre una deformación plástica, los esfuerzos deben obedecer un criterio de fluencia,

$$P - \sigma_x = S \Rightarrow d\sigma_x = dP - dS$$

$$\text{DE DONDE } 2PR' d\phi (\text{sen } \phi \mp \cos \phi \mu) = (hdP - hdS + (P-S)dh)$$

Los términos $(P - S)dh - hdS = Pdh - d(hS)$ son despreciables, pues dh es pequeño y S aumenta cuando h disminuye y $d(hS)$ es pequeño; en comparación P crece exponencialmente y dP es grande.

$$\frac{dP}{P} = \frac{2R'(\text{sen } \phi \mp \mu \cos \phi) d\phi}{h}$$

como

$$\text{sen } \phi \mp \mu \cos \phi \approx \phi \mp \mu \text{ y } h = h_2 + 2R'(1 - \cos \phi) \approx h_2 + R'\phi^2$$

$$\int \frac{dP}{P} = \int \frac{2R'(\phi \mp \mu) d\phi}{(h_2 + R'\phi^2)}$$

$$P = C \frac{h}{R'} e^{-\mu H}$$

donde C es una constante de integración y H está definida por

$$H = 2 \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{R'}{h_2}} \phi \right)$$

A la salida el esfuerzo horizontal es igual a la tensión frontal, t_2

$$C = -t_2 \quad \text{y} \quad P = s - t_2; \quad C = \frac{R}{h_2} (s - t_2) e^{\mu H} = \frac{R}{h_2} (s - t_2)$$

y

$$P_{\text{salida}} = \frac{h}{h_2} (s - t_2) e^{\mu H} \quad \dots \dots \quad (3.17)$$

De manera similar a la entrada

$$P_{\text{entrada}} = \frac{h}{h_1} (s - t_1) e^{\mu(H_1 - H)} \quad \dots \dots \quad (3.18)$$

$$\text{donde } H_1 = 2 \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{R'}{h_2}} \alpha \right)$$

El punto neutro se encuentra igualando P_{entrada} y P_{salida}

$$\phi_{\text{neutro}} = \sqrt{\frac{h_2}{R'}} \tan \left[\sqrt{\frac{h_2}{R'}} \left[\frac{H_1}{4} - \frac{1}{4\mu} \ln \left(\frac{h_1 (1 - t_2/s)}{h_2 (1 - t_1/s)} \right) \right] \right] \quad (3.19)$$

la fuerza específica de laminación, P, se obtiene sumando la presión en el rodillo sobre el arco de contacto

$$P = R' \left[\int_0^{\phi_n} P_{\text{salida}} d\phi + \int_{\phi_n}^{\alpha} P_{\text{entrada}} d\phi \right] \quad \dots \dots \quad (3.20)$$

Para facilitar los cálculos se pueden hacer las siguientes transformaciones

$$\psi = \phi / \mu$$

$$a = \mu \sqrt{\frac{R'}{h_2}}$$

$$r = \frac{h_1 - h_2}{h_2} = 1 - \frac{h_2}{h_1}$$

y por lo tanto

$$\frac{h}{h_2} = \frac{h_2 + R' \phi^2}{h_2} = 1 + \frac{a^2}{\mu^2} \phi^2 = 1 + a^2 \phi^2 \dots (3.21)$$

$$\frac{h}{h_1} = \frac{h_2}{h_1} \frac{h}{h_2} = (1-v)(1+a^2 \phi^2) \dots (3.22)$$

$$\mu H = 2\mu \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \phi = 2a \tan^{-1} a \phi \dots (3.23)$$

$$\psi = \frac{\kappa}{\mu} = \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{h_1 - h_2}{R'}} = \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{h_2}{R'}} \sqrt{\frac{h_1 - h_2}{h_2}} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{v}{1-v}} \dots (3.24)$$

$$\mu H_1 = 2a \tan^{-1} a \phi_1 = 2a \tan^{-1} \sqrt{\frac{v}{1-v}} \dots (3.25)$$

$$\mu H_u = \frac{\mu H_1}{2} - \frac{1}{2} \ln \frac{h_1}{h_2} = a \tan^{-1} \sqrt{\frac{v}{1-v}} - \frac{1}{2} \ln \frac{1}{1-v} \dots (3.26)$$

De la ecuación 3.23 se sigue que

$$\phi_u = \frac{1}{a} \tan \frac{\mu H_u}{2a}$$

$$\psi_u = \frac{1}{a} \tan \left(\frac{1}{2} \tan^{-1} \sqrt{\frac{v}{1-v}} - \frac{1}{4a} \ln \frac{1}{1-v} \right) \dots (3.27)$$

Sustituyendo las ecuaciones 3.21, 3.22, 3.23 y 3.25 en la ecuación 3.20 y cambiando la variable de integración ϕ a ψ resulta

$$\frac{P}{\mu R' s} = \int_0^{\psi_u} (1+a^2 \phi^2) e^{2a \tan^{-1} a \phi} d\phi + (1-v) e^{2a \tan^{-1} \sqrt{\frac{v}{1-v}}} \int_{\psi_u}^{\psi} (1+a^2 \phi^2) e^{-2a \tan^{-1} a \phi} d\phi \dots (3.28)$$

se puede ver de la ecuación 3.28 que $\frac{P}{\mu R' s}$ es una función

de a , r , ψ_n y ψ_1 . Sin embargo, por las ecuaciones 3.24 y 3.27, ψ_n y ψ_1 son funciones de a y r , por lo que $\frac{P}{\mu R'S}$ es únicamente función de a y r . La ecuación 3.28 se puede entonces escribir como

$$P = \mu R'S f_1(a, r)$$

donde la función $f_1(a, r)$ representa el lado derecho de la ecuación 3.28.

Se puede definir otra función $f_3(a, r) = a \sqrt{\frac{1-r}{r}} f_1(a, r)$ tal que

$$P = S \sqrt{R'(h_1 - h_2)} f_3(a, r) \dots \dots \dots (3.29)$$

Entonces la fuerza específica de laminación queda dada por el producto del esfuerzo de cedencia medio en compresión plana, la longitud del arco de contacto y una función de la presión en el rodillo (para considerar la colina de fricción). La Fig. 30 muestra la función $f_3(a, r)$ en relación a la reducción para varios valores de a .

El torque necesario es equivalente a la diferencia de los esfuerzos de fricción integrados sobre las dos regiones multiplicados por el radio del rodillo sin deformar

$$G = R \left[\int_{\phi_n}^{\alpha} \mu P_{entrada} R' d\phi - \int_0^{\phi_n} \mu P_{salida} R' d\phi \right]$$

$$G = \mu R R' \left[\int_{\phi_n}^{\alpha} P_{entrada} d\phi - \int_0^{\phi_n} P_{salida} d\phi \right] \dots \dots (3.30)$$

Bland y Ford evaluaron numéricamente las integrales de la ecuación 3.30 para una variedad de situaciones y presen-

taron sus resultados en una expresión de la forma

$$Q = SR \frac{h_1^2}{h_2} f_4(a, r)$$

la función $f_4(a, r)$ se muestra gráficamente en la Fig. 31 en función de la reducción para varios valores de $a = \mu \sqrt{\frac{R'}{h_2}}$

4.4.2. Teoría de Orowan.

La teoría de Bland y Ford discutida anteriormente es una simplificación de otra teoría más general propuesta por Crowan en 1943. Este consideró las condiciones de fricción entre los rodillos y el material a deformar, indicando como variaría desde la situación de Coulomb en la que el esfuerzo cortante interfacial ζ , sería directamente proporcional a la presión local, dependiendo de el coeficiente de fricción, $\zeta = \mu P$ hasta el otro extremo en que sería igual a la resistencia al corte del material, k . Como se mencionó anteriormente también tomó en cuenta la heterogenidad de la deformación. Reconoció además que el esfuerzo de fluencia podía variar a lo largo del arco de contacto por endurecimiento por trabajado y variaciones de temperatura y velocidad de deformación.

La Fig. 32 muestra una sección delgada de material laminándose de forma arbitraria y delimitada por las superficies A y A'. Cuando la superficie A subtiende un ángulo θ con el centro del rodillo, la fuerza horizontal que actúa a través de la superficie A es $f(\theta)$ y aquella que actúa a través de A' es $(f(\theta) + \frac{df(\theta)}{d\theta} d\theta)$. La diferencia neta es por

lo tanto $\frac{df(\theta)}{d\theta} d\theta$ que es balanceada por la fuerza de fricción y por el componente horizontal de la presión radial. Las fuerzas de fricción están dadas por $\pm 2Z \cos \theta R d\theta$ y la componente de la fuerza radial por $2Pr \sin \theta R d\theta$. Por lo tanto en equilibrio

$$\frac{df}{d\theta} = 2R(Pr \sin \theta \pm Z \cos \theta) \dots \dots \dots (3.31)$$

Esta ecuación diferencial tiene dos incógnitas, $f(\theta)$ y $P(\theta)$. Para obtener una ecuación con una sola incógnita, Orowan aplicó una solución propuesta por Nadai para la distribución de esfuerzos en una cuña plástica comprimida entre dos placas no paralelas, para obtener

$$f(\theta) = h(Pr \pm Z \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\tan \theta}\right) - sW) \dots \dots \dots (3.32)$$

donde

$$W = \frac{1}{\sin \theta} \int_0^{\beta} \left[\sqrt{1 - a^2 (\beta/\theta)^2} \right] \cos \beta d\beta \quad \text{y} \quad a = \frac{\mu Pr}{s/2}$$

β = cualquier ángulo $\leq \theta$ (ver la Fig. 32).

De la Fig. que muestra la variación de W con a , se observa que W es prácticamente independiente de θ . (Fig. 33).

Si el coeficiente de fricción y el ángulo de contacto son pequeños (laminación en frío) la ecuación anterior se reduce a

$$f(\theta) = h(Pr - sW) \dots \dots \dots (3.32a)$$

si la lámina se "agarra" a los rodillos (laminación en caliente) μ P alcanzará el valor de $S/2$, a será igual a 1 y W tiende a $\pi/4$. En este caso

$$f(\theta) = h \left[P + S \left(\frac{\pi}{4} + \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\tan \theta} \right) \right) \right] \dots \dots (3.32b)$$

La substitución de P de las ecuaciones 3.32a y 3.32b en la ecuación 3.31 da

$$\frac{df(\theta)}{d(\theta)} = \frac{2Rf}{h} (\sec \theta + \cos \theta) + 2RSW (\sec \theta + \frac{1}{\tan \theta}) \dots (3.33)$$

para fricción deslizante y

$$\frac{df(\theta)}{d(\theta)} = \frac{2Rf}{h} \sec \theta + 2RS \left[\left\{ W + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\tan \theta} \right) \right\} \sec \theta + \frac{1}{2} \cos \theta \right] \dots (3.34)$$

para fricción adherente.

La solución de las ecuaciones 3.33 y 3.34 y la substitución en las ecuaciones 3.32a y 3.32b da la presión normal. El cambio de fricción deslizante a adherente sucede cuando $P = S/2$, es decir, $a = 1$.

La fuerza tangencial que actúa en un elemento superficial del rodillo, de ancho unitario en la dirección axial y longitud $Rd\theta$ a lo largo de la circunferencia es $2Rd\theta$. El torque ejercido por esta fuerza es entonces $R^2 d\theta$. El torque total para un rodillo se obtiene integrando éste a lo largo del arco de contacto. Como la dirección de los esfuerzos de fricción cambian en el punto neutro. Llamando positivo al torque que deba ser superado por el mo-

tor, tenemos que considerar positivas las contribuciones del torque a la entrada y negativas a la salida. Para el caso general en que ocurre fricción deslizante $\bar{C} = \mu P$ y adherente $\bar{C} = S/2$ el torque total para ambos rodillos estará dado por

$$T = 2R^2 \left[\left(\mu \int_0^{\theta_1} P d\theta + \int_{\theta_1}^{\alpha} P d\theta \right) + \frac{1}{2} \left(- \int_{\theta_1}^{\theta_2} S d\theta + \int_{\theta_2}^{\alpha} S d\theta \right) \right] \dots (3.35)$$

donde las regiones de deslizamiento y agarre están limitadas por θ_1 , a la salida y θ_2 a la entrada.

La fuerza separadora de rodillos por unidad de ancho es la suma de los componentes verticales de la presión radial y las fuerzas tangenciales y está dada por

$$P = R \left(\int_0^{\alpha} P \cos \theta d\theta - \int_0^{\theta_1} \bar{C} \sin \theta d\theta + \int_{\theta_2}^{\alpha} \bar{C} \sin \theta d\theta \right) \dots (3.36)$$

donde $\bar{C} = \mu S$ en regiones de deslizamiento y a $S/2$ en regiones de agarre. Para calcular P se grafica $P \cos \theta \pm \bar{C} \sin \theta$ contra θ y se integra gráficamente. Si el ángulo de contacto es pequeño (menor de $6^\circ - 8^\circ$), se puede despreciar la contribución de las fuerzas tangenciales y así

$$P = R' \int_0^{\alpha} P_r d\theta$$

3.4.3. Teoría de Sims.

Sims simplificó el método de Orowan suponiendo fricción adherente (laminación en caliente) y aproximada-

mente $\sin \theta = \tan \theta = \theta$, $\cos \theta = 1$ y $1 - \cos^2 \theta = \theta^2/2$.

Entonces la ecuación 3.31 queda

$$\frac{df}{d\theta} = 2R'(P_{sen\theta} \pm L \cos \theta) = 2R'P_{\theta} \pm R'S \dots \dots \dots (3.31a)$$

usando la solución de Nadai para deformación entre placas inclinadas Sims obtuvo

$$\frac{P^+}{S} = \frac{\sigma_1}{4} \ln \frac{h}{h_2} + \frac{\sigma_1}{4} + \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \operatorname{tanh}^{-1} \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \theta \dots \dots \dots (3.37)$$

a la salida

$$\frac{P^-}{S} = \frac{\sigma_1}{4} \ln \frac{h}{h_1} + \frac{\sigma_1}{4} + \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \operatorname{tanh}^{-1} \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \alpha \cdot \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \operatorname{tanh}^{-1} \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \theta (3.38)$$

a la entrada.

Substituyendo las ecuaciones 3.37 y 3.38 en la ecuación 3.31a e integrando Sims demostró que la fuerza específica de laminación está dada por

$$P = S_p \sqrt{R'(h_1 - h_2)} Q_p \dots \dots \dots (3.39)$$

donde

$$Q_p = \frac{\sigma_1}{2} \sqrt{\frac{1-\nu}{\nu}} \operatorname{tanh}^{-1} \sqrt{\frac{\nu}{1-\nu}} - \frac{\sigma_1}{4} \sqrt{\frac{1-\nu}{\nu}} \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \ln \frac{h_1}{h_2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1-\nu}{\nu}} \sqrt{\frac{R'}{h_2}} \ln \frac{1}{1-\nu}$$

y el torque está dado por

$$G = 2R^2 \int_0^{\theta} P_{\theta} d\theta \dots \dots \dots (3.40)$$

que después de substituir las ecuaciones 3.37 y 3.38 e integrar resulta

$$G = 2R^2 \int_0^{\alpha} Q_g \quad \dots \quad (3.41)$$

donde

$$Q_g = \frac{\kappa}{2} - \theta u$$

Los esfuerzos de fluencia del material en las ecuaciones 3.39 y 3.41 se definen

$$\begin{aligned} \int_p &= \frac{1}{\alpha} \int_0^{\alpha} \int d\theta \\ \text{y } \int_g &= \frac{1}{r} \int_0^r \int d\epsilon \end{aligned}$$

donde

$$\epsilon = \frac{h_1 - h}{h_1}$$

CAPITULO IV

ANALISIS DE LAS CURVAS σ . V. S. ϵ .

4.1. Introducción.

Como se mencionó anteriormente, la información fundamental para el cálculo de cargas y torques, y de la evolución microestructural se obtiene mediante el análisis de las curvas σ versus ϵ asociada a el proceso de laminación en caliente.

La determinación de éstas, con experiencia en planta presenta los inconvenientes de un elevado costo y baja confiabilidad, dadas las dificultades operacionales para su determinación. Por lo anterior, tradicionalmente este parámetro se ha determinado en experimentos de laboratorio, por una variedad de metodos, tales como compresión axisimétrica, torsión y compresión plana. La disponibilidad de computadoras digitales ofrece el atractivo de representar estas curvas, σ - ϵ , con una ecuación susceptible de ser integrada numéricamente, así como también de predecir la posible evolución microestructural.

Con este objeto se tomaron como base los resultados experimentales de Barraclough (25) y los resultados de Cole (44). Ambos investigadores realizaron sus experimentos por ensayos de torsión, en aceros inoxidables AISI 304 presentando diferencias tanto en $\dot{\epsilon}$, Figuras 34 y 35; como en la composición

del material, Tablas 1 y 2. Barraclough recocía para tener un tamaño de grano aproximadamente uniforme antes de realizar sus pruebas y Cole únicamente calentaba a la temperatura deseada y sometía sus probetas a deformación.

4.2. Determinación de la energía de activación.

La energía de activación aparente para la deformación durante el trabajado en caliente, Q , puede ser determinada de la definición de el parámetro de Zener - Hollomon (ecuación 1.2). Ahora si varias combinaciones de rapidez de deformación ($\dot{\epsilon}$) y temperaturas dan la misma tensión, entonces por definición darán la misma rapidez de deformación compensada por temperatura. Por lo tanto a tensión constante.

$$Q = -R \left[\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial (1/T)} \right]_{\sigma_x} \dots \dots \dots (4.1)$$

Así la pendiente de una gráfica $\ln \dot{\epsilon}$ versus el recíproco de la temperatura absoluta, a tensión constante, será proporcional a la energía de activación.

En el trabajo Sanson (3) tomó inicialmente para los experimentos de Barraclough tensiones a una deformación de 0.2 y las graficó contra el logaritmo natural de la rapidez de deformación correspondiente a diferentes temperaturas, mientras que Cole utilizó la tensión al pico para los mismos fines, Fig. 36, posteriormente ambos utilizaron estas gráficas para tomar lectura a tensión constante para graficarlas

como sugiere la ecuación 4.1 y se presenta para los datos de Cole en la Fig. 37.

La pendiente de estas rectas es constante sobre un amplio intervalo de las condiciones de prueba para ambos experimentos y por lo tanto la energía de activación para la deformación es constante. La energía de activación encontrada por Cole para sus experimentos fué de 424 k J mol^{-1} , mientras que para el trabajo de Barraclough, Sanson determinó una energía de 475 k J mol^{-1} .

Quizá la diferencia entre las energías de activación calculadas por estos investigadores, se deba principalmente a las lecturas que tuvo que realizar Sanson sobre las curvas de el trabajo de Barraclough, mientras que Cole los tomó directamente de sus experimentos; sin embargo ambas energías de activación están de acuerdo con las reportadas en la literatura, como son las de Henger (45) de 397 k J mol^{-1} , Balladon y Davison (46) de 485 k J mol^{-1} y las tabuladas por Mc Queen et al (47) de 410, 405 y 410 k J mol^{-1} , Towle y Gladman (21) de 410 k J mol^{-1} .

Por lo tanto podría considerarse una energía de activación para la deformación en el intervalo de $425 \pm 50 \text{ k J mol}^{-1}$, para este tipo de acero.

Una vez conocido el valor de Q, para la deformación, el valor del parámetro Z puede ser calculado a partir de su definición. Se presentan dichos valores para las condiciones de prueba de ambos investigadores, en la Tabla 3.

4.3. Cálculo de las ecuaciones para las curvas σ versus ϵ .

Se ha observado en metales como el aluminio y hierro α , los cuales no recrystalizan dinámicamente, que un estado estacionario de tensiones puede ser obtenido cuando la recuperación es el único proceso de reblandecimiento. Esto le permitió a Sah et al (48) proponer una relación empírica para la primera parte de la curva tensión deformación como

$$\sigma_{\epsilon} = \sigma_0 + B(1 - \exp(-C\epsilon))^m \dots \dots \dots (4.2)$$

Si se supone, por otro lado, que ocurre recrystalización dinámica a una cierta fracción de la deformación al pico, ϵ_p , el material reblandecerá de acuerdo con una ecuación de tipo Avrami, es decir

$$\Delta\sigma = B_1(1 - \exp(-\epsilon - x\epsilon_p)^{m'}) \dots \dots \dots (4.3)$$

Leduc (1) utiliza una ecuación similar, en la que incluye una normalización por el lado de las deformaciones, es decir divide la diferencia $\epsilon - x\epsilon_p$ entre ϵ_p , para incluir el efecto del tamaño de grano como se mencionará más adelante. De esta manera la tensión a una condición de deformación dada podrá ser calculada como

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_{\epsilon} & \text{si } \epsilon < x\epsilon_p \\ \sigma &= \sigma_{\epsilon} - \Delta\sigma & \text{si } \epsilon \geq x\epsilon_p \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4.4)$$

Para usar estas ecuaciones en condiciones de laminación, es necesario derivar relaciones para las diversas constantes de las ecuaciones 4.2 y 4.3, como funciones de la temperatura, rapidez de deformación y estructura original.

A muy elevados valores de deformación los términos entre paréntesis en las ecuaciones 4.2 y 4.3 se reducen a la unidad, entonces

$$B = \sigma_{ss(\epsilon)} - \sigma_0 \quad \dots \quad (4.5)$$

$$B1 = \sigma_{ss(\epsilon)} - \sigma_{rs} \quad \dots \quad (4.6)$$

Donde σ_0 = resistencia a la fluencia

$\sigma_{ss(\epsilon)}$ = tensión en estado estacionario de la curva extrapolada.

σ_{rs} = tensión en estado estacionario de la curva real.

Solucionando la ecuación 4.2 para C y tomando un valor arbitrario de deformación, antes de la deformación al pico

$$C = \frac{1}{\epsilon_x} \ln \left(1 - \left(\frac{\sigma_x - \sigma_0}{B} \right)^{1/n} \right) \quad \dots \quad (4.7)$$

Donde σ_x es la tensión a $\epsilon = \epsilon_x$

Debido a las diferentes condiciones de deformación en los trabajos de Barraclough y Cole (sobre todo en rapidez de deformación), Sanson utilizó para el trabajo del primero lecturas de tensión a una deformación de 0.2, mientras que para el trabajo de Cole, Escalante et al (49) tomaron lecturas de tensión a una deformación de 0.09.

4.4. Determinación de las constantes para las ecuaciones (v.s.e.)

Los niveles de tensión a una deformación dada están relacionados con la rapidez de deformación compensados por temperatura por

$$Z = A' \dot{\epsilon}_x^n \dots \dots \dots (4.8)$$

a bajos valores de tensión y

$$Z = A'' \exp(\beta \dot{\epsilon}_x) \dots \dots \dots (4.9)$$

a altos valores de tensión. Sellars y Tegart (50) usaron una relación más general, que cubre un amplio rango de tensiones.

$$Z = A (\sinh(\alpha \dot{\epsilon}_x))^{n'} \dots \dots \dots (4.10)$$

Donde

$$\alpha = \beta/n$$

Valores de n se pueden obtener y β , para las diferentes tensiones de interés graficando los datos de la Tabla 4 contra Z en la forma

$$\log Z = \log A' + n \log \dot{\epsilon}_x \dots \dots \dots (4.8a)$$

para la ecuación 4.8 y en la forma

$$\log Z = \log A'' + 0.4343 \beta \sigma_x \dots \dots (4.9a)$$

para la ecuación 4.9 (49).

Como se observa en las ecuaciones 4.8a y 4.9a las pendientes de las rectas obtenidas son proporcionales a n y β . Así en la Tabla 5 se muestran dichos valores, que fueron usados para calcular los valores de α_x y posteriormente, utilizar éstos para calcular n' y A de las ecuaciones 4.10 por medio de las gráficas obtenidas de la forma

$$\log Z = \log A + n' \log(\operatorname{sech} \alpha_x \sigma_x) \dots \dots (4.10a)$$

De esta manera, los valores obtenidos para la ordenada al origen y la pendiente son proporcionales a A y n' respectivamente y dichos valores se presentan en la Tabla 5 para ambos casos. Los valores obtenidos se utilizaron para calcular las curvas - tensión - deformación como se describe a continuación y compararlas con las curvas experimentales. Las ecuaciones resultantes en cada caso, (49), son para los experimentos de Cole:

$$\sigma_0 = 37.0370 \operatorname{sech}^{-1} (Z / 1.5353 \times 10^{14})^{0.2595} \dots \dots (4.11a)$$

$$\sigma_{0.09} = 71.9424 \operatorname{sech}^{-1} (Z / 2.5966 \times 10^{15})^{0.1860} \dots \dots (4.11b)$$

$$\sigma_{0.55} = 66.2252 \operatorname{sech}^{-1} (Z / 7.6331 \times 10^{14})^{0.2045} \dots \dots (4.11c)$$

$$\sigma_{0.66} = 126.5823 \operatorname{sech}^{-1} (Z / 1.0723 \times 10^{16})^{0.1606} \dots \dots (4.11d)$$

y para los experimentos de Barraclough, Sanson reporta:

$$\sigma_0 = 66.2252 \text{ sen} h^{-1} (Z/3.19 \times 10^{19})^{0.170} \dots (4.11e)$$

$$\sigma_{0.2} = 78.1250 \text{ sen} h^{-1} (Z/3.77 \times 10^{18})^{0.1965} \dots (4.11f)$$

$$\sigma_{SSCE1} = 132.8021 \text{ sen} h^{-1} (Z/1.76 \times 10^{17})^{0.1357} \dots (4.11g)$$

y realizando los calculos para σ_{SS} se encuentra

$$\sigma_{SS} = 75.7576 \text{ sen} h^{-1} (Z/4.0945 \times 10^{16})^{0.2016} \dots (4.11h)$$

Si la parte exponencial de la ecuación 4.2 es expandida y se desprecian los términos de orden superior, la ecuación se reduce a

$$\sigma = \sigma_0 + B(CE)^m$$

$$\log(\sigma - \sigma_0) = (\log B + m \log C) + m \log E$$

Se ha encontrado para gráficas de esta ecuación que las pendientes medidas (m) presentan dispersión, aunque no una variación sistemática con Z , y entonces un valor medio de $m = 0.5$ fue tomado como constante. Este valor es lógico, ya que se espera que la tensión esté relacionada con la raíz cuadrada de la densidad de dislocaciones, (ρ), y ésta se incrementa en forma necesariamente lineal con la deformación. Debido a que esta ecuación nos proporciona información para la parte de la curva en que ocurre endurecimiento y recuperación, es decir antes de ϵ_p , entonces para los experimentos de Cole tenemos

$$C = 11.1111 \ln \left[1 - \left(\frac{\sigma_{0.09} - \sigma_0}{B} \right)^2 \right]$$

mientras que para los experimentos de Barraclough

$$C = 5.0 \ln \left[1 - \left(\frac{\sigma_{0.2} - \sigma_0}{B} \right)^2 \right]$$

Todas las operaciones involucradas para determinar las constantes B y C y las curvas σ v.s. ϵ a partir de la ecuación 4.2 utilizando las ecuaciones 4.11 fueron realizadas con el auxilio de un programa de computación, el cual se muestra en el Apéndice 1.

Comparando estas curvas con las experimentales, muestran que los datos experimentales son fielmente reproducidos por las ecuaciones 4.11, excepto para los valores de la tensión en estado estacionario extrapolado, y debido a que estos puntos provienen de una extrapolación a mano libre de la curva experimental, esta divergencia no se considera significativa. Entonces las ecuaciones 4.11 fueron usadas para el siguiente análisis.

Las curvas predichas se muestran en las Figs. 38a y 39b, las cuales no presentan una variación sistemática con Z en la comparación con las experimentales, lo cual indica que las divergencias mínimas encontradas se pueden deber primordialmente a la dispersión intrínseca de los propios datos.

Una relación para la deformación al pico, como una función de las condiciones de deformación y el tamaño de grano original (D_0) ha sido sugerida por Sellars (51) como

$$\epsilon_p = AD_0^n Z^{n'} \dots \dots \dots (4.12)$$

Donde hay que determinar los valores de n y n' respectivamente manteniendo una de las dos variables constantes con respecto a la otra. Debido al desconocimiento de el tamaño de grano original para la cual los investigadores realizaron sus experimentos, se supuso tomarlo como constante, así que únicamente se graficó de la siguiente manera

$$\log \epsilon_p = \log (AD_0^n) + n' \log Z \dots \dots \dots (4.13)$$

tomando los datos de las Tablas 3 y 4 y encontrándose que la pendiente de mejor ajuste de las rectas de las Figs. 39a y 39b son proporcionales a n' , cuyos valores corresponden respectivamente a los trabajos de Barraclough y Cole y están reportados en la Tabla 6.

Es de particular importancia notar que para el trabajo de Cole, en la gráfica de $\log \epsilon_p$ v.s. $\log Z$ se pueden agrupar las deformaciones al pico a una misma temperatura, para las diferentes velocidades de deformación como se muestra en la Fig. 40, en la cual se observa una regresión para la recta de 940°C con respecto a la tendencia que muestran las rectas a las temperaturas restantes. Quizá esto pueda deberse a que a esa temperatura y en esas condiciones de deformación se presente la ocurrencia de recristalización dinámica, así como también se puede inferir con respecto a este trabajo, que los tamaños de grano no son uniformes, caso

contrario al trabajo de Barraclough, que aunque se desconoce el tamaño de grano la gráfica de $\log \epsilon_p$ v.s. $\log Z$ queda completamente definida por una sola recta, Fig. 39a.

Como se mencionó al principio de este capítulo, la diferencia en tamaño de grano uniforme y no uniforme entre los trabajos de Barraclough y Cole se deba a las condiciones en que se realizaron las pruebas, es decir mientras el primero recoce las muestras inicialmente, el segundo únicamente caliente a la temperatura deseada la muestra y deforma.

Por otro lado, las curvas tensión deformación calculadas con las ecuaciones 4.2 y 4.11 fueron comparadas por sobreposición con las experimentales, y el punto de desviación en la primera parte de las curvas, fue marcado; estos puntos no mostraron una variación sistemática. De esta manera el valor medio lineal para las curvas de $\epsilon_{sep.}$ versus $\epsilon_p(cal)$, tomando sólo los datos de la Tabla 4 para las curvas que van hacia recristalización dinámica en ambos casos, son para los experimentos de Barraclough de 0.8998, y para los de Cole de 0.6756, Fig. 41.

Estos valores fueron supuestos constantes y tomados para la ecuación 4.3.

Estos valores están de acuerdo con los valores previamente reportados para la deformación crítica que indica el inicio de la recristalización dinámica como en los casos de Sekui et al (52) de 0.7 Mc. Queen et al (47) de 0.9. Entonces las curvas experimentales y las calculadas fueron forzadas a coincidir a una deformación respectiva, según el caso de $X \epsilon_p$ y las desviaciones ($\Delta \epsilon$) leídas a diferentes defor-

maciones, estos resultados fueron entonces graficados en la ecuación estandar de Avrami, ecuación 4.3, y se muestra tanto para los experimentos de Barraclough, como para los de Cole en las Figuras 42a y 42b, resultando la siguiente ecuación, para el caso de los experimentos de Barraclough.

$$\Delta G = B I (1 - \exp(-1.597 (E - 0.89986p)^{1.2211})) \dots (4.14)$$

Es importante notar que el valor del exponente en la ecuación 4.14, 1.2211, está de acuerdo con los valores previamente reportados en la literatura sobre observaciones metalográficas en acero inoxidable AISI 304 como los de Towle y Gladman (21) de 1.5, Cambell et al (53) de 1.5, Kozasu et al (54) de 1.2, Roberts et al (7) de 1.25 ± 0.1 .

En el caso de la gráfica de la Fig. 42b, que presenta el trabajo de Cole, se nota que los puntos caen en diferentes líneas rectas, de acuerdo a la condición en la que se llevó a cabo la prueba, sin embargo es de importancia que para casi todas las líneas la pendiente permanece constante, dentro de la incertidumbre de los datos. Es decir si como se mencionó anteriormente el hecho de no tener un tamaño de grano original uniforme, debido a las condiciones en que se llevó a cabo el experimento, nos conduce a que un cambio en el tamaño de grano pre-existente, tiene su efecto en k y no en n . Esto esta respaldado por el hecho de que la cinética de recristalización está determinada no sólo por factores externos como la temperatura, etc. sino también por el modo de reacción, es decir, la naturaleza de los sitios de reacción

y la dependencia con el tiempo de la nucleación y la rapidez de crecimiento.

Por otra parte Roberts et al (7), menciona, para estudios de recristalización dinámica que las "lineas son desplazadas a la derecha conforme D_0 es incrementado, pero la pendiente es aproximadamente la misma", Fig. 6.

Para el presente trabajo se intentó encontrar una ecuación paramétrica que relacionara de alguna manera la k con la temperatura y la deformación al pico con la temperatura, encontrándose que éstas son independientes de la temperatura (49), y por lo tanto se puede decir que para la obtención de las curvas de Cole, mediante este procedimiento, se necesita conocer para cada condición de deformación su respectiva k , por lo que se puede enfatizar, que un tamaño de grano inicial uniforme es necesario.

Así pues, la ecuación 4.4 proporciona una descripción completa de las curvas tensión-deformación, si se conocen las condiciones de deformación y el tamaño de grano original uniforme.

La Fig. 43 muestra la curva calculada (con línea sólida) para los experimentos de Barraclough. Las condiciones de deformación y la ecuación 4.5 proporcionan todos los parámetros necesarios para resolver la ecuación 4.2 mostrándose el resultado con la línea punteada superior. La curva de reblandecimiento, mostrada como la punteada en la parte inferior, puede ser calculada de la ecuación 4.14, que es derivada de las ecuaciones 4.6 y 4.12. La substitución en

las ecuaciones 4.4 entonces da la curva neta, mostrada como sólida en la figura mencionada. El Apéndice 2 lista un pequeño programa de computación para calcular y graficar estas curvas.

La Fig. 44 muestra tanto la curva experimental (sólida) y la curva calculada (punteada), en la que se puede notar que las diferencias entre ambas se pueden considerar dentro de la dispersión experimental y no siguen una variación sistemática con Z como se comprobó en los otros casos. Entonces se concluye que las ecuaciones anteriores son una descripción satisfactoria de las curvas tensión-deformación dentro del intervalo de las condiciones de deformación utilizado en los experimentos de Barraclough.

CAPITULO V

SIMULACION DEL PROCESO DE LAMINADO EN CALIENTE

5.1. Introducción

Los cambios estructurales que ocurren en el material durante el proceso de laminación, dependen de la historia térmica a la cual está sujeto. Como se desarrollan gradientes térmicos severos durante un paso, se puede esperar un gradiente estructural a través de la pieza de trabajo. La severidad de este gradiente estructural es todavía desconocido. Para investigar este efecto, el procedimiento de cálculo de la evolución estructural estática revisada en capítulo I, se ha introducido en el modelo de diferencias finitas para los cambios de temperatura como se describió en el Capítulo II, tomando como base la experiencia del trabajo de Leduc (1). Sin embargo, esto es sólo una aproximación, ya que se supuso que la deformación se encuentra homogeneramente distribuida a través del espesor de la placa.

El conocimiento de la temperatura y la estructura en cualquier posición de la placa en un momento determinado durante la laminación, y la disponibilidad de las ecuaciones que describen el comportamiento tensión-deformación del material (Sección 4.3), hacen posible entonces el cálculo de la carga y torque desarrollado durante un paso, así como

también el aumento de temperatura para cada posición de la placa durante un intervalo de laminación.

El procedimiento de cálculo está controlado en un tiempo base y se resumen en seguida:

- 1). Cálculo de la distribución de temperatura por el modelo revisado en el capítulo II.
- 2). Durante el período de enfriamiento entre castillos, se calculan los cambios estructurales para las temperaturas promedio, con el modelo descrito en el capítulo I.
- 3). Después de todo intervalo de tiempo entre pasos y para todos los elementos a través del espesor, se calcula la tensión media de flujo (sección 4.3) y el aumento de temperatura (sección 5.3.2.).
- 4). Al final de cada paso, se calculan la carga y el torque para la estructura media, y la temperatura y rapidez de deformación del paso posterior (Secciones 5.4, 4.3 y 5.3.2.1.).

El diagrama de flujo para el programa resultante se muestra en la Fig. 45 y un listado comentado se presenta en el Apéndice 3.

5.2. Modelo de temperaturas.

5.2.1. Tiempo de estabilización durante enfriamiento en agua y aire.

Como se mencionó anteriormente el modelo de tempe-

raturas está basado en la descripción hecha en el capítulo II, sin embargo, modificaciones realizadas por Leduc (1) para el tiempo de estabilidad en el caso de la solución explícita de la ecuación (2.1) por medio de diferencias finitas será discutido aquí, para un elemento de la esquina de la placa, por ser de relevancia para el presente trabajo.

Si la condición de elegir un intervalo de tiempo de cálculo, δt , adecuado no se satisface, un error acumulado y amplificado podría influenciar los resultados, el fenómeno que ocurre en este caso es llamado inestabilidad. El error entonces introducido no se asocia con errores de truncación o redondeo, sino es propio de la solución explícita y se incrementa con elementos menores sucesivamente, a menos que δt sea reducido en forma concordante. Un análisis detallado de estabilidad es ampliamente complejo (55), pero un criterio de estabilidad puede ser desarrollado sobre bases algebraicas simples.

Ya que los gradientes de temperatura penetran más allá del borde interior en un elemento de la esquina, se requiere un tiempo máximo para los cálculos en esta situación.

Considerando que el intervalo de tiempo máximo permisible es tal que una temperatura inicial uniforme sobre el elemento de la esquina ($T_{W-\frac{1}{2},V} = T_{W,V} = T_s$) llegue a un gradiente ($T_{W-\frac{1}{2},V}^* = T_{W,V}^* = T_s^*$) y suponiendo que este gradiente es parabólico (56) es decir

$$T_x = T_0 - \alpha x^2 \dots \dots \dots (5.1)$$

donde T_0 es una temperatura arbitraria en el centro de la placa, "a" está dada por (8)

$$\alpha = \frac{\bar{H}}{2W D^2 k}$$

Entonces la temperatura futura para el elemento de la superficie y su borde interior estarán dadas por

$$T_{W,V}^* = T_0 - \alpha (W - 1/2)^2 D^2$$

$$T_{W-1/2,V}^* = T_0 - \alpha (W-1)^2 D^2$$

por substracción y substituyendo "a" se obtiene

$$T_{W-1/2,V}^* = T_{W,V}^* - \frac{\bar{H} D^2}{2W k} (3/4 - W) \dots \dots \dots (5.2)$$

El calor radiado por el elemento de la esquina en el tiempo δt es

$$\Delta Q = m S \Delta T = D_1 L D_2 \rho S (T_{W,V} - T_{W-1/2,V}^*)$$

de donde se obtiene que

$$T_{W,V} - T_{W-1/2,V}^* = \frac{H \delta t (D_1 + D_2)}{D_1 D_2 \rho S} \dots \dots \dots (5.3)$$

La solución simultánea de las ecuaciones (5.2) y (5.3) acopladas con la condición $T_{W-1/2,V}^* = T_{W,V}$, aplicado sobre el gradiente alcanzado en el borde interior del elemento da

$$\delta t_c = \frac{D_2^2 (W - 3/4) \rho S D_1}{2W k (D_1 + D_2)} \dots \dots \dots (5.4)$$

En el caso Harding (8), cuando $D1 \gg D2$ la ecuación (5.4) se reduce a la ecuación (2.12) y cuando $D1 = D2$ (si se usa una matriz cuadrada en una placa cuadrada)

$$\delta t_c = \frac{D1^2 (W - 3/4) \rho S}{2 W k}$$

así que el intervalo de tiempo será la mitad de aquel dado por la ecuación (2.12) ya que la pérdida de calor en un elemento de la esquina será el doble (a través de dos caras idénticas).

Si $D1 < D2$ entonces la ecuación (5.4) necesita cambiarse a

$$\delta t_c = \frac{D1^2 (W - 3/4) \rho S D2}{2 \sqrt{k} (D1 + D2)}$$

5.2.2. Temperatura superficial de una capa de óxido.

Si la placa sufre tiempos de enfriamiento largos, el desarrollo de una capa de óxido en la superficie actuará como una barrera térmica. Por lo tanto la temperatura superficial de la ecuación (2.7) fue considerada la temperatura de la superficie de la capa de óxido, en lugar de la temperatura de la superficie del metal.

El calor conducido a través de la capa de óxido podría ser equivalente al calor radiado desde la superficie del metal, entonces

$$H = k_{FeO} \frac{T_{s,m} - T_{s,s}}{d} \dots \dots \dots (5.5)$$

donde H es la cantidad de calor perdido/unidad de área unidad de tiempo,

k_{FeO} es la conductividad térmica de la capa de óxido,

$T_{s,m}, T_{s,s}$ son las temperaturas superficiales respectivas del metal y la capa de óxido y

d es el espesor de la capa de óxido.

Con la temperatura en la superficie de la capa de óxido pueden ser calculados los valores de H en el siguiente intervalo. La conductividad térmica de la capa de óxido fue tomada como $2.51 \cdot 10^{-3}$ kW/m °K, (28).

5.3. Unión de los modelos de temperaturas y estructuras.

5.3.1. Posición de la temperatura media a través del ancho de la placa.

El cálculo de los cambios estructurales en todos los elementos de la placa es demasiado extenso, tanto en términos de tiempo de computadoras como de memoria. Por lo tanto sólo la estructura en diferentes posiciones a través del espesor fue calculada, por lo que se usó para este propósito la temperatura media del renglón. La posición de esta temperatura media se calcula como sigue; considerando el cuarto de placa mostrado en la Fig. 46, el calor por unidad

transversal de área en el renglón completo es $\bar{T}_g S W/2$, mientras que uno contenido en un elemento estará dado por $T_g' s' dx$, asumiendo que las propiedades térmicas son constantes para el renglón completo

$$\bar{T} = \frac{2}{W} \int_0^{W/2} T dx \quad \dots \quad (5.6)$$

Si se alcanza un enfriamiento en equilibrio, la distribución de la temperatura a través del ancho seguirá una ecuación parabólica, ecuación (5.1). Substituyendo la ecuación (5.1) en la ecuación (5.6) y después de integrar

$$\bar{T} = T_0 - \frac{2W^2}{12} \quad \dots \quad (5.7)$$

comparando las ecuaciones (5.1) y (5.7) se puede hacer que T_x sea igual a \bar{T}

$$x = \frac{W}{2\sqrt{3}} = 0.29W \quad \dots \quad (5.8)$$

donde x es la distancia de el centro de la placa a la posición donde la temperatura es igual a la temperatura promedio a través del ancho. Si D_1 es el ancho elemental, M , el número de la columna y V , el número total de columnas, entonces de (5.8) se obtiene que

$$M = \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{V}}{\sqrt{3}}$$

y si se ajusta al número mayor

$$M = 1 + \frac{V}{\sqrt{3}} \dots \dots \dots (5.9)$$

La ecuación (5.8) puede ser expresada en términos de la distancia desde la superficie como

$$y = 0.211 W \dots \dots \dots (5.10)$$

5.3.2. Calor producido por deformación.

El calor por deformación para cada renglón fue calculado de una integración numérica de la ecuación (4.4), en cada intervalo de tiempo durante el paso. Se supuso que la deformación es homogénea a través del espesor de la placa y el calor generado por fricción es despreciado. El aumento de temperatura se adiciona entonces a cada elemento al final del intervalo. La temperatura promedio del renglón para cada intervalo se calcula como la media aritmética de la temperatura original y final para el intervalo de tiempo. Entonces una rapidez de deformación promedio para el intervalo es también necesaria.

5.3.2.1. Rapidez de deformación promedio para un intervalo.

Refiriéndose a la Fig. 47 la rapidez convencional

está dada por

$$\frac{dh}{dt} = 2V \operatorname{sen} \beta$$

y el incremento de deformación es

$$d\epsilon = \frac{dh}{h} = \frac{2V \operatorname{sen} \beta \, dt}{h}$$

Si $h = h_2 + D(1 - \cos \beta)$, la rapidez de deformación instantánea será

$$\dot{\epsilon} = \frac{2V \operatorname{sen} \beta}{h + D(1 - \cos \beta)}$$

por lo tanto la rapidez de deformación media para un incremento de tiempo donde el ángulo de el rodillo corta con el cambio vertical de $\beta_1 \rightarrow \beta_3$ es:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\frac{2V}{D} \int_{\beta_1}^{\beta_3} \frac{D \operatorname{sen} \beta}{h + D(1 - \cos \beta)} \, d\beta}{\beta_3 - \beta_1}$$

el cual después de integrar

$$\bar{\epsilon} = \frac{2V}{D(\beta_1 - \beta_3)} \ln \frac{h_2 + D(1 - \cos \beta_1)}{h_2 + D(1 - \cos \beta_3)}$$

o

$$\bar{\epsilon} = \frac{2V}{D(\beta_1 - \beta_3)} \epsilon_{INT} \dots \dots \dots (5.11)$$

donde ϵ_{INT} es la deformación durante el intervalo.

Cuando $\beta_1 = \theta_m = \left(\frac{2(h_1 - h_2)}{D}\right)^{1/2}$, $\beta_3 = 0$, ϵ_{INT} es la deformación en el paso, la ecuación 5.11 se reduce a

$$\bar{\epsilon} = \frac{V \epsilon}{Rh} \dots \dots \dots (5.12)$$

la cual es una ecuación estandar (57).

5.3.3. Cálculo de la estructura promedio.

El modelo estructural descrito en el capítulo I predice una serie de poblaciones de varios tamaños de grano y deformación acumulada. En suma, como los cambios estructurales son calculados en diferentes posiciones a través del espesor una distribución de estructuras es también esperada. Entonces, procedimientos para promediar son necesarios, tanto para comparar diferentes corridas y para los cálculos de carga y torque.

5.3.3.1. Estructura promedio de la placa.

El cálculo de la carga y el torque descritos en la siguiente sección requieren no de la distribución de estructuras a través del espesor de la placa, sino de la población de estructuras en la placa completa. Para este propósito un procedimiento de almacenamiento de estructuras promedio con la misma deformación acumulada en una matriz buffer se ha desarrollado. Este procedimiento compara cualquier estructura dada con las que se encuentran en la matriz buffer, se hace un registro si no hay estructuras con la misma deformación y se compara con las estructuras de los siguientes renglones de la placa, se usa una media aritmética simple para

definir el tamaño de grano promedio. El procedimiento se repite entonces para la siguiente estructura.

5.4. Cálculo de cargas y torque.

Con la estructura promedio descrita arriba y las condiciones de deformación descritas una integración numérica de la ecuación (4.4) sobre el ángulo de contacto se utilizan para calcular la tensión media de flujo del material por substitución en la teoría de Sims (sección 3.4.3) y para calcular la carga de laminación. Mientras que una integración sobre la deformación en el paso da la tensión media de flujo para el cálculo del torque.

Las condiciones de deformación para estos cálculos están determinadas por la geometría del paso, una temperatura promedio de laminación, definida como la media aritmética de la temperatura media de la placa a la entrada y a la salida de el paso, y la rapidez de deformación promedio dada por la ecuación (5.12).

Para estructuras parcialmente recristalizadas, la restauración se entiende como una relación lineal de la fracción recristalizada. Esto no es esencialmente verdadero, y no se espera que sea muy crítico, ya que la influencia de la recuperación sobre la tensión de flujo no es tan grande como en el caso de la tensión de fluencia del material.

CAPITULO VI

ANALISIS DE RESULTADOS

El programa de computación de Leduc (1), desarrollado originalmente para aceros al carbón, fue adaptado para realizar el análisis de la evolución microestructural durante el laminado en caliente de acero inoxidable tipo AISI 304. Primeramente se tradujo al lenguaje Fortran IV que maneja la computadora B 7800 de la UNAM. La prueba final de esta etapa se terminó con la reproducción de los resultados de una cédula de laminación propuesta por Leduc (1) para aceros al carbón, descrita en la Tabla 7.

La adaptación del programa numérico se logró introduciendo cambios sustanciales en las ecuaciones fenomenológicas que respondieron al comportamiento del acero inoxidable tipo AISI 304, descritas en los capítulos I y IV. Destacaron entre las ecuaciones fenomenológicas las que determinan la cinética de recristalización, el tamaño de grano recristalizado y su crecimiento. Se incluyeron además las propiedades las propiedades térmicas obtenidas por Harding (8), las curvas esfuerzo-deformación obtenidas a partir de los resultados de Barraclough (25).

La primera prueba del programa numérico que incluye la fenomenología del acero inoxidable se hizo con la cédula de laminación diseñada por Leduc (1), que aparece en la Tabla 7. En seguida se hace la comparación correspondiente.

Las figuras 48 y 49 muestran la distribución de la temperatura promedio para aceros al carbón y acero inoxidable respectivamente, calculada con el método de diferencias finitas descrito en el capítulo II, notándose que existe un gradiente térmico más amplio para aceros inoxidables que para aceros al carbón.

Posteriormente para otras dos cédulas se mostrará el extremo gradiente de temperatura desarrollado durante el contacto del material y los rodillos y por lo tanto el cambio de Z a través del espesor del material (Figs. 58 y 63). Las Figs. 50 y 51, muestran la evolución del tamaño de grano promedio con el tiempo, para ambos tipos de acero. En conjunción con las Figs. 52 y 53 que muestran la fracción recristalizada promedio como función del tiempo, se puede comentar que en comparación al acero al carbón, la cinética de recristalización del acero inoxidable es más lenta. Debido a esto en ninguno de los tiempos entre pasadas, y aún después de estas, el acero inoxidable alcanza a recristalizar completamente, caso contrario al del acero al carbón, que después de la primera y segunda pasada recristalizada 100% y después de la tercera alcanza una fracción elevada (aprox. 90%), por lo cual se presenta un afinamiento uniforme en el tamaño de grano.

Debido a que la cinética de recristalización es lenta, se presenta una gran variedad de estructuras a través del espesor en aceros inoxidables. Alrededor del 98% del material no recristaliza y presenta a su vez una serie de porcentajes de deformación acumulada, como se muestra en la

Fig. 54. Lo contrario ocurre en el acero al carbón, estando esto de acuerdo con lo observado en la práctica. Dichas cargas se muestran en las Figs. 56 y 57.

El aumento en el tamaño de grano después de la segunda, tercer y cuarta pasada en acero inoxidable se debe a que granos con deformación acumulada de las pasadas anteriores, recrystalizarán más rápido que otros, y crecerán, produciendo así el efecto de aumentar el tamaño de grano promedio, cuando este es calculado.

Es importante notar que debido a la cinética de recrystalización lenta de los aceros inoxidables, en la 3ra pasada no ha recrystalizado gran parte del material (7.97% y 76.13% con deformaciones acumuladas de 0.2 y 0.42 respectivamente), y así con la deformación que se produce en ese paso (0.2), más la deformación acumulada excede la deformación crítica para recrystalización dinámica, bajo esas condiciones de deformación. Caso similar ocurre en la cuarta pasada, por lo que también se presentará este tipo de reblandecimiento en el material, ocasionando que el tamaño de grano al final de esta cédula sea menor que el tamaño de grano esperado prácticamente.

Por lo que respecta al crecimiento de grano, es fácil notar que este sólo es de importancia en acero al carbón, ya que como alcanza recrystalizar completamente después de la primera y segunda pasadas, ocurrirá crecimiento, mientras que para acero inoxidable este es prácticamente despreciable. La Tabla 8 muestra la evolución del tamaño de

grano a la mitad de la placa a la temperatura promedio a esa distancia, la fracción recristalizada y no recristalizada, así como la deformación acumulada en dichas fracciones, antes de entrar al siguiente paso.

Las Figs. 56 y 57 muestran la carga aplicada para ambos tipos de acero, notándose que la carga para aceros inoxidables es aproximadamente 15% mayor en la primera pasada, pero este porcentaje se va haciendo mayor en las pasadas posteriores. Lo anterior es fácil de aceptar, si se toma en cuenta que la deformación acumulada en el acero inoxidable, se incrementa más rápidamente que en aceros al carbón, y por lo tanto al final del tren, es decir, en la cuarta pasada se hace considerablemente mayor, pues es la situación en la que el material que ha recristalizado es un porcentaje muy bajo.

Con el objeto de analizar los resultados proporcionados por el modelo en situaciones ya no de laboratorio, sino de práctica industrial, se utilizaron dos cédulas, una reportada en la literatura (58) y otra de B.S.C. (59), para molinos continuos de segunda generación, ya que son por sus características los más semejantes a los trenes de laminación en caliente existentes en México.

Por lo que respecta a la cédula reportada en la literatura, esta es para el molino Ebbw Vale con capacidad para producir 10^9 Kg/año de placa de 8 Kg/mm, los datos que se proporcionan se encuentran en la Tabla 9. A fin de alimentar los datos necesarios a el programa numérico, el cálculo de porcentaje de reducción, el tiempo entre pasadas y

la velocidad de los rodillos, se realizó de la siguiente manera.

6.1. Cálculo de la cédula de laminación para el molino Ebbw Vale.

Suponemos que tenemos una placa con las siguientes dimensiones: largo = 1.0m, espesor = 0.15m, y se quiere laminar a cinta de 0.06m de espesor.

Tanto para el tren de acabado como para el de desbaste, la forma para calcular el porcentaje de reducción en cada paso es

$$\% R = \frac{(h_0 - h_f)}{h_0} \quad \dots \quad (6.1)$$

por lo tanto se fijó arbitrariamente h_f en cada paso y se calculó %R, lo que se checó posteriormente sabiendo que

$$\Delta h_{max} = \mu^2 R \quad \dots \quad (3.13)$$

y

$$\mu = f_{an} \alpha \quad \dots \quad (3.12)$$

y comparando valores de μ con los reportados en la literatura y observando su comportamiento.

Por otra parte sabemos que en un sólo punto a lo largo del arco de contacto, el rodillo y la placa están a la misma velocidad, este es el llamado punto neutro y para nues-

tros fines proporciona la velocidad a la cual gira el rodillo.

Ya que sólo conocemos la velocidad a la cual la placa sale del tren de acabado, tendremos que partir de la última pasada hacia la primera, entonces para conocer la altura neutra

$$h_n = h_f + 2R(1 - \cos \phi_n) \dots \dots \dots (6.2)$$

y si suponemos constancia de volumen

$$v_R = \frac{v_f \times h_f}{h_n} \dots \dots \dots (6.10)$$

que es la velocidad del rodillo, mientras que la velocidad de la placa a la entrada del paso, es de forma similar

$$v_o = \frac{v_R \times h_n}{h_o} \dots \dots \dots (6.10a)$$

Ahora si suponemos que la velocidad de la placa entre pasos es constante, el tiempo entre estos es simplemente

$$t_{ep} = \frac{v_f}{d} \dots \dots \dots (6.3)$$

donde d es la distancia entre castillo y castillo. Todos estos cálculos se realizaron con el auxilio de un programa de computación, el cual se muestra en el Apéndice 4. Así pues la cédula resultante se muestra en la Tabla 10.

Los cambios de temperatura en el material durante el tiempo de laminación se muestran en la Fig. 58. El gradiente térmico cuando el material está en contacto con los rodillos es muy grande, produciendo un amplio espectro de temperaturas a través del espesor del material, ocasionando así diferentes tiempos para la recristalización y tamaños de grano recristalizado. La Fig. 59 muestra que bajo estas condiciones de laminación el material recristaliza completamente después de cada pasada, dando lugar a que no se presente recristalización dinámica en esta cédula, ya que ninguno de los granos acumula deformación del paso anterior.

En base a esto, la evolución del tamaño de grano que se muestra en la Fig. 60 indica que hay crecimiento del mismo en el tiempo de traslado del tren de desbaste al tren de acabado, refinándose posteriormente el grano en los primeros pasos de este último tren.

Hacia el final del tren de acabado (últimos dos pasos), el tamaño de grano aumenta debido a que el tiempo entre pasadas es muy corto y las deformaciones se realizan muy rápido, la cinética de recristalización puede aumentar y por lo tanto el tamaño de grano promedio puede aumentar también. Es importante notar que al final de la laminación y debido a la temperatura a la que se encuentra el material, se presenta crecimiento de grano, cosa que entre las deformaciones dicho crecimiento es despreciable.

Las Figs. 61 y 62 muestran las cargas y las deformaciones a las que se somete al material, notándose que las

deformaciones elevadas se producen durante las primeras pasadas, en donde aún la temperatura es elevada, y por lo tanto el material entre deformaciones sucesivas, alcanza a recristalizar completamente. Por lo tanto no se acumula deformación, disminuyendo así la carga de laminación para la siguiente pasada, contrario a lo que sucedería si se acumulara la deformación en el material.

6.2. Cédula de B.S.C.

En el caso de la cédula industrial obtenida de B.S.C., por estar ya establecida y con los datos necesarios, es decir, no hubo necesidad de calcular datos para correr el programa que simula el proceso, se tomó como base, después de un análisis semejante a los anteriores, para observar el efecto de las variables propias del material. Dichas variables cuyo efecto se observó sobre las condiciones estructurales finales que se obtienen al término de un tren de laminación fueron la temperatura y el tamaño de grano original del material. La cédula que se utilizó se muestra en la Tabla 11.

La Fig. 63 muestra la evolución de la temperatura en el centro, la temperatura promedio y la temperatura promedio en la superficie del material durante los ocho pasos, notándose, que los gradientes más elevados se encuentran hasta antes de que el material entre al tren de acabado,

sin embargo, quizás estos no sean los más importantes ya que como la temperatura es elevada el material recristaliza completamente.

A pesar de presentarse diversos tamaños de grano a través del espesor del material, la estructura tenderá a uniformizarse debido a los tiempos relativamente largos entre las pasadas en el tren de desbaste.

Sin embargo, ya que en el tren de acabado la temperatura es menor, los gradientes serán más pequeños, pero más importante, ya que podrán ocasionar una mezcla de estructuras deformadas y no deformadas en el material, ya que además los tiempos entre pasadas son cortos. En este caso como se muestra en la Fig. 64, no se produce un efecto marcado. El material recristaliza completamente entre todas las pasadas, debido a que la temperatura es elevada, sin embargo no se esperaría lo mismo para temperaturas menores.

Por lo que respecta a la evolución en el tamaño de grano promedio, la Fig. 65 muestra que se presenta crecimiento en las primeras pasadas, y entre el paso del tren de desbaste al tren de acabado, siendo despreciable en este último y aún en tiempos posteriores a él. Lo anterior se explica en base a que a temperaturas elevadas la fuerza directriz para crecimiento de grano es mayor, y a que el tiempo entre pasos en el tren de desbaste es relativamente mayor que en el tren de acabado.

Las Figs. 66 y 67 muestran las cargas y las deformaciones respectivamente para esta cédula, reafirmandose lo

que anteriormente se expuso en el sentido de que las deformaciones y por consiguiente las cargas elevadas se deben aplicar en el tren de desbaste, ya que como la temperatura es elevada el material eliminará la deformación que se le produce (recristaliza completamente) y disminuirá las cargas en el tren de acabado, disminuyendo así el consumo de energía.

Para analizar el efecto de la temperatura y el tamaño de grano original sobre las condiciones estructurales finales que se obtienen al término de un tren de laminación, se corrió el programa de la siguiente manera: Con sólo tamaño de grano original (140, 220, 340 μ m) a diferentes temperaturas (950 a 1350 °C) y posteriormente una sola temperatura (1350 °C) y diferentes tamaños de grano original (50, 140, 220, 340, 530, 860 μ m), presentándose los datos obtenidos en las Tablas 12 y 13. Esto se realizó con el objeto de mantener una sola variable cambiando con respecto a las otras y observar su efecto.

De las Figs. 68 y 69 se observa que el tamaño de grano original sólo afecta la cinética de recristalización, pues si el material recristaliza 100% sus efectos son despreciables. En la Fig. 68 se observa que para este tipo de aceros una temperatura de 1050 °C es una temperatura muy baja de recalentamiento.

Por otra parte conforme aumenta el tamaño de grano original, disminuye la fracción recristalizada, por lo que un tamaño de grano original lo menor posible es recomendable.

para laminar a temperaturas bajas.

También es de importancia notar que a temperaturas de 1050 y 950 °C, en todas las situaciones el material recristaliza dinámicamente, cosa que está de acuerdo con lo reportado en la literatura y además se puede agregar que como el material no recristaliza completamente, el material que acumula la deformación anterior recristalizará de esta manera.

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS

Los datos experimentales en el tema son insuficientes y se requiere que se generen en mayor cantidad para poder refinar el programa numérico y acercarlo más a una posible aplicación industrial.

Es importante notar que un tamaño de grano original uniforme (además de darse a conocer) es importante en este tipo de trabajos, pues para simular el comportamiento de las curvas tensión-deformación es completamente necesario. Este parámetro también es importante para determinar la cinética de recristalización dinámica, así como también otras variables que determinan la evolución microestructural durante el proceso de laminación en caliente.

Se sugiere por lo tanto, que los resultados aquí obtenidos, sirvan como base para el desarrollo de experimentos de laminación en caliente en laboratorio.

Los valores de cargas encontrados en la cédula de laboratorio para aceros inoxidable son mayores que para aceros al carbón, lo que está de acuerdo con la práctica. Esto se debe a los elementos de aleación en los aceros inoxidable, y a la deformación acumulada debido a que este material no recristaliza completamente, ya que la cinética es lenta en comparación con la de los aceros al carbón.

Por lo que respecta al análisis de las cédulas de tipo industrial, se observó que la parte más importante del molino de laminación es el tren de acabado, pues en esta parte se controla las propiedades finales del material, por lo que respecta a la microestructura. Pues aunque las deformaciones elevadas se den en el tren de desbaste, estas no se acumularán ya que aquí el material está a temperatura elevada y los tiempos entre pasadas son más amplios y darán lugar a que el material recristalice completamente.

El tamaño de grano que se obtiene es de alrededor de $7\mu\text{m}$, en comparación con los observados en la práctica que se encuentran alrededor de $10\mu\text{m}$, quizá esta diferencia se deba a las ecuaciones de crecimiento de grano, ya que no se describe este satisfactoriamente, por lo que es necesario una revisión posterior a este aspecto. Sin embargo esto es una buena aproximación.

El efecto de el tamaño de grano original es despreciable sobre las condiciones microestructurales finales a temperaturas normales de laminación en caliente (1250°C), mientras que el efecto de la temperatura sólo es de considerarse cuando se inicia la laminación a temperaturas menores de 1050°C en este tipo de aceros.

BIBLIOGRAFIA

1. Leduc, L.A., PhD Thesis, University of Sheffield, 1980.
2. Barraclough, D.R. and Sellars, C.M., Met. Science, 1979 13, p. 257-267.
3. Sanson, M., MaM. Thesis, University of Sheffield, 1980.
4. Sellars, C.M., Whiteman, J.A., Metallurgist and Materials Technologist, 1974, 6, p. 441.
5. Mc. Queen, H.J. and Jonas, J.J., Plastic Deformation of Metals, R.J. Arsenault editor, Academic Press, New York, USA, p. 393.
6. Roberts, W. and Ahlblom, B., Act. Met., 1978, 26, p.801-813.
7. Roberts, W., Bodén, H. and Ahlblom, B., Met. Science, 1979, 13, p. 195-205.
8. Harding, R.A., PhD Thesis, University of Sheffield, 1976.
9. Keane, D.M., Sellars, C.M., Tegart, W.J. McG., Iron Steel Ins., G.B., 1968, p. 21-28.
10. Honeycombe, R.W.K., The Plastic Deformation of Metals, Chapter XI, Edward Arnold Publishers, LTD, 1974, London, G.B.
11. Ahlblom, B. and Sandström, R., Int. Met. Rev., 1982, 27, p.1.
12. Luton M.J. and Jonas, J.J., Proc. Int. Conf. Strength Metals Alloys, 2nd edition, 1970, p. 1100-1105.
13. Jonas, J.J., Mc. Queen, H.J. and Wong, W.A., Iron Steel Ins., G.B., 1968, p. 49-59.
14. Mc Queen, H.J., Wong, W.A. and Jonas, J.J., Can. J. Phys. 1967, 45, p. 1225-1235.
15. Holt, D.L., J. of Appl. Phys., 1970, 41, p. 3197-3201.
16. Towle, D.J. and Gladman, T., Met. Science, 1979, 13, p. 246-256.
17. Luton, M.J. and Sellars, C.M., Act. Met., 1969, 17, p. 1033-1043.
18. Cahn, J.W., Act. Met., 1959, 4, p. 449-459.
19. Sellars, C.M. and Whiteman, J.A., Met. Science, 1979, 13, p. 187-194.

20. Petkovic, R.A., Luton, M.J. and Jonas, J.J., Can, Met. Quart., 1975, 14, 50 to be published.
21. Towle, D.J. and Gladman, T., Met. Science, 1979, 13, p. 246-256.
22. Whittaker, H.J. PhD Thesis, University of Sheffield, 1973.
23. Glover, G. and Sellars, C.M., Met Trans., 1972, 3, p.2271-2280.
24. Sellars, C.M. and Whiteman, J.A., Prod. Tech, Conf. "Controlled Processing of HSLA Steels", New York, 1976, to be published.
25. Barraclough, D.R., PhD Thesis, University of Sheffield, 1974.
26. Cotterill, P. and Mould, P.R., Recrystallisation and Grain Growth in Metals, Surrey Univ. Press, London, G.B., 1976.
27. Leduc, L.A. and Sellars, C.M., Inter. Conf. on Thermomec. Procc. of Microalloyed Austenite, Pittsburgh, USA, 1981, to be published.
28. Hollander, F., J.I.S.I., special report 123, 1970, p. 46.
29. Lee, P.W., Sims, R.B. and Wright, M., J.I.S.I., 1963, 201, p. 270.
30. Partinton, D. and Talbot, L., Int. Conf. on Hot Working and Forming Processes, The Metal Soc., Sheffield, G.B., 1979, to be published.
31. Buckley, G.W., Lewis, M. and Maddison R.T., Met. Tech., 1978, 5, p. 228.
32. Wilmotte, S., Mignon, J. and Economulus M., C.R.M., 1973, 36, p. 35.
33. Pawelski, O. and Bruns, E., Stahl und Eisen, 1976, 96, p. 864.
34. Seredynski, F., J.I.S.I., 1973, 211, p. 197.
35. Pawelski, O., Arch Eisen, 1969, 40, p. 821.
36. Sekimoto, Y., Trans. I.S.I.J., 1970, 10, p. 341.
37. Sekimoto, Y., Morimichi, T., Sawada, r. and Koga, M., Trans. I.S.I.J., 1976, 16, p. 551.

38. Orowan, E., Proc. Inst. Mech. Engrs., 1943, 150, p. 140.
39. Bland, D.R. and Ford, H., J.I.S.I., 1962, 171, p. 245.
40. Sims, R.B., Proc. Inst. Mech. Engrs., 1954, 168, p. 197.
41. Dieter, G.E., Mechanical Metallurgy, Chapter XVII, Mc Graw-Hill, 2nd edition, Tokyo, 1976.
42. Rowe, G.W., An Introduction of the Principles of Metalworking, Chapter IX, St. Martin Press Inc., New York, USA, 1972.
43. Leduc, L.A., Ins. Méx. Inv. Sid., Saltillo, México, 1981, p
44. Cole, A.T., PhD Thesis, University of Sheffield, 1979.
45. Henger, D., Radex Rundschau, 1977, p. 72.
46. Balladon, P. and Davison, J.H., Report 776, Department Etudes et Recherches Acieries d'Imphy, Creusot-Loire, 1978.
47. Mc Queen H.J., Petkovic, R., Weiss, H. and Hinton, L.G., AIME. Seminar, Hot Deformation of Austenite, Cincinnati, USA, 1975.
48. Sah, J.P., Richardson, G.J. and Sellars, C.M., The Journal of Australian Inst. of Metals, 1969, 14, p. 292.
49. Escalante de la Torre, M., Leduc Lezama, L. y Martínez Gómez, L., S.M.F., 3, 1972, p. 82.
50. Sellars, C.M. and Tegart, W. J. McG., Act. Met., 1966, 14, p. 1136-1138.
51. Sellars, C.M., Int. Conf. on Hot Working and Forming Proces, The Met. Soc., Sheffield, G.B., 1979.
52. Sakui, s., Sakai, T. and Takeishi K., Trans I.S.I.J., 1977, 17, p. 718.
53. Campbell, G.T. Jr., Abrahamson, E.P. and Grant, N.J., Metall. Trans., 1974, 5, p. 1875.
54. Kozasu, L. and Shimizu, T. Trans. I.S.I.J., 1971, 11, p. 359.
55. Carnahan, B., Luther, H.A. and Wilkes, J.O., Applied Numerical Methods, John Wiley and Sons Inc., 1969, p. 449-450.

56. Hughes, K. and Sellars, C.M., J.I.S.I., 1972, 210, p. 661.
57. Larke, E.C., The Rolling of Strip and Plate, Chapman and Hall Ltd, 1957, London, G.B.
58. Keefe, J.M., Earnshaw, I. and Schofield, P.A., Ironmaking and Steelmaking, 1979, 4, p. 156-172.
59. Technical Notes, B.S.C., G.B., 1973, p. 1.

TABLA 1

Composición del acero experimental de Barraclough.

C	Si	Mn	Ni	Cr	N (w %)
0.05	0.11	0.92	11.3	18.2	.086

TABLA 2

Composición del acero experimental de Cole.

C	Si	Mn	Ni	Cr	N (w %)
0.064	0.17	1.01	11.4	18.4	0.031
	Al	Mo	V	otros	(w %)
	0.01	0.02	0.02	0.02	

TABLA 3

Valores de Z para los experimentos de Barraclough (Q=475 KJ/mol)

T(°C)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	Z(s ⁻¹)
800	1.0	1.53 * 10 ²³
850	1.0	1.42 * 10 ²²
950	1.0	2.19 * 10 ²⁰
950	1.9 * 10 ⁻²	4.16 * 10 ¹⁸
950	8.6 * 10 ⁻⁴	1.88 * 10 ¹⁷
1050	1.0	6.36 * 10 ¹⁸
1150	1.0	3.03 * 10 ¹⁷
1150	2.4 * 10 ⁻²	7.28 * 10 ¹⁵
1150	7.9 * 10 ⁻⁴	2.40 * 10 ¹⁴

Valores de Z para los experimentos de Cole (Q=424 KJ/mol)

T(°C)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	Z(s ⁻¹)
640	1.84 * 10 ⁻¹	3.31 * 10 ²³
740	"	1.36 * 10 ²¹
840	"	1.45 * 10 ¹⁹
940	"	3.32 * 10 ¹⁷
1040	"	1.35 * 10 ¹⁶
1140	"	8.67 * 10 ¹⁴
640	2.87 * 10 ⁻³	5.16 * 10 ²¹
740	"	2.08 * 10 ¹⁹
840	"	2.26 * 10 ¹⁷
940	"	5.19 * 10 ¹⁵
1040	"	2.11 * 10 ¹⁴
1140	"	1.35 * 10 ¹²
640	5.74 * 10 ⁻⁵	1.03 * 10 ²⁰
740	"	4.17 * 10 ¹⁷

TABLA 3 (cont.)

$T(^{\circ}C)$	$\dot{\epsilon}(s^{-1})$	$Z(s^{-1})$
840	$5.74 * 10^{-5}$	$4.53 * 10^{15}$
940	"	$1.04 * 10^{14}$
1040	"	$4.22 * 10^{12}$
1140	"	$2.70 * 10^{11}$

TABLA 4

$Z(s^{-1})$	σ_0	$\sigma_{0.2}$	σ_{ss}	$\sigma_{ss}(e)$	(MPa)
$1.53 * 10^{23}$	140	270		330	
$1.42 * 10^{22}$	126	242		290	
$2.19 * 10^{20}$	80	185	179	233	
$4.16 * 10^{18}$	30	124		155	
$1.88 * 10^{17}$	22	75		114	
$6.36 * 10^{18}$	20	127	130	188	
$3.03 * 10^{17}$	33	93	102	129	
$7.28 * 10^{15}$	18	43	46.5	78	
$2.40 * 10^{14}$		21	26.3	50	
		$\sigma_{0.09}$			
$3.31 * 10^{23}$				396.4	
$1.36 * 10^{21}$				321.3	
$1.45 * 10^{19}$		172.1		245.9	
$3.32 * 10^{17}$	80.3	114.8	131.2	170.5	
$1.35 * 10^{16}$	54.1	78.7	86.9	118.0	
$8.67 * 10^{14}$	47.5	59.7	63.9	86.9	
$5.16 * 10^{21}$		216.4		378.7	
$2.08 * 10^{19}$		167.2		250.8	
$2.26 * 10^{17}$		119.7		167.2	

TABLA 4 (cont.)

$z(s^{-1})$	σ_0	$\sigma_{0.09}$	σ_{ss}	$\sigma_{ss(e)}$	(MPa)
$5.19 * 10^{15}$	59.0	72.8	75.4	103.3	
$2.11 * 10^{14}$	23.0	36.1	47.8	68.9	
$1.35 * 10^{13}$	11.5	23.0	26.9	45.9	
$1.03 * 10^{20}$	115.3	107.1		283.5	
$4.17 * 10^{17}$	108.2	128.2		160.0	
$4.53 * 10^{15}$	64.7	71.8		90.6	
$1.04 * 10^{14}$	28.2	37.7	39.0	55.3	
$4.22 * 10^{12}$	16.5	23.5	23.6	32.9	
$2.70 * 10^{11}$	7.1	12.9	12.9	21.2	

TABLA 5

Valores de las constantes para los experimentos de Barraclogh

	n	β	α	n'	A
σ_0	5.88	0.109	0.0151	5.88	$3.19 * 10^{19}$
$\sigma_{0.2}$	5.61	0.072	0.0128	5.09	$3.77 * 10^{16}$
σ_{ss}	5.97	0.079	0.0132	4.96	$4.09 * 10^{16}$
$\sigma_{ss(e)}$	7.19	0.054	0.0075	7.37	$1.76 * 10^{17}$

Valores de las constantes para los experimentos de Cole

	n	β	α	n'	A
σ_0	5.04	0.136	0.0270	3.85	$1.54 * 10^{14}$
$\sigma_{0.09}$	6.19	0.086	0.0139	5.38	$2.60 * 10^{15}$
σ_{ss}	5.94	0.090	0.0151	4.90	$7.63 * 10^{14}$
$\sigma_{ss(e)}$	6.70	0.055	0.0079	6.23	$1.07 * 10^{16}$

TABLA 6

Valores de ϵ_p , $\epsilon_{crit.}$, $\epsilon_{cal.}$, para los experimentos de Barraclough

$z(s^{-1})$	ϵ_p	$\epsilon_{crit.}$	$\epsilon_{cal.}$
$2.19 * 10^{20}$	0.70	0.51	0.70
$6.36 * 10^{18}$	0.66	0.47	0.66
$3.03 * 10^{17}$	0.62	0.41	0.62
$7.28 * 10^{15}$	0.58	0.39	0.58
$2.40 * 10^{14}$	0.53	0.36	0.54

Valor de n' en la ecuación 5.13 = 0.0194

Valores de ϵ_p , $\epsilon_{crit.}$, $\epsilon_{cal.}$, para los experimentos de Cole

$z(s^{-1})$	ϵ_p	$\epsilon_{crit.}$	$\epsilon_{cal.}$
$3.31 * 10^{23}$	1.56	0.49	2.11
$1.36 * 10^{21}$	1.47	0.37	1.28
$1.45 * 10^{19}$	0.97	0.34	0.84
$3.32 * 10^{17}$	0.59	0.36	0.60
$1.35 * 10^{16}$	0.57	0.32	0.45
$8.67 * 10^{14}$	0.53	0.29	0.35
$5.16 * 10^{21}$	1.11	0.51	1.44
$2.08 * 10^{19}$	0.87	0.37	0.87
$2.26 * 10^{17}$	0.64	0.32	0.58
$5.19 * 10^{15}$	0.43	0.36	0.41
$2.11 * 10^{14}$	0.31	0.30	0.30
$1.35 * 10^{13}$	0.21	0.16	0.24
$1.03 * 10^{20}$	0.50	0.35	1.01
$4.17 * 10^{17}$	0.62	0.38	0.61
$4.53 * 10^{15}$	0.50	0.37	0.40
$1.04 * 10^{14}$	0.30	0.28	0.29
$4.22 * 10^{12}$	0.16	0.13	0.21

TABLA 6 (cont.)

$z(s^{-1})$	ϵ_p	$\epsilon_{crit.}$	$\epsilon_{cal.}$
$2.70 * 10^{11}$	0.11	0.09	0.17

Valor de n' en la ecuación 5.13 = 0.0915

TABLA 7

Paso	% Red.	T.E.P.	V.R.	R.R.
1	17.34	12	0.14	0.06985
2	15.87	20.5	0.14	0.06985
3	15.78	30.5	0.14	0.06985
4	13.32	41	0.14	0.06985

75.25

Temperatura de recalentamiento = 1206 °C

Dimensiones de la pieza = 0.05442 * 0.02013 m

Donde

T.E.P. = tiempo entre pasos en S

V.R. = velocidad de los rodillos en m/S

R.R. = radio de los rodillos en m

TABLA 8

	T (°C)	ϵ	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	d (μm)	ϵ (ac.)	%Mat.
	1206.0			165.0		100
1er paso	1151.15	0.220	1.97	165.0	0.220	0
	1131.28			76.57	0.000	2.30
				165.0	0.220	97.70
2do paso	1079.93	0.200	2.06	76.57	0.000	9.54
				165.0	0.220	90.46
	1072.94			47.96	0.000	0.01
				76.57	0.200	9.53
				42.31	0.000	0.24
				165.0	0.420	90.22
3er paso	1003.20	0.200	2.24	47.96	0.000	0.72
				76.57	0.200	8.82
				42.31	0.000	12.98
				165.0	0.420	77.48
	998.73			47.96	0.198	0.72
				24.07	0.000	0.01
				76.57	0.398	8.81
				29.41	0.000	0.01
				42.31	0.198	12.97
				29.85	0.000	0.02
				165.0	0.618	77.46
4to paso	927.23	0.170	2.21	31.31	0.000	0.01
				47.96	0.198	0.71
				24.07	0.000	0.95
				76.57	0.398	7.87
				29.41	0.000	0.42
				42.31	0.198	12.55
				29.85	0.000	1.71
				165.0	0.618	75.77
	924.97			31.31	0.165	0.01
				47.96	0.363	0.71
				24.07	0.165	0.95
				76.57	0.563	7.87

TABLA 8 (cont.)

	T(°C)	ϵ	$\dot{\epsilon}(\text{s}^{-1})$	d(μm)	$\epsilon(\text{ac.})$	%Mat.
4to paso	924.97	0.170	2.21	29.41	0.165	0.42
				42.31	0.363	12.55
				29.85	0.165	1.71
				165.0	0.783	75.76

TABLA 9

Datos proporcionados para el molino de laminación Ebbw Vale

Dimensiones máximas originales de la placa = $5.5 * 1.245 * 0.15$ m

Rango de espesores finales = $0.015 - 0.010$ m

Ancho final de la placa = 1.245 m aprox.

Velocidad de la placa a la salida del molino = 11.0 m/S

Tren de desbaste

(4) rodillos con diámetros respectivos de $0.820, 0.816, 0.880, 0.820$ m

Distancia del horno de recalentamiento al primer rodillo = 23.5 m

Distancia respectiva entre c/u de los rodillos: $11.9, 18.3, 25.3$ m

Longitud de la mesa de transporte = 52.6 m

Tren de acabado

(6) rodillos con diámetros respectivos de 0.580 m c/u

Distancia respectiva entre c/u de los rodillos: 4.5 m

TABLA 10

Paso	% Red.	T.E.P.	V.R.	R.R.	Espesor
1	30.0	25.0	0.60	0.410	0.105
2	35.0	18.9	0.91	0.408	0.068
3	40.0	18.9	1.48	0.440	0.041
4	35.0	15.7	2.29	0.410	0.027
5	23.0	21.3	3.05	0.290	0.020
6	25.0	1.4	3.95	0.290	0.015
7	25.0	1.1	5.35	0.290	0.012
8	25.0	0.8	7.16	0.290	0.009
9	20.0	0.6	9.05	0.290	0.007
10	15.0	0.5	10.64	0.290	0.006

TABLA 10 (cont.)

Temperatura de recalentamiento = 1350 °C

Dimensiones de la pieza = 5.5 * 1.245 * 0.150 m

Donde

T.E.P. = tiempo entre pasadas en S

V.R. = velocidad de los rodillos en m/s

R.R. = radio de los rodillos en m

Espesor expresado en m

TABLA 11

Datos proporcionados para el molino de B.S.C.

Cédula de laminación en caliente para obtener cinta de 5mm de espesor a partir de placa de 76mm .

Castillo	R.R.	% Red.	Espesor	V.R.	T.E.P.
R1	490	26.6	56.04	1.333	18.52
R2	488	34.6	36.65	1.333	26.52
R3	520	38.2	22.65	1.417	44.25
R4	490	34.8	14.76	1.917	47.26
F1	360	25.6	10.99	1.938	79.20
F2	348	28.3	7.88	3.614	81.40
F3	348	25.2	5.89	4.831	83.09
F4	360	17.3	4.87	5.842	83.91
F5	364				
F6	366				

Temperatura de recalentamiento = 1350°C

Espesor de la pieza = 76 mm

Donde

R.R. = radio de los rodillos en mm

V.R. = velocidad de los rodillos en m/s

TABLA 11 (cont.)

T.E.P. = tiempo de la parte frontal de la placa despues de salir de el horno en (s)

TABLA 12

d_0 (μm)	T ($^{\circ}\text{C}$)	d_f (μm)	X_V (%)
220	1450	11.31	100
"	1350	9.18	100
"	1250	7.28	100
"	1150	5.65	100
"	1050	4.40	99.58
"	950	4.09	42.04
340	1350	9.19	100
"	1250	7.27	100
"	1150	5.70	100
"	1050	4.78	77.01
"	950	4.58	10.10
140	1350	9.17	100
"	1250	7.27	100
"	1150	5.63	100
"	1050	4.32	100
"	950	3.49	90.65

TABLA 13

d_0 (μm)	T ($^{\circ}\text{C}$)	d_f (μm)	X_V (%)
860	1350	9.20	100
530	"	9.19	100
50	"	9.15	100

· APENDICE 1

```

10 SCALE 0,3,0,250
20 XAXIS 0,0.2,0,3
30 YAXIS 0,10,0,250
40 PEN
50 DISP "Z";
60 INPUT Z
70 E1=3
80 X=(Z/1.0723E+16)+0.1606
90 B=126.5823*LOG(X+SQR(X*X+1))
100 X=(Z/1.5353E+14)+0.2595
110 S0=32.6797*LOG(X+SQR(X*X+1))
120 M=B-S0
130 X=(Z/2.5966E+15)+0.186
140 S2=71.9424*LOG(X+SQR(X*X+1))
150 C1=-11.1111*(LOG(1-((S2-S0)/M)+2))
160 PRINT "Z="Z;"S0="S0;"S2="S2;"M="M;
170 PRINT
180 FOR I=1 TO 1
190 E=-0.02
200 E=E+0.02
210 IF E>E1 THEN 310
220 S=S0+M*(1-EXP(-C1*E))+0.5
230 IF I=1 THEN 280
240 S8=S1*(1-EXP(-1.597*((E-0.8998*E2)/E2)+1.2211)))
250 S=S-S8
260 IF I=3 THEN 290
270 S=S8
280 S=S/1
290 PLOT E,S,-2
300 GOTO 200
310 PEN
320 NEXT I
330 DISP "LETTER,PRESS STOP,CONT";
340 LETTER
350 STOP
360 DISP "HAVE YOU FINISH";
370 INPUT P
380 IF P=0 THEN 50
390 DISP "NUCHAS GRACIAS";
400 END

```

APENDICE 2

```

110 SCALE 0,3,0,250
120 XAXIS 0,0.2,0.3
130 YAXIS 0,10,0,250
140 PEN
150 DISP "Z";
160 INPUT Z
170 E1=3
180 X=(Z/1.76E+17)+0.1357
190 B=132.8021*LOG(X+SQR(X*X+1))
200 X=(Z/4.0945E+16)+0.2016
210 S5=75.7576*LOG(X+SQR(X*X+1))
220 B1=B-S5
230 B2=0.871*Z+0.14
240 X=(Z/3.19E+19)+0.17
250 S0=66.2252*LOG(X+SQR(X*X+1))
260 B=B-S0
265 R=0.4343*LOG(Z)
266 G=0.0194*R
267 M=-0.5475+G
270 E2=10+M
280 X=(Z/3.77E+16)+0.1965
290 S2=78.125*LOG(X+SQR(X*X+1))
300 A0=(S2-S0)/((0.1)+0.5)
310 C=(A0+E2+0.5/B)+2
320 C1=-5*LOG(1-((S2-S0)/B)+2)
330 PRINT "Z="Z;"EP="E2;"SS="S5;"B2="B2;
340 PRINT
350 FOR I=1 TO 3
360 E=-0.02
370 E=E+0.02
380 IF E>E1 THEN 480
390 IF E<0.8998*E2 AND I=2 THEN 370
400 S=S0+B*(1-EXP(-C*E))+0.5
410 IF E<0.8998*E2 OR I=1 THEN 460
420 S8=B1*(1-EXP(-1.597*((E-0.8998*E2)+1.2211)))
430 S=S-S8
440 IF I=3 THEN 460
450 S=S8
460 PLOT E,S,-2
470 GOTO 370
480 PEN
490 NEXT I
500 DISP "LETTER,PRESS STOP,CONT";
510 LETTER
520 STOP
530 END

```

Apendice III. Programa que simula el proceso de laminación
en caliente de acero inoxidable AISI 304.


```

WRITE(2,5011) (P(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5011) (F(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5012) (O(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5013) (D(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5014) (CP,EP(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5014) (SM,FO(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5014) (SI,X(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5016) (STY(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5017) (RAD(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5018) (VM(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5018) (SM(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5020) (VC(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5022) (WC(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5022) (WCH(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5024) (WCH(JP),JP=1,NPA)
IF(LORSE) CALL DCFHEA(10,NPA)
IF(LORSE) CALL DCFHEA(NLO,NPA)
IF(TORSE) CALL DCFHEA(NLO,NPA)
CI=CI * I
DC=THICKN(1)/(2.*WDR)
DI=WIDTH/(2.*WAC)

```

```

C*
40 WRITE(2,5020) D1,D2,SMP,NVC,NPA,CI
MMI=INT(1+NVC/1.75)
NR=MWR
NR=NR

```

```

SS(1,1,1)=1.
SS(1,4,1)=66
SS(1,5,1)=0.
DO 21 M=1,NVC
S(1,1,M)=100.
S(1,4,M)=66
S(1,5,M)=0.
MCA(M)=1
STL(M)=STEMP
DO 21 M=1,NVC
A(M,M)=STEMP

```

```

C*
20 CONTINUE
DO 31 M=1,NVC
U(M)=STEMP

```

```

C*
30 CONTINUE
Z1=STEMP
OTIC=

```

```

C*
DO 50 JP=2,NPA
THICKN(JP)=THICKN(JP-1)*(1-P(JP-1))

```

```

C*
50 CONTINUE
DO 55 JP=1,NPA
E(JP)=1.15*PLSS(THICKN(JP)/THICKN(JP+1))
CI(JP)=F(JP)*SPLED(JP)
EI(JP)=11(JP)/SQRT(RAD(JP)*(THICKN(JP)-THICKN(JP+1)))
IF(EI(JP).GE.1) WRITE(2,5026) JP

```

```

C*
55 CONTINUE
WRITE(1,5030) (THICKN(JP),JP=1,NPA)
WRITE(1,5030) (E(JP),JP=1,NPA)
WRITE(2,5030) (EI(JP),JP=1,NPA)
SI=522. + 0.0077*(STEMP-500.)
RI=7450. - 0.005*(STEMP-500.)
COND=22.4+L1-D1*(STEMP-500.)

```



```
60 Y0=Z1
70 IAC(2*JP-1)=(STIME(JP)-STIME(JP-1)+S(JP-1))/Z(4*JP-3)+W.99999
Z(4*JP-1)=(STIME(JP)-STIME(JP-1)+S(JP-1))/IAC(2*JP-1)
Z(4*JP-1)=Z(4*JP-1)
Z(4*JP-1)=Z(4*JP-1)
I(3*JP-1)=(A*JP-1)/C(2*JP-1)+IR(JP-1)
I(3*JP-1)=I(3*JP-1)
I(3*JP-1)=I(3*JP-1)
CONTINUE
```

```
WRITE(6,5450) (IAC(JP),JP=1,NPA22)
```

C*
C*
C*
C*
C*

```
JP=0
IU=0
JP=1
Y=0
IPF=1
IP3=1
DZ=Z(1)
KPS=KPS10
KD=KAD(1)
```

C*
C*
C*

OXIDE TEMPERATURE DEFINITION

```
H=0.012474*STEMP+.6875+4.7628E-11*(STEMP+273)**4
DO 80 N=1,NVC
OXISUT(N)=(H*OXIH)/Z.51
CONTINUE
DO 90 N=1,NVR
OXLSUT(N)=(H*OXTH)/Z.51
CONTINUE
```

C*
C*
C*
C*
C*

ATTENTION THIS IS THE START OF THE OVERALL LOOP

```
100 IF (IU.EQ.1(3*JP-2)) DZ=Z(4*JP-2)
IF (IU.EQ.1(3*JP-1)) DZ=Z(4*JP-1)
IF (IU.EQ.1(3*JP)) DZ=Z(4*JP)
Y=Y+DZ
IU=IU+1
COND=23.6+.11071*(21-500.)
S1=70702-10.5*(21-500.)
S1=S1+.400677*(21-500.)
D11=1.7E-11*D1
D12=1.7E-11*D2
CONS1=S1*S1+D1*D2
CONS2=D12*(KMS-1.25)/(2.*NVR*COND)
CONS3=D11*(MVC-1.25)/(2.*NVC*COND)
Z1=0
```

C*
C*

HEAT B/W SLAB ELEMENTS

```
110 IFFAS=I(3*JP)+IK(JP)
DO 250 N=1,NVC
DO 220 M=1,NVE
Q=0
IF (N.EQ.1) GO TO 115
Q=DZ*(COND+DZ*A(A(N,M-1)-A(N,M))/D1
IF (N.EQ.NVC) GO TO 120
110 Q=Q-DZ*COND+DZ*(A(N,M)-A(N,M+1))/D1
```

```

130 GO TO 140
135 STL(N) = STL(N) - OXLSOT(N)
    OX = 1 - 0.75 * STL(N) + 0.75 * (STL(N) + 273) ** 4
    OXLSOT(N) = (O(N) * OX) / 2.51
140 H = H + O(N) * OX
145 IF (N.EQ.1) GO TO 150
    O = 1 + 0.14 * OX * (N-1) - A(N,N) / OX
    IF (O.EQ.0) GO TO 170
160 H = H - O(N) * OX * (N-1) - A(N,N) / OX
    GO TO 140
170 IF (O.LT.0) GO TO 180
    IF (O.LT.0) GO TO 195
    IF (O.LT.0) GO TO 180
    CALL FUNC (M, AS, CUVOR, OZ, V1, V2, SE, AS, NRRK, RD, D1, WNR, D2, COND
    , T1, D1, NVC1, KPS, IPF, AVE, AS, DS, DS, V, R, Z, DSRV, R, RST, U, T, F, A
    , T, SE, V, V, MAIPK)
    GO TO 140
180 H(N) = H(N) - OXLSOT(N)
    H = 1 - 0.75 * STL(N) + 0.75 * (STL(N) + 273) ** 4
    OXLSOT(N) = (H * OXTP) / 2.51
    GO TO 140
195 H = H * OX
200 A = A - H * OX
210 T(N,N) = A(N,N) * OX / CONST1
220 CONTINUE
230 H(N) = 1 - A(N,N) - H * OX
235 CONTINUE

```

```

C*
NO 240 H=1,AMP
STL(N) = T(N,NVC) - G(N) * CONST3
240 CONTINUE

```

```

C*
C*
C*
IF (IU.GT.1(3*JP).AND.IU.LE.1(NPAS)) GO TO 241
YDIF = Y - Y1
IF (IPS.EQ.KPSG.AND.STRUCT.AND.NP.NE.0) GO TO 243
IF ((YDIF.GE.TMIN.OR.IU.EQ.1(3*JP)).AND.STRUCT.AND.NP.NE.0)
GO TO 243
IPS = IPS + 1
GO TO 245
241 DO 242 I=1,IR
    DEFTER(N) = (A(NN,MNT) + T(NN,MNT)) / 2.
242 CONTINUE
GO TO 246

```

```

C*
243 TS = TS + YDIF
DL = T
DT = T
WRITE(2,5133) Y,TS
WRITE(2,5135)
DO 244 I=1,OME
    PRAVTE(N) = PRAVTE(N)
    PAVTE(N) = T(N,MNT)
    PRCENT(N) = (PRAVTE(N) + PAVTE(N)) / 2.
    DO = I * (NE)
    CALL TUI(N,DO,DIFFER,TS)
    J01 = N * (Y)
DO 244 I=1,JO1
IF (S(11,1,N).GE.99.999999.AND.S(11,5,N).EQ.0.) GO TO 247
Y = S(11,1,N) / 100.
CONST = S(11,5,N) * S(11,5,N)
IF (J01.EQ.1) GO TO 248

```

```

ME=DL+Y/(S(I1,2,N)*CONST)
DT=DT+Y*CONST/S(I1,2,N)
GO TO 242
242 IF(S(I1,3,N).EQ.1.) GO TO 245
DL=DL+X/(S(I1,2,N)*CONST)
DT=DT+X*CONST/S(I1,2,N)
GO TO 244
245 X1=X(I1,1,N)/100.
Y1=(S(I1,1,N)+S(I1+1,1,N))/100.
LUI3=S(I1,3,A)
YF(S(I1,3,N),DT,S(I1,4,N)) LUIS=S(I1,4,N)
DL=DL+((X1*(1./5.))+X1*(1./5.))/LUI3
DT=DT+((Y1*(1./5.))+Y1*(1./5.))/LUI3
GO TO 244
247 DL=DL+Y1*(1./S(I1,1,N)*S(I1,4,N))
DT=DT+X1*(1./S(I1,1,N)*S(I1,4,N))
248 CONTINUE
AVGS=DT/50*DT(DL,DT)
WRITE(2,6134) AVGS
Y1=Y
IF(KPS4.GT.410) KPS4=400
KPS4=2*KPS4
ZPS=1
C*
C*
C*
249 DO 251 M=1,NVC
DO 251 N=1,NWR
A(M,N)=T(M,N)
Z1=Z1+T(M,N)
251 CONTINUE
Z1=Z1/(NVC*NWR)
C*
C*
C*
IF(IU.EQ.1(3*JP).OR.JP.EQ.1(PA1)) GO TO 260
C*
DO 257 N=1,NR
SPRT(N)=T(M,INT)
257 CONTINUE
C*
Z1=Z1
C*
CALL CINCRC(T,B,NVC,NWR,STL,Z,DZ,D2,KPR,NRRX,KPS,A,U,JP,NWR1
,D2,NRR,NP,IR,NR)
GO TO 257
260 IF(JP.EQ.1) GO TO 270
EEP=STRT(JP-1)+3(JP-1)
EEP1=EEP+1*401
IF(Y.GT.EEP.AND.EEP1.GT.Y) GO TO 280
270 IF(IU.EQ.KPS) GO TO 280
IF(IU.EQ.1(3*JP-1)) GO TO 280
IF(IU.EQ.1(3*JP-1).OR.IU.EQ.1(3*JP-2)) GO TO 280
LPI=LPI+1
GO TO 257
C*
C*
C*
NEXT BLOCK PRINTS MATRIX T
280 TRT1=Y+DTIG
WRITE(2,6100) Y,TRT1,D2,Z1,DZ
IF(.NOT.ASTER) GO TO 317
DO 290 M=1,NVC
DO 290 N=1,NWR
T(M,N)=A(M,N)

```

```

T(NWR1,0)=U(N)
Y(N,0001)=STL(N)
CONTINUE
C* CALCULATION OF DISTANCES FROM THE SURFACE
DO 307 I=1,MR
  Y(N,001)=((MR-I+1,0)*DPZ
307 CONTINUE
C*
T(NWR1,NVC2)=0
T(NWR1,NVC1)=STL(NWR1)U(NVC)-A(NWR,NVC)
C*
DO 311 I=1,NWR1
  IF(NVC,01,311) GO TO 315
  WRITE(2,670) (I(N,I),I=1,NVC2)
  GO TO 317
308 WRITE(2,676) (I(N,I),I=1,NVC2,2)
311 CONTINUE
  IF(C,01,IFPLT) GO TO 315
  WRITE(3,970) T(1,1),Z1,U(1),TRTI
  IF (Y,ST,EXP,AND,ESP,GT,Y) GO TO 315
  KPS=2*KPS
315 IPE=1
C*
320 IF(TH,EQ,1(S+NPA1)) GO TO 321
  IF(TH,LT,((S+JP)) GO TO 100
  IF(TH,LE,1(S+JP)) GO TO 350
C* IF MORE OF THE PREVIOUS IS TRUE IT SHOULD BE DURING A PASS
C*
CALL RCHAR2(IU,1,PPAS,30,32,33,34,THICKN,RO,NWR,C1,C
  T,R,U,STL,Z0,Z1,NVC,D2,SPEED,JP,SGA)
  IF(IU,GE,1,PPAS) GO TO 100
  CALL DEGENC(NWR,NVC,3,T,6,STL,0,D1,D2,KPAC,KPS,Z
  JP,32,NWR,NWR1,D22)
  KPS4=4*KPS
C*
RD=RAD(JP)
IF(C,GT,STRUCT) GO TO 100
C*
C*
C* AVERAGE STRUCTURE CALCULATION
C*
IF(MP,GO,1) NVC=1
IF(MP,EQ,1) GO TO 329
3210 N1=0
DO 327 K=1,MR
  N1=N1+NOA(N)
327 CONTINUE
IF(N1,GT,50) N1= 50
DO 328 J=1,8
DO 328 I1=1,N1
  SS(I1,J,1)=0.
328 CONTINUE
C*
N2=0
DO 330 I=1,MR
  NN=N+1
  JQ1=NOA(N)
C*
DO 326 I1=1,JQ1
C*
N3=NN + 1
JQ3=NN
DO 321 J=1,JQ3

```

```

IF (S(11,1,1),EQ,0) GO TO 321
F2=ABS(S(11,5,1)-S(11,5,2))
IF (F2,GE,0.001) GO TO 321
NR=NR+1
GO TO 320
321 CONTINUE

```

```

C*
SS(N,1,1)=S(11,1,1)
P1=S(11,1,1)*S(11,1,1)
P1=S(11,1,1)
F2=ABS(S(11,5,1)-S(11,5,2))
X1=11+1
IF (X1,GT,101) GO TO 323
DO 322 I1=X1,101
F2=ABS(S(11,5,1)-S(11,5,2))
IF (F2,GE,0.001) GO TO 322
SS(N,1,1)=SS(N,1,1)+S(12,1,1)
P1=P1+S(12,1,1)*S(12,1,1)
P1=P1+S(12,1,1)
322 CONTINUE

```

```

C*
323 IF (NR,GT,NR) GO TO 325
C*
DO 324 I1=NR,NR
JQ2=NOA(I1)

```

```

C*
DO 324 I1=1,101
F2=ABS(S(11,5,1)-S(11,5,2))
IF (F2,GE,0.001) GO TO 324
SS(N,1,1)=S(11,1,1)+S(11,1,1)
P1=P1+S(11,1,1)*S(11,1,1)
P1=P1+S(11,1,1)
324 CONTINUE

```

```

C*
325 SS(N,1,1)=SS(N,1,1)/NR
SS(N,1,1)=P1/P1
326 CONTINUE

```

```

C*
WRITE (2,6125)
WRITE (2,6127) (SS(I1,1,1),SS(I1,5,1),SS(I1,4,1),I1=1,NO)
IF (1,GE,1(N*NP+1)) GO TO 350
329 Z71=(Z1+Z2)/2
CALL LOGD(1,Z71,SS,NO,NP)

```

```

C*
C* STRUCTURE CONDITIONS AFTER PASS
C*

```

```

YDIF=S(NP)/2.
DO=2(NP)
IS=1
DO 334 N=1,MMR
DEFTEN(N)=(1(N,MMT)+SPRT(N))/2.
ZP(N)=1(NP)*EXP(413000/(3.31*(DEFTEN(N)+273)))
H2(N)=YDIF*EXP(-413000/(3.31*(DEFTEN(N)+273)))
JQ1=NOA(N)
H1=0
DO 334 I1=1,JQ1
X1=H1+1
SS(N,1,1)=
C1=S(NP)+S(I1,5,N)
IF (S(11,1,1),EQ,0) AND (S(11,5,N),EQ,0) GO TO 331
IF (S(11,1,1),EQ,0) GO TO 331
X=S(11,1,1)/100.0
X1=(S(11,1,1)+S(11+1,1,1))/100.0
GS=S(11,5,N)*((X/X1)**(1/3))

```

```

GO TO 331B
331  NS=SC(1,1,1,1)
C*
331  EC=7.2455*(ZP(N)+.0194)
IF (E) GOTO 332
WRITE(2,911L) =,EL,EC,ZP(N)
C*
DYNAMIC DECAYS TALL(SAT10N)
332  T1=1.15E-15*G0*G0*(ZP(N)**(-7.56))
T1=T1*(ZP(42)-1)/(C.51*(DEFILK(N)+273))
T1=T1/(1-E*(1.55*(E0-.781)/C)**2)
333  SS(N0,1,1)=S(1,1,N)
SS(N0,2,1)=OS
SS(N0,3,1)=G0
SS(N0,4,1)=G0
SS(N0,5,1)=G0
SS(N0,6,1)=G0
SS(N0,7,1)=
C*
334  CONTINUE
N0A(N)=N0
DO 335 J=1,3
DO 335 K=1,N
S(IK,J,N)=S(IK,J,1)
335  CONTINUE
336  CONTINUE
C*
WRITE(2,913G)
WRITE(2,913G)N0
WRITE(2,9137)
DO 337 N=1,NWR
N1=N0A(N)
DIST(N)=(N0A-N1+.5)*D22
WRITE(2,914G)(DIST(N),S(IK,1,N),S(IK,4,N),S(IK,5,N),S(IK,6,N),
DEFTE*(1),IK=1,N1)
337  CONTINUE
WRITE(2,913F)
C*
DO 338 N=1,NWR
RAVYEN(N)=T(N,NNT)
338  CONTINUE
Y1=Y
GO TO 100
C*
C*
339  CALL ABCD(BSRX,W,R,RST,F,MVC,RD,SPEED,D2,D1,R1,S1
=,NWR,TRO,RTC,RLC,H1,IC,THICKW,DZ,EO,B2,B3,B4,NRRX,A5,S3,COND8
=,RS,Z9,VS,NNR,VAC,TRISE,LOADS,TOROS,RTEMP,Z1,C,C1,P,JP)
C*
SL=1.
C*
GO TO 100
C*
C*
350  IF(I)PLOT)WRITE(3,901G)
IF(STRUCT)WRITE(4,901G)
1500  CONTINUE
IF (I)PLOT) WRITE(3,902G)
IF (STRUCT) WRITE(4,902G)
STOP
C*
C*
5010  FORMAT(7L3)
5020  FORMAT(A5)
C*

```


C* HAS BEEN OBTAINED FROM THE BOTTOM SURFACE TEMPERATURES ARE READ WHEN
 C* THIS HAS BEEN DONE THE SIDE SURFACE TEMPERATURES ARE INPUT, READING
 C* AND PRINTING OF THE NEAR TEMPERATURE, GRAIN SIZE AND CURRENT TIME
 C* IS ALSO DONE.

```

C*
C* DIMENSION A(60,20), T(60,20), STL(60), U(20)
C* READ (1,/) DTIG,Z1,SS
C* READ (1,/) ((A(N,M),M=1,NVC),N=1,NWR), ((U(M),M=1,NVC), STL(N),
C* N=1,NWR)
C* T(NWR,NVC)=1.
C*
C* DO 10 N=1,NVC
C*   T(NWR,N)=U(N)
C*   DO 11 M=1,NWR
C*     T(M,N)=A(M,N)
C* 10 CONTINUE
C*
C* DO 20 M=1,NWR
C*   T(M,NVC)=STL(M)
C* 20 CONTINUE
C*
C* WRITE(2,5000) DTIG,Z1,PTEMP
C*
C* DO 40 N=1,NWR
C*   IF(NVC.GT.14) GO TO 30
C*   WRITE(2,5010) (T(N,M),M=1,NVC)
C*   GO TO 40
C* 30 WRITE (2,6010) (T(N,M),M=1,NVC,2)
C* 40 CONTINUE
C* RETURN
C*
C*
C* 6000 FORMAT (1H,"TIME OF DIST.=",F8.5,1X,"PLAN TEMP.=",F7.2,1X,
C*   -"ROLL TEMP.=",F2.0)
C* 6010 FORMAT(1H,"1556.2")
  
```

C* END
 C* SUBROUTINE C1=CHC(T,G,MVC,NWR,STL,Z,DZ,D2,KPR,HRRX,KPS,A,U,JP,
 C* NWR1,D22,HRR,NF,IK,NWR0)

C* CURRENTLY TO INCREASE THE NUMBER OF ELEMENTS BY A FACTOR OF 3.
 C* THE ELEMENTS THICKNESS IS REDUCED ACCORDINGLY AND THE NEW
 C* ELEMENTS TEMPERATURES EXTRAPOLATED

```

C* DIMENSION T(60,20),G(50),Z(50),A(60,20),U(20),STL(60),IR(20)
C*
C* C13=1./3.
C* C25=2./3.
C* C47=4./3.
C* C16=1./6.
C* C56=5./6.
C*
C* DO 11 M=1,NVC
C*   DO 10 N=1,NWR
C*     T(5*N-1,M)=A(N,M)
C* 10 CONTINUE
  
```

```

C* DO 21 M=1,NVC
C*   T2=7./6*A(2,M)-A(1,M)-A(3,M)
C*   IF(T2.EQ.0) GO TO 15
C*   T5=A(5,M)+3.*A(1,M)-2.*A(2,M)
C*   T(1,M)=A(1,M)+(T5**2)/(3.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)-C13)**2
C*   T(3,M)=A(1,M)+(T5**2)/(3.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)+C13)**2
  
```

```

GO TO 2
14 T(1,4)=G((1,4)-A(2,4))/S.+G(1,4)
T(2,4)=2.*A(1,4)-A(2,4))/S.+G(2,4)
20 CONTINUE

```

C*

```

40 N1=NWR-1
DO 50 M=1,NVC
DO 30 N=2,NWR
T4=2.*A(N,1)-A(N-1,1)-A(N+1,1)
T5=A(N,2)+3.*A(N-1,2)-4.*A(N,2)
T(3*N-2,M)=A(N-1,M)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)+C23)**2
T(3*N,M)=A(N,M)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)+C43)**2
GO TO 50
25 T(3*N-2,M)=(A(N-1,M)-A(N,M))/S.+G(N,M)
T(3*N,M)=2.*A(N-1,M)-A(N,M))/S.+G(N,M)
50 CONTINUE

```

C*

```

DO 40 M=1,NVC
T4=2.*A(NWR-1,M)-A(NWR-2,M)-A(NWR,M)
T5=A(NWR,M)+3.*A(NWR-1,M)-4.*A(NWR-1,M)+4.*A(NWR-2,M)
T6=A(NWR-2,M)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/3.*(T5/T4+5.))**2

```

C*

```

T4=2.*A(NWR,M)-T6-U(M)
T5=U(M)+3.*A(NWR,M)

```

C*

```

T(3*NWR-2,M)=T4+(T5**2)/(8.*T4)-2.*T4*(T5/(4.*T4)+C15)**2
T(3*NWR,M)=T6+(T5**2)/(8.*T4)-2.*T4*(T5/(4.*T4)+C55)**2

```

```

40 CONTINUE

```

C*

C*

C*

```

DO 50 M=1,NWR
G(3*N-1)=S1L(M)
50 CONTINUE

```

C*

```

T4=2.*S1L(2)-S1L(1)-S1L(3)
IF(T4.EQ.0) GO TO 52
T5=S1L(2)+3.*S1L(1)-4.*S1L(2)
S(1)=S1L(1)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)+C13)**2
S(3)=S1L(3)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)+C13)**2
GO TO 54
52 G(1)=(S1L(1)-S1L(2))/S.+S1L(1)
G(3)=2.*(S1L(1)-S1L(2))/S.+S1L(2)

```

C*

```

54 DO 60 N=2,NWR
T4=2.*S1L(N)-S1L(N-1)-S1L(N+1)
IF(T4.EQ.0) GO TO 55
T5=S1L(N+1)+3.*S1L(N-1)-4.*S1L(N)

```

C*

```

G(3*N-2)=S1L(N-1)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)+C23)**2
G(3*N)=S1L(N)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/2.*(T5/(2.*T4)+C43)**2

```

```

GO TO 55
55 G(3*N-2)=(S1L(N-1)-S1L(N))/S.+S1L(N)
G(3*N)=2.*(S1L(N-1)-S1L(N))/S.+S1L(N)
60 CONTINUE

```

C*

```

T4=2.*S1L(NWR-1)-S1L(NWR-2)-S1L(NWR)
T5=S1L(NWR)+3.*S1L(NWR-2)-4.*S1L(NWR-1)
T6=S1L(NWR-2)+(T5**2)/(8.*T4)-T4/3.*(T5/T4+5.))**2

```

C*

```

T4=S1L(NWR)-T6+(NWR,NVC)-U(NVC)
T5=3.*T6-A(NWR,NVC)+U(NVC)-3.*S1L(NWR)
G(3*NWR-2)=T6+(T5**2)/(8.*T4)-2.*T4*(T5/(4.*T4)+C16)**2

```

$$G(1) = T0 + (15 * Z) / (R * AT4) * 2 * AT4 * (15 / (4 * AT4) + C56) * * 2$$

```

C*
NMP=3*4*4
NIR=NRN-1
NIR=NRN
DZ=DZ/3
NIR1=NIR-1
DZ=1/3 * DZ
NRRX=1 * (JP)
KPC=KPE
DZ=7 * (1-JP)

```

```

C*
DO 70 N=1, NVC
DO 70 N=1, NWR
A(N, A)=T(N, F)
70 CONTINUE

```

```

C*
DO 80 N=1, NWR
STL(N)=C(N)
80 CONTINUE

```

```

C*
NP=JP
RETURN
END

```

```

C*
SUBROUTINE ADAC(DSRY, W, K, RST, F, NVC, RD, SPEED, DZ, D3, R1, S1, NWR, TRO,
- TRC, RLO, HI, IR, THICKN, DZ, E1, E2, E3, E4, NRRX, A5, S8, CONDS, R3, Z9, V8,
- GMP, VMC, FAISE, LOAD, TCONS, RTEMP, Z1, C, C1, P, JP)

```

```

C*
DEFINING ROLLING CONDITIONS AT THE BEGINNING OF THE PASS
C*
DIMENSION DSRY(10), W(10), K(10), RST(20), F(10), DZ(20), SPEED(20),
- TRO(20), IR(20), TRO(20), RLO(20), THICKN(20), P(20)
COMMON /WORK/ W(20), K(20), RST(20), F(20), P(20)
COMMON /WORK/ Z9(20), E1(20)

```

```

C*
LOGICAL FAISE, LOAD, TCONS, STRUCT
PARAMETER /WORK/ COULEN, STRAIN, STRENG, Z9NL

```

```

C*
DO 10 IRR=1, NVC
DO 10 IRR=1, NWR
R(IRR, J) = R(IRR, J)
RST(IRR) = RTEMP
10 CONTINUE

```

```

C*
Z9=RTEMP
S8=527.154
COND3=46.4424
R3=7793.
A5=1.4 * SQRT(DZ * Z. * 1.E-08 + CONDS / (S8 * R3))
V8=85 * D1
DSRY(1) = RD - SQRT(RD * * 2 - 2. * F + 04 * A5 * RD)
U(1) = SQRT((RD * * 2 + (RD - DSRY(1)) * * 2) / 2.)
DS1=DSRY(1)

```

```

C*
DO 20 IRR=2, NWR
DSRY(1, IRR) = R3 - SQRT((RD - DSRY(1, IRR-1)) * * 2 - A5 * 2. * E + 04 * RD)
U(1, IRR) = SQRT(((RD - DSRY(1, IRR)) * * 2 + (RD - DSRY(1, IRR-1)) * * 2)
- / 2.)
20 CONTINUE

```

```

C*
DZ=SPEED(JP) * DZ / RD
E1=1. - (THICKN(JP) - THICKN(JP+1)) / (2. * RD)

```

```

T1=SQRT(1.-R1*R1)
R1=ATN(T1/R1)
R2=R1-0.472
D1=D2
D2=(RD*(1-COS(R2))+THICKN(JP+1)/2.)/WNR

```

```

C*
C* C=C1
C*
C* R1=R1-0.4
C* D3=(RD*(1-COS(R3))+THICKN(JP+1)/2.)/WNR

```

```

C*
C* IF(TEMP) GO TO 30
C* IF(LOAD) GO TO 40
C* IF(YIELD) GO TO 50
C* IF(STRUCT) GO TO 20
C* WRITE(2,6120)Z9
20 RETURN
30 Z9=TPO(JP)/IP(JP)
C* WRITE(2,6120) Z9
C* RETURN

```

C* STRENGTH IS ESTIMATED FROM ALEXANDER'S FORMULA :

```

C* P=VKL(P1/Z1L/R1+R2)
C*
C* 40 CONLEG=SQRT(RD*(THICKN(JP)-THICKN(JP+1)))
C* STRENG=1.833*PLO(JP)/(VNC*D1*CONLEG*(1.57+CONLEG/(THICKN
C* -(JP)+THICKN(JP+1))))
C* STRAIN=1.155*ALOG(1/(1-P(JP)))
C* Z9=STRENG*STRAIN/(R1*S1*IR(JP))
C* Z9AL=Z9
C* WRITE(2,CHECK1)

```

```

C*
C* WRITE(2,6020)Z9
C* RETURN
C* 50 Z9=DTO(JP)/(2.+D1*VNC*R1*S1*IR(JP)*SQRT(THICKN(JP)*THICKN
C* -(JP+1)))
C* WRITE(2,6020)Z9
C* RETURN

```

```

C*
C* 20 FORMAT(10,40X,"TEMP. RAISE DURING INTERVAL:",3X,F6.2)
C*
C* END

```

```

C*
C* SUBROUTINE GATERP(R,U,STL,Z9,Z1,NVC,NWR,SPEED,DS,RS,JP,NOA
C* -,DS,T)

```

C* SUBROUTINE TO ADD THE TEMPERATURE RAISE AT EACH INTERVAL DURING THE PASS

```

C*
C* DIMENSION T(41,22), A(60,20), NOA(20), U(20), STL(60), SPEED(20)
C* COMMON/LINK1/D1,D3,SL,OL,NWR,NUMINT,STRUCT
C* COMMON/STORF/C(40,8,20),SS(50,8,1)
C* COMMON/WORK/E(20),L1(20)
C* COMMON/STRENG/S1,D1,AL,IP,C,THICKN(21),RAD(20)
C* COMMON/LINK2/D1,S1,WNC,WNR,RAVTEM(20),DEFTEN(20)
C* EXTERNAL ABIMP
C* LOGICAL STRUCT
C* IF(STRUCT) GO TO 40

```

```

C*
C* DO 10 N=1,NVC
C* DO 10 U=1,NWR
C* A(N,U)=A(N,U)+Z9
10 CONTINUE

```

C*

```

60 20 N=1, NVC
H(N)=H(N)+Z9
20 CONTINUE

```

```

C*
60 30 N=1, NVC
STL(N)=STL(N)+Z9
30 CONTINUE

```

```

C*
C*
70 Z1=Z1+Z9
GO TO 20
60 40 E1=1.155*ALOG(C0/05)
E1INC=E1/(C*SP+D(JP)/(RD*(R0-R3)))
HUMIN1=10
UL=SL+1.25
Z1=0

```

```

C*
C*
60 70 N=2, NMAX, 3
VP=N/3+1
Z=FTINC*EXP (475*Z1/(3.11*(DEFTEB(NN)+275)))
M1=106(4L)
AREA1=1
XB=(Z/1.70E17)*X1.135
R1=1.32E-05*ASINH(X)
XB=(Z/4.50E16)*X1.2016
R2=75.5076E-05*ASINH(X)
XB=(Z/3.19E19)*X1.117
R3=65.2603*ASINH(X)
R1=R1-R2
R1=R1-R3
X=(Z/3.17E16)*X1.104
R1=75.3235E-05*ASINH(X)
R1=(R1-1.51)/SQRT(1.2)
C=(47/31)*X1

```

```

C*
60 50 I=1, 100
EP=1.155*ALOG(Z*0.2194)
CALL SIMPLX (I, STR, S, AREA, S, NN, JP)
AREAT=AREAT+S(I, 1, NN)*AREA/100
50 CONTINUE

```

```

C*
AREAT=AREAT*1.1+5
Z9=AREAT/(R1*S1)
STL(N)=STL(N)+Z9

```

```

C*
60 60 N=1, NVC
A(N, 0)=A(N, 0)+Z9
A(N-1, M)=A(N-1, M)+Z9
A(N+1, M)=A(N+1, M)+Z9
Z1=Z1+A(N, M)+A(N-1, M)+A(N+1, M)
60 CONTINUE

```

```

C*
IF(C, LT, NRC) GO TO 70

```

```

C*
60 65 M=1, NVC
H(N)=H(N)+Z9
65 CONTINUE
70 CONTINUE
SL=UL
Z1=Z1/(VRCADNR)
60 70 N=1, NVC
60 80 M=1, NVC
T(J, 0)=A(N, M)

```

CONTINUE
100

DO ROUTINE THROUGH AS CONST, DZ, V1, V3, SR, RA, NRRX, RD, D1, WNR, D2, COND,
-S1, R1, NVC1, RPS, IPR, DVC, S3, O3, S2, C, P, D, DSRV, W, RST, U, T, F, A, NWR, VNC,
-RATPR)

CALCULATION OF HEAT TRANSFER BETWEEN SLAB AND ROLL
AND ROLL TEMPERATURE DISTRIBUTION

DIMENSION A(1), B(1), DSRV(100), W(100), RST(20), T(61, 22), F(101, 21),
-A(61, 20), B(21)

LOGICAL BAIPEL
I(0)=0
CONST=AS*COND*DZ/D1
CONST1=D1*COND*DZ*1.E-04
QUOT=VR*S3*K
DPRX1=VR*X+1
NRRX=NRRX

BACKWARDS DO LOOP JD IS A DUMMY COUNTER

DO 50 JD=1, NRRX
IRRA=NRX1-JD
HRJ=0

IF (IRCB, JD, 1) GO TO 13
HRJ=(R(IRRA, IRCB-1)-R(IRRA, IRCB))*CONST
IF (IRCB, 1, NVC) GO TO 20

10 HRJ=HRJ-(R(IRRA, IRCB)-R(IRRA, IRCB+1))*CONST
20 IF (IRRA, JD, 1) GO TO 30
HRJ=HRJ+(R(IRRA-1, IRCB)-R(IRRA, IRCB))*CONST1*(RD-DSRV(IRRA
-1))/DPRX1*(W(IRRA-1)-W(IRRA))
IF (IRRA, 1, NRRX) GO TO 40
HRJ=HRJ-(R(IRRA, IRCB)-R(IRRA+1, IRCB))*CONST1*(RD-DSRV(IRRA
-1))/DPRX1*(W(IRRA)-W(IRRA+1))
30 HRJ=HRJ-(R(IRRA, IRCB)-R(IRRA+1, IRCB))*CONST1*(RD-DSRV(IRRA
-1))/DPRX1*(W(IRRA)-W(IRRA+1))
40

50 HRJ=R(J)-R(IRRA, IRCB)-R(IRRA+1, IRCB))*CONST1*(RD-DSRV(IRRA
-1))/DPRX1*(W(IRRA)-W(IRRA+1))
D4=(1.0*WNR*DZ/3.0-SQRT(0.4444*(WNR*DZ)**2-R.0*WNR*COND*DZ/3.0
-S1*D1))/D4
D5=D4**2-2*RD*CONST1/QUOT
S1=D1*(D1*D2*S1*D1)-HRJ/QUOT
S2=C*DZ/10.0*(1.0/(D2*D1*S1*COS(B2))+D1*1.E-04/QUOT)
A1=C/2.0*(D5AD4*(JD-D4/A.0)/(WNR*COND+COS(B3)))+(RD**2-D5)
-/(D4*1000.0)
S3=C*(L(QUOT)-P(1, IRCB)+A1-A2*(U(W)-RST(IRCB)))/
*(D.0**24*S1)
A1=C*(U(W)-RST(IRCB))
A2=(A1+D.0**45)/10.0

T(0, 0)=A(WNR, 0)+A/(D1*D2*S1*A1)-A2*DZ/(D2*S1*R1*COS(B2))
U(0)=1.0*(WNR, 0)-A2*D5*D4*(WNR-D4/A.0)/(2*WNR*COND*COS(B3))
F(1, I(0))=R(1, I(0))+HRJ+A2*D1*1.E-04*DZ/QUOT
RST(1, I(0))=F(1, I(0))+A5*(RD**2-D5)/(2.0*RD*COND)
IF (WNR, WNC) GO TO 60
GO TO 111
60 R(IRRA, 1)=R(IRRA, I(0))+HRJ/QUOT
CONTINUE

70 Z=11
80

```

100 V=V*(I/CR)=1, NVC
110 Z=Z*(I/CR)=1, NVC
120 F(I,IRRA)=F(I,IRRA,IRCB)
130 Z1=Z*(I/CR)=1, NVC
140 CONTINUE

```

```

150 Z1=Z1/(I/CR)=1, NVC
160 IF(I/CR,DE,CR)=60 GO TO 110

```

```

170 PRINTING OF ROLL TEMPERATURES

```

```

180 DO 80 I=1, NVC
190 DO 40 IRRA=1, NRRX
200 F(I,IRRA)=UNT(I,IRRA)
210 F(I,IRRA+1,IRCB)=F(I,IRRA,IRCB)
220 F(I,IRRA+1,NVC+1)=F(I,IRRA)*T/CR
230 CONTINUE

```

```

240 F(1,NVC1)=Z0*1000.

```

```

250 WRITE(6,90)Z0
260 IF(NVT(I,ATLEF1)) GO TO 110

```

```

270 DO 100 IRRA=1, NRRX1
280 IF(NVC,OT,15) GO TO 90
290 WRITE(2,901) (F(I,IRRA,IRCB), I=IRCB, NVC1)
300 GO TO 100

```

```

310 WRITE(2,901) (F(I,IRRA,IRCB), I=IRCB, NVC1, 2)
320 CONTINUE

```

```

330 RETURN

```

```

340 FORMAT (1H,10X,"MEAN ROLL TEMP=",2X,F6.2)
350 FORMAT (1H,15F8.2)

```

```

360 END

```

```

SUBROUTINE FCHAS(Z0, I, FPAS, RD, B2, B3, B4, THICKN, RD, NWR, C1, C,
-T, R, U, STL, Z0, Z1, NVC, B2, SPEED, JP, NOA)

```

```

SUBROUTINE TO DECREASED ELEMENTAL THICKNESS AFTER EACH INTERVAL
DURING THE PASS

```

```

DIMENSION THICKN(21), NOA(20), A(60,20), U(20), STL(60), SPEED(20)

```

```

DIMENSION T(61,22)

```

```

COMMON/LIAR1/DE, B3, SL, UL, WNR, NUMINT, STRUCT

```

```

COMMON/STLEF/2(50,5,20), SS(50,5,1)

```

```

COMMON/LOK/ZE(20), Z1(20)

```

```

COMMON/LIAR2/A1, C1, NVC, WNR, RAVTEM(20), DEFTEM(20)

```

```

IF(CD,20,15FPAS) GO TO 10

```

```

CALL GATEFP(A,U,STL,Z0,Z1,NVC,WNR,SPEED,B0,B3,JP,NOA,RD,T)

```

```

B1=B0

```

```

B2=B1-B0

```

```

B3=B1-B4

```

```

C1=C1

```

```

D2=(THICKN(JP+1)/2.+(1.-COS(B2))*RD)/WNR

```

```

D1=(THICKN(JP+1)/2.+(1.-COS(B3))*RD)/WNR

```

```

RETURN

```

```

B1=D2-B4/2.

```

```

D2=(THICKN(JP+1)/2.+(1.-COS(B2))*RD)/WNR

```

```

C1=C1

```

```

CALL GATEFP(A,U,STL,Z0,Z1,NVC,WNR,SPEED,B0,B3,JP,NOA,RD,T)

```

```

C=C1

```

```

RETURN

```

END

SUBROUTINE DORENE (NWR,AVC,A,T,G,STL,D,DZ,KPAC,KPS,Z,
NIP,DZ,NWR,NWR1,DZ2)

DECREASES THE NUMBER OF ELEMENTS BY A FACTOR OF 3
AND INCREASES THE ELEMENTAL THICKNESS AT THE END OF THE PASS

DEFINITION A(0,20),T(A1,22),G(00),STL(00),D(20),Z(33)
NWR=NWR/3
NWR1=NWR
NWR1=NWR+1

DO 10 N=1,AVC
DO 10 L=1,NWR
A(N,L)=(T(3*N-2,N)+T(3*N-1,N)+T(3*N,N))/3.
T(N,N)=A(N,N)
10 CONTINUE

DO 20 N=1,AVC
G(N)=(STL(3*N-2)+STL(3*N-1)+STL(3*N))/3.
STL(N)=G(N)
20 CONTINUE

DZ=DZ*3.
DZ2=DZ2*3.
D1=D1+(1+D(JP)/100.)
KPS=KPAC
JP=JP+1

DZ=7(4*JP-3)

RETURN
END

SUBROUTINE EGRAN (D,I,ED,K,NO,T,TD)

CALCULATES GRAIN GROWTH AFTER COMPLETE RECRYSTALLISATION

COMMON/STORE/A(50,9,2,1),B(50,8,1)
COMMON/COND1/I2,I1,Z(20)

EC=(1.785*(Z(K)*K**2)**.5)
D1=1.5*(Z(K)*K**2)**.5*(D**1.5)
B(1,7,1)=(T-1)*EXP(-.5*(1.0+K)/EC))
D2=(D1**5)+7.7*12*EXP(-.5*(1.0+K)/EC))*(1/(T+273))-1/(TD+273))
D3=(D2**5)
B(N,7,1)=A(1,7,K)
IF(N**5)GO TO 30
B(N,8,1)=A(1,8,K)
B(N,9,1)=D1
B(N,10,1)=D2
B(N,11,1)=.
B(N,12,1)=11
B(N,13,1)=T
GO TO 40
30 B(N,14,1)
40 RETURN
END

SUBROUTINE MIXSER(I,D,ED,K,NO)

C* CALCULATES FRACTIONS OF MATERIAL WITH DIFFERENT ACCUMULATED STRAINS

```

C*
COMMON/TEMP/TA(5), T(20), B(50, 8, 1)
COMMON/CONDIT/TA(5), T(20)
IF (TA(1) - A(1, 1, K)) * (1 - EXP(-3*(T2/T1)**2))
B(1, 1, 1) = A(1, 1, K)
EC = 1.25 * (Z(K) ** 1.94)
D1 = 1.25 * (Z(K) ** 1.94)
D1 = D1 / ((1 - 1) * A(1, 1, 5))
A(1, 1, 1) = D1 * EXP(-2 * 5 * ((10 - 0.5) / EC))
B(1, 1, 1) = D1
B(1, 1, 1) = T1
B(1, 1, 1) = T1
B(1, 1, 1) = T1
GO TO 2
10 N1 = N1 + 1
20 N1 = N1 + 1
B(1, 1, 1) = A(1, 1, K) * (1 - EXP(-3*(T2/T1)**2))
IF (TA(1) - A(1, 1, K)) * (1 - EXP(-3*(T2/T1)**2))
B(1, 1, 1) = A(1, 1, K)
B(1, 1, 1) = A(1, 1, K)
B(1, 1, 1) = A(1, 1, K)
B(1, 1, 1) = T1
B(1, 1, 1) = T1
B(1, 1, 1) = T1
GO TO 6
30 N1 = N1 + 1
40 RETURN
END
SUBROUTINE TCF(K, 00, DEFTEN, TS)

```

C* CALCULATES STRUCTURAL CHANGES DURING AIR COOLING

```

DIMENSION DEFTEN(20)
COMMON/TEMP/A(5), T(20), B(50, 8, 1)
COMMON/CONDIT/TA(5), T(20), NOA(20), WS, K, T1, SPRT(20), W2(20)
COMMON/PR/COI/DIST(20)
J01 = 10A(K)
I = BMEANT(K)
T0 = DEFTEN(K)
Z = ZP(K)
EC = 1.25 * (Z(K) ** 1.94)
T2 = WS
W2(K) = (Z(K) + T2) * EXP(-42500 / (8.31 * (T + 273)))
W2 = 0

```

```

DO 170 I = 1, J01
N1 = N1 + 1
T1 = A(1, 1, K)
T2 = A(1, 1, K) * EXP(42500 / (8.31 * (T0 + 273)))
T0 = A(1, 1, K)
IF (T1 - T2) GO TO 120
IF (A(1, 1, K) * 81 * A(1, 1, K)) GO TO 120
IF (A(1, 1, K) * 20 * T0) GO TO 170
IF (A(1, 1, K) * 20 * T0) GO TO 35
IF (A(1, 1, K) * 81 * A(1, 1, K)) GO TO 75
B(1, 1, 1) = (1, 1, K) + A(1, 1, 1, K)
A(1, 1, 1) = A(1, 1, K)
A(1, 1, 1) = A(1, 1, K)
GO TO 2

```

```

125 A(I,1,1)=A(I,1,K)
126 A(I,2,1)=A(I,2,K)
127 D1=175*(1+K*(-1,1))*((A(I,2,K)**3.5)
128 D1=D1/(1.15*EXP(-2.5*(A(I,5,K)-0.5)/EC)))
130 B(A(I,2,1))=T
131 T66=T
132 T2=(T2-T1)*EXP((0.5*W1)/R.31)*(1/(T+273)-1/(T1+273))
133 B(A(I,7,1))=T2
134 D2=(0.2*(1,5,1)**3)+7.7512*EXP(-30500/(0.31*(T66+273)))*(T2)
135 B(A(I,4,1))=D2
136 B(A(I,5,1))=D2
137 B(A(I,6,1))=A(I,5,K)
138 IF(A(I,6,1) GO TO 170
139 DO 171 J=1,8
140 B(NJ-1,J,1)=A(NJ,J,1)
141 B(NJ,J,1)=0
170 CONTINUE
142 NC=NC+1
143 GO TO 170
175 CALL EBERMAN (A(T,2,K),1,A(I,5,K),K,NC,T,T5)
176 GO TO 170
180 IF(A(I,5,K).EQ.0) GO TO 170
181 IF(NC.TE.1) GO TO 170
182 IF(A(I,6,K).EQ.A(I-1,0,K).AND.A(I,5,K).EQ.A(I-1,5,K)) GO TO 190
183 B(NJ-1,1,1)=(A(I-1,1,K)+A(I,1,K))*(1-EXP(-3*(T2/T1)**2))
184 B(NJ-1,2,1)=A(I-1,2,K)+A(I,2,K)-B(NJ-1,1,1)
185 B(NJ-1,J,1)=A(I-1,J,K)
186 B(NJ,J,1)=A(I,J,K)
190 CONTINUE
191 GO TO 170
195 CALL DLYSTR(A(T,2,K),A(I,5,K),K,NC)
196 GO TO 170
198 IF(A(I,5,K).EQ.0) GO TO 195
201 D1=175*(1+K*(-1,1))*((A(I,2,K)**3.5)
202 D1=D1/(1.15*EXP(-2.5*(A(I,5,K)-0.5)/EC)))
203 B1=A(I,2,K)
204 I2=W5*EXP(-30500/(0.31*(T+273)))
205 I2=T2*EXP((0.5*W1)/R.31*(1/(T66+273)-1/(T+273)))+A(I,7,K)
206 D2=(0.2*(1,5,1)**3)+7.7512*EXP(-30500/(0.31*(T66+273)))*(T2)
207 B(A(I,7,1))=I2
208 B(A(I,4,1))=D2
209 B(A(I,5,1))=D2
210 B(A(I,6,1))=A(I,5,K)
211 B(A(I,7,1))=A(I,7,K)
212 B(NJ,1,1)=0
213 B(NJ,2,1)=0
214 B(NJ,3,1)=0
215 B(NJ,4,1)=0
216 B(NJ,5,1)=A(I,5,K)
217 B(NJ,6,1)=A(I,6,K)
170 CONTINUE
C*
C*
DO 175 J=1,8
DO 175 I=1,10
A(I,J,K)=A(I,J,1)
175 CONTINUE
C*
D1=1
D2=1
DO 170 I=1,NC

```

IF (R(1,1,1) .GT. 99.999999 .AND. R(1,5,1) .EQ. 0.) GO TO 177

DL = DL + X / (R(1,2,1) + CONST)
DT = DT + X * CONST / R(1,2,1)
GO TO 178
178 IF (R(1,1,1) .GT. 99.999999) GO TO 177
HL = DL + X / (R(1,2,1) + CONST)
HT = DT + X * CONST / R(1,2,1)
GO TO 177

177 X1 = R(1,1,1) / 100.
T1 = R(1,1,1) * B(1,5,1) X1 = (R(1,1,1) + B(1,5,1)) / 100.
G1 = R(1,2,1)
IF (R(1,2,1) .GT. 99.999999) GS = R(1,4,1)
DL = DL + ((X**2) / (G1**2)) * A(X1**2) / GS
DT = DT + ((X**2) / (G1**2)) * (X1**2) / GS
GO TO 178

179 DL = DL + T1**2 / (R(1,1,1) + B(1,5,1))
DT = DT + T1**2 / (R(1,1,1) + B(1,5,1))

180 CONTINUE
AVGS = 1 / (DT - DL * DT)
WRITE (2, 2000) (DIST(K), T, A(1,1,K), B(1,5,K), A(1,3,K),
A(1,4,K), AVGS, I=1, N)
A(1,4,K) = B(1,5,K)
WRITE (4, 3000) K, T, AVGS, T
RETURN

C* 6000 FORMAT(1H, 1F9.2, 11X, 1F7.2, 14X, 1F6.2, 12X,
-1F5.2, 11X, 1F7.2, 12X, 1F7.2, 10X, 1F7.2)
6001 FORMAT(1H, 1E, 2(2X, F10.2))

C* END
SUBROUTINE LOAD(K, T, A, N, N)

C* CALCULATES LOAD AND TORQUE IN THE PASS FROM SIMS' THEORY
C*

DIMENSION A(50, 6, 1)
COMMON /WORK/ C(2), D1(6)
COMMON /STR/ LG, SG, D1, D2, TP, C, H(2), R(2)
COMMON /LINK/ D0, D3, SL, DL, NWRD, NUMINT, STRUCT
EXTENSION ASINH
Z = 41(5) * EXP(4/5 * X) / (3.31 * (1 + 27S))
X = (Z / (1 + 25E17)) ** 0.155
D1 = 1.21 + 25 * ASINH(X)
X = (Z / (1 + 1E10)) ** 0.2016
D2 = 75.75 + 25 * ASINH(X)
X = (Z / (1 + 1E19)) ** 0.17
S = 60.22 * ASINH(X)
D3 = D1 - D2
D4 = D1 - S
X = (Z / (1 + 77.1E)) ** 0.106
D5 = 75.75 + 25 * ASINH(X)
X = (S / (1 + 1E)) / SQRT(D5 - 2)
C = (A / 11) ** 2

C* STRIP = .
STRLOA = .
DO I = 1, N
TP = 5.97 + 4 * (A(1,1,K) + AREA(3)) * (Z**0.17)
CALL SIMP(X(1, STR, 1, AREA, A(1,1,N))
STRTOR = STRTOR + A(1,1,K) * STR / 11.
CALL SIMP(X(1, STR, 2, AREA, A(1,1,N))
STRLOA = STRLOA + A(1,1,K) * STR / 11.

60 CONTINUE

```

C*
TNRN=1-(H(N)-H(N+1))/(2.*R(N))
ALPHA=ATAN(COS(1-SL+*2)/ALPHA)
TETHA=CATAN(ALPHA*(H(N)/H(N+1))**2)-0.755*ALOG(H(N)/
-H(N+1))*TNRN/(H(N)+H(N+1))**2
TETHA=(2*(H(N)/H(N+1))**2)*SL*(TETHA)/COS(TETHA)
HN=H(N+1)+H(N)*(1-COS(TETHA))
TNRN=SL*H(N)/(H(N)+H(N+1))*(1.14159*ATAN(((H(N)-H(N+1))/
-H(N+1))**2)-((R(N)/H(N+1))**2)*LOG(HN**2/(H(N)*H(N+1))))
TNRN=7.35
FLOAD=STALOR*WGT*(N(N)+H(N)-H(N+1))/DP
TORQUE=TNRN*(N)*R(N)*STATOR*(ALPHA/C.-TETHA)
TNRN=7
VALUE=BI/BL*TF,AN,BI,EP,A1,C,STALOR,STRTOR,ALPHA,TETHA,HN,TNL,Z
WRITE(2,HL1)
WRITE(2,50.1)FLOAD,TORQUE
RETURN
6000 FORMAT(1H,"LOAD(KN/M):",1F10.4,10X,"TORQUE(KN-M/M):",1F16.4)
END
SUBROUTINE SIMPLIN(L,STR,L,AREA,A,K,H)

```

C* NUMERICAL INTEGRATION BY SIMPSON'S METHOD

```

C*
C*
DIMENSION A(50),B,K)
COMMON/WORK/E(2),F1(2)
COMMON/STRNG/SL,SI,SP,EP,C,H(21),R(20)
COMMON/LINK/I(0),J(5),SL,DL,MNRD,MUMINT,STRUCT
EXTERNAL FUNCT
IF(L.EQ.2) GO TO 1
IF(L.EQ.3) GO TO 25
SL=1
DL=1/N
GO TO 20
10 SL=1-(H(N)-H(N+1))/(2.*R(N))
SL=ATAN(COS(1-SL+*2)/SL)
20 F1=FUNCT(SL,L,N,I,A,K)
F2=FUNCT(DL,L,N,I,A,K)
MUMINT=AREA*(DL-SL)/3.*2
KK=1.0/(MUMINT+2)
MUMINT=MUMINT+KK
GO TO 27
25 FA=FUNCT(SL,J,A,K)
FB=FUNCT(DL,J,A,K)
27 DELTA=(DL-SL)/MUMINT
M1=MUMINT-1
M2=MUMINT-2

```

```

C*
FODD=0
DO 30 J=1,M1,2
VALUE=J*DELTA
F=FUNCT(VALUE,L,N,I,A,K)
FODD=FODD+F
30 CONTINUE

```

```

C*
FEVEN=0
DO 40 J=2,M2,2
VALUE=J*DELTA
F=FUNCT(VALUE,L,N,I,A,K)
FEVEN=FEVEN+F
40 CONTINUE

```

```

C*
AREA=DELTA*(FA+FB+4*FODD+2.*FEVEN)/3.

```

```

STREAREA(Z(UL-SL))
RETURN
END
FUNCTION ASTPH(X)
ASTPH=ALOG(X*SPRT(X*X+1))
RETURN
END
FUNCTION FUNCT(VALUE,L,N,I,A,K)
DIMENSION A(5),S,K)
COMMON/STRING/S,B1,B2,EP,C,H(21),R(21)
EXTERNAL FUNC1,FUNC2
IF(L,EP,1,OR,L,EP,3) FUNCT=FUNC1(VALUE,I,A,K)
IF(L,EP,2) FUNCT=FUNC2(VALUE,L,I,A,K)
RETURN
END
FUNCTION FUNC1(VALUE,I,A,K)
DIMENSION A(5),S,K)
COMMON/STRING/S,B1,B2,EP,C,H(21),R(21)
FUN=1.15*(S+B1*(1-EXP(-C*(VALUE+A(I,S,K)))))*A(I,S))
FUNCI=FUN
IF(VALUE+A(I,S,K).LT,1.7*EP)GO TO 11
FUNC=0.2*(1-EXP(-4.9*((VALUE+A(I,S,K)-1.7*EP)/EP)**1.4))
FUNCI=FUN-FUNC
RETURN
11
END
FUNCTION FUNC2(VALUE,N,I,A,K)
DIMENSION A(5),S,K)
COMMON/STRING/S,B1,B2,EP,C,H(21),R(21)
VAL=ABS(C).155*ALOG(H(N)/(H(N+1)+2.*R(N)*(1-COS(VALUE))))
FUN=1.15*(S+B1*(1-EXP(-C*(VAL+A(I,S,K)))))*A(I,S))
FUNC2=FUN
IF(VAL+A(I,S,K).LT,1.7*EP)GO TO 11
FUNC=0.2*(1-EXP(-2.47*((VAL+A(I,S,K)-1.7*EP)/EP)**1.4))
FUNC2=FUN-FUNC
RETURN
11
END

```

**Apendice IV. Programa auxiliar en el cálculo de la cédula
de laminación Ebbw Vale.**

```

FILE=FILE1,UNIT=DISK
FILE=FILE1,UNIT=PRINTER
C* PROGRAMA PARA CALCULAR LOS DATOS NECESARIOS PARA UNA CEDULA
C* DE LUBRICACION, PERIODO EN EL PROGRAMA QUE SIMULA LA EVOLUCION
C* DE LA TEMPERATURA Y LA EVOLUCION MICROSTRUCTURAL DURANTE EL PROCESO
C* LOS DATOS PARA ESTE PROGRAMA SE DEBEN INTRODUCIR DE LA ULTIMA PA-
C* SADA HACIA LA PRIMERA.
C*

```

```

DIMENSION H(10),R(20),D(20),DH(20),FI(20),HN(20),ALPHA(20),
-ALFA(20),CFR(20),VR(20),VEP(20),TEP(20),A(20),B(20),CONS(20)
REAL (1,7) VEP
READ (1,7) (H(I),I=1,N+1)
READ (1,7) (R(I),I=1,N)
READ (1,7) (D(I),I=1,N)
DO I=1, N
DH(I)=H(I+1)-H(I)
CFR(I)=(DH(I)/R(I))**(1./2.)
A(I)=(R(I)/H(I))**(1./2.)
B(I)=LOG(H(I)/H(I+1))
CONS(I)=(R(I+1)-R(I))/H(I)
ALPHA(I)=ACOS(1-(DH(I)/(2+R(I))))
FI(I)=COS(72.34*(1+A(I)*ATAN(SQRT(CONS(I)))))/(2*A(I))
BETA(I)=SIN(FI(I))/(A(I)*COS(FI(I)))
HN(I)=H(I)+2*(CFR(I)-B(I)*COS(BETA(I)))
1 CONTINUE
VR(I)=(VEP*H(I))/HN(I)
DO I=1, N
HN(I+1)=1.1416
VEP(I)=(VR(I)*R(I))/H(I+1)
VR(I+1)=(VEP(I)*H(I+1))/HN(I+1)
TEP(I)=D(I)/VEP(I)
2 CONTINUE
WRITE (2,3) (CFR(I),I=1,N)
WRITE (2,4) (ALPHA(I),I=1,N)
WRITE (2,5) (BETA(I),I=1,N)
WRITE (2,6) (VR(I),I=1,N)
WRITE (2,7) (VEP(I),I=1,N)
WRITE (2,8) (TEP(I),I=1,N)
3 FORMAT(10X,"COEFICIENTE DE PROYECCION MINIMO = ",F10.7)
4 FORMAT(7),10X,"ANGULO DE CONTACTO = ",F10.7," RADIANTES")
5 FORMAT(7),10X,"ANGULO EN EL PTO. NEUTRO = ",F10.7," RADIANTES")
6 FORMAT(7),10X,"VELOCIDAD DE LOS RODILLOS = ",F10.5," M/S")
7 FORMAT(7),10X,"VELOCIDAD DE LA PLACA A LA ENTRADA DEL PASO = "
-," F10.5," M/S")
8 FORMAT(7),10X,"TIEMPO ENTRE PASADAS = ",F8.4," SEG")
END

```

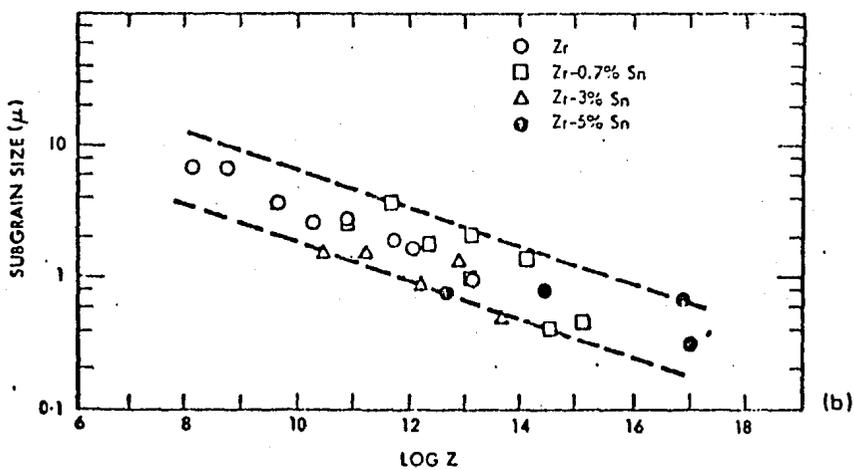
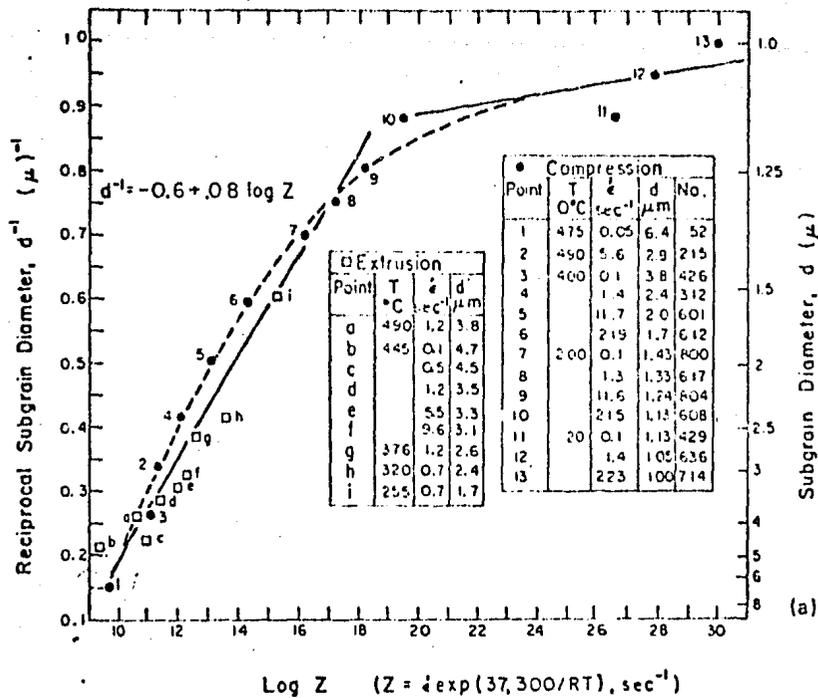


Figura 1. El diámetro de subgrano aumenta con la disminución de Z . (a) Al puro comercial extruido a ϵ de 3.7 o comprimido a ϵ de 0.7. (b) Esta dependencia también se mantiene para Zr y aleaciones Zr-Sn. (5)

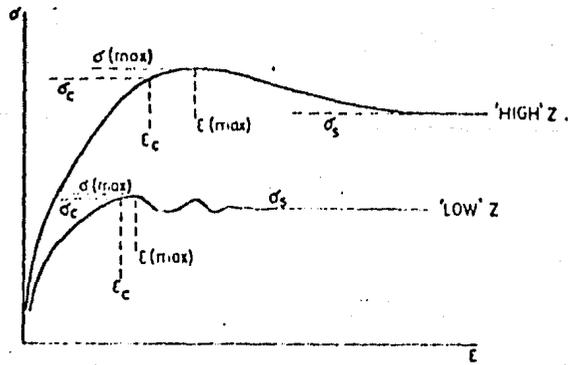


Figura 2. Restauración por recristalización dinámica. (6)

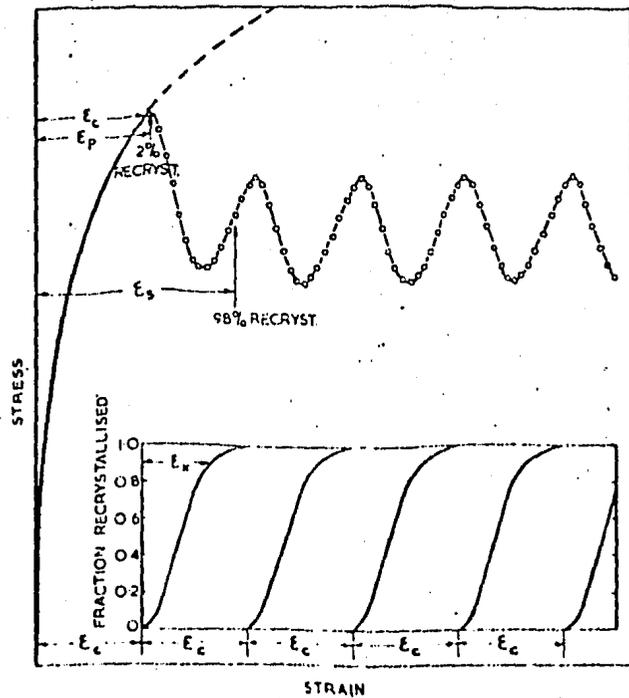


Figura 3. $\epsilon_c > \epsilon_x$ en una curva de recristalización dinámica. (17)

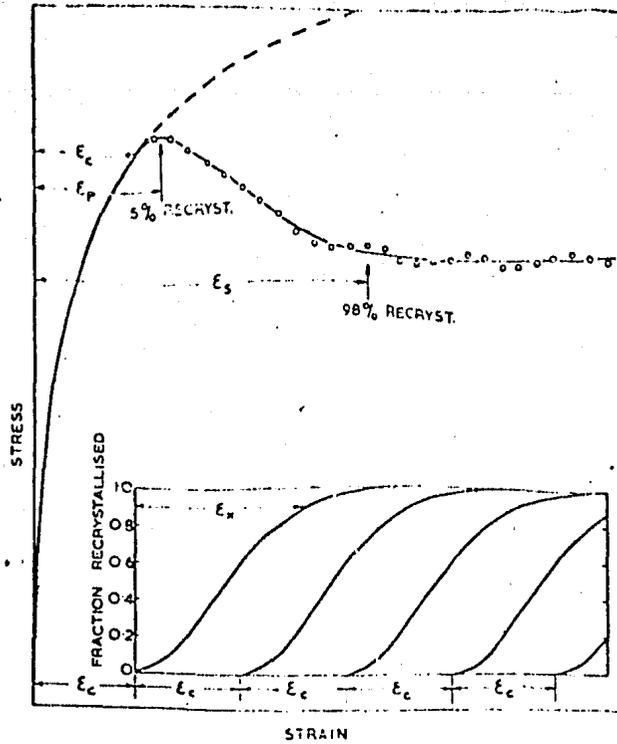


Figura 4. $\epsilon_c < \epsilon_x$ en una curva de recristalización dinámica. (17)

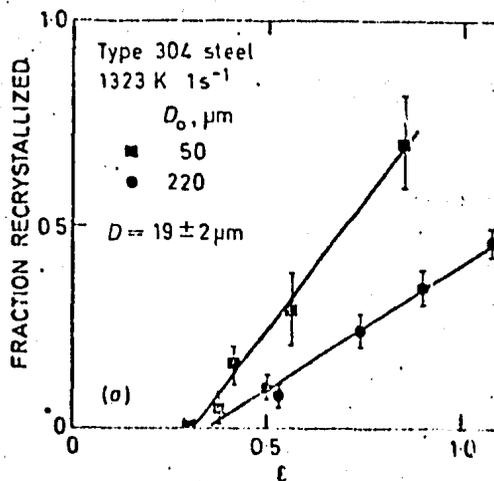


Figura 5. Fracción en volumen de estructura recristalizada dinámicamente en aceros inoxidables austeníticos. (7)

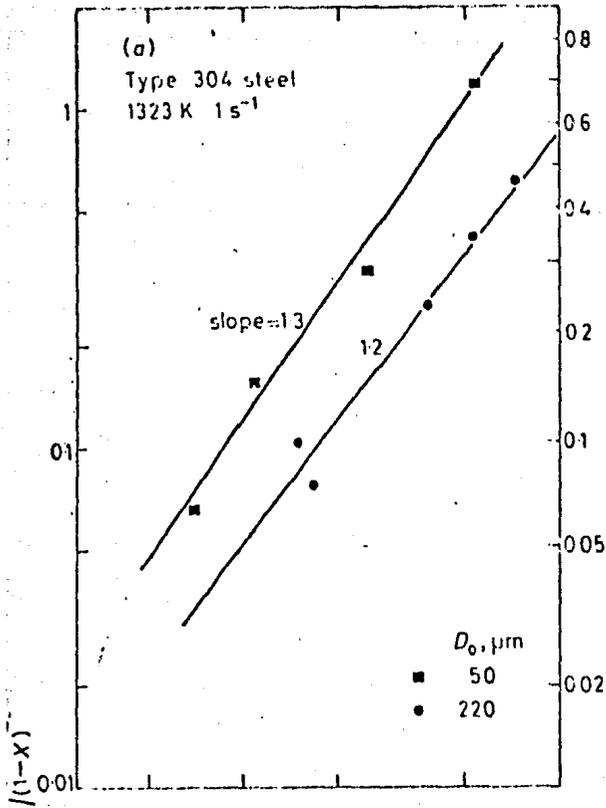


Figura 6. Cinética de recristalización dinámica en aceros inoxidables austeníticos, gráfica de $\ln 1/(1-X)$ vs. $E - E_c$. (7)

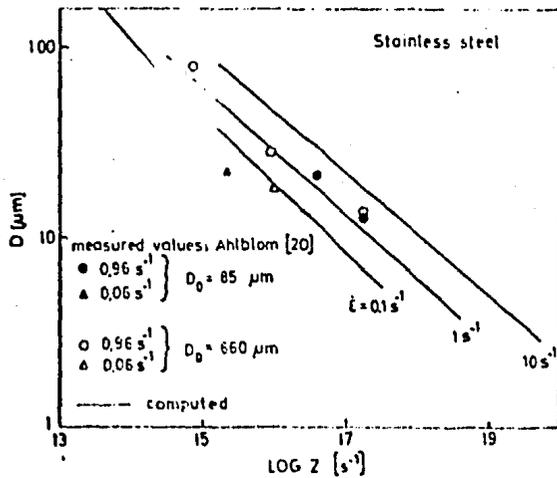


Figura 7. Variación calculada de el tamaño de grano \bar{r} recristalizado con Z para tres $\dot{\epsilon}$. Esto es comparado con medidas experimentales. (6)

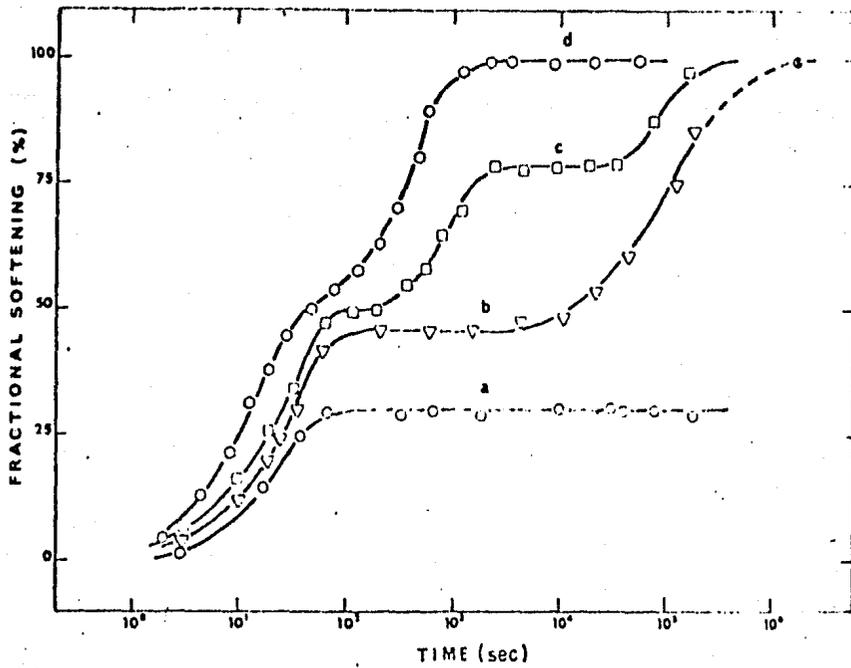


Figura 8. Efecto de la deformación sobre el reblandecimiento estático de un acero con 0.68% C a 780 °C, $\dot{\epsilon} = 1.3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. La primera planicie en cada curva indica recuperación estática completa. La segunda planicie en la curva c indica la terminación de la recristalización metadinámica. (5)

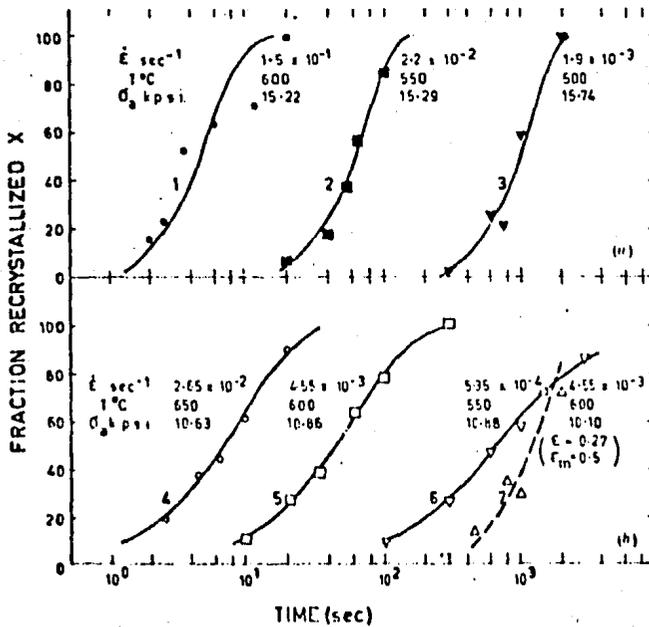


Figura 9. Efecto de la temperatura de deformación sobre la recristalización estática isotérmica de Fe refinado por zona. (23)

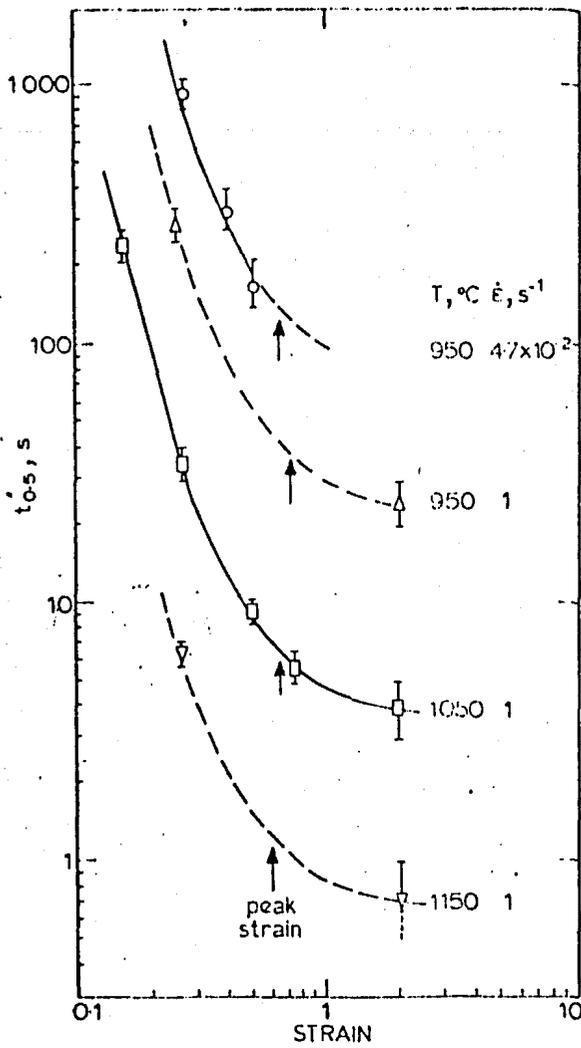


Figura 10. Efecto de la deformación sobre el tiempo para recrystalizar una fracción de 0.5 (2)

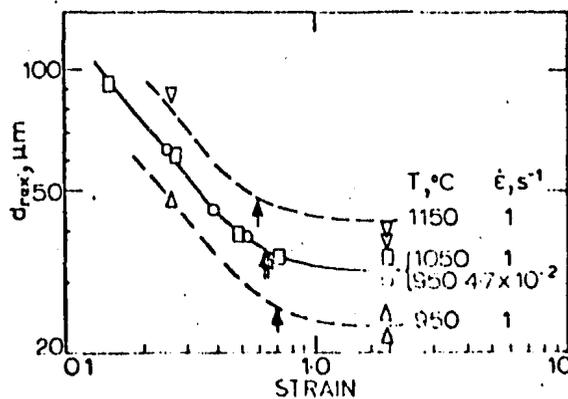


Figura 11. Efecto de la deformación sobre el tamaño de grano recrystalizado para muestras con D_0 de $160 \mu\text{m}$. Las flechas indican deformación al pico. (2)

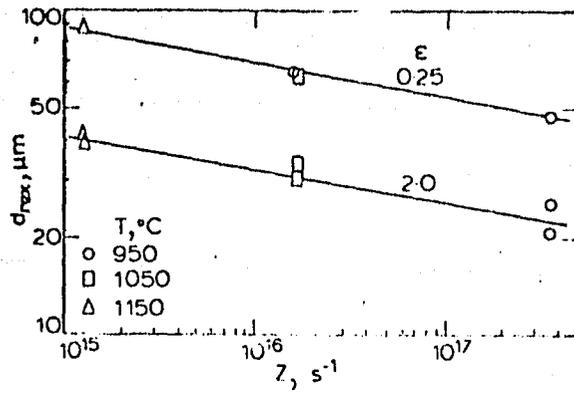


Figura 12. Efecto de Z sobre el tamaño de grano recristalizado. (2)

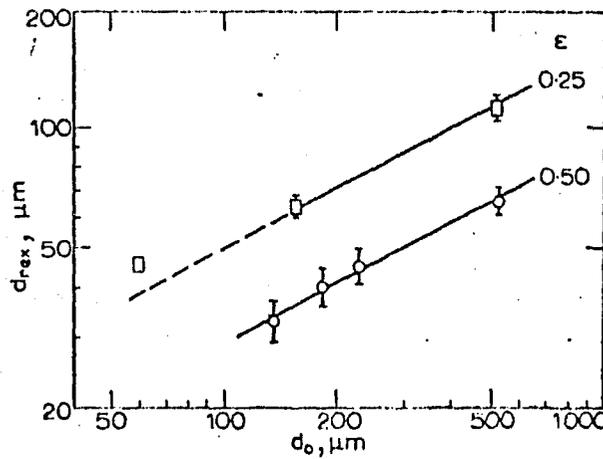


Figura 13. Efecto de el tamaño de grano original sobre el tamaño de grano recristalizado. (2)

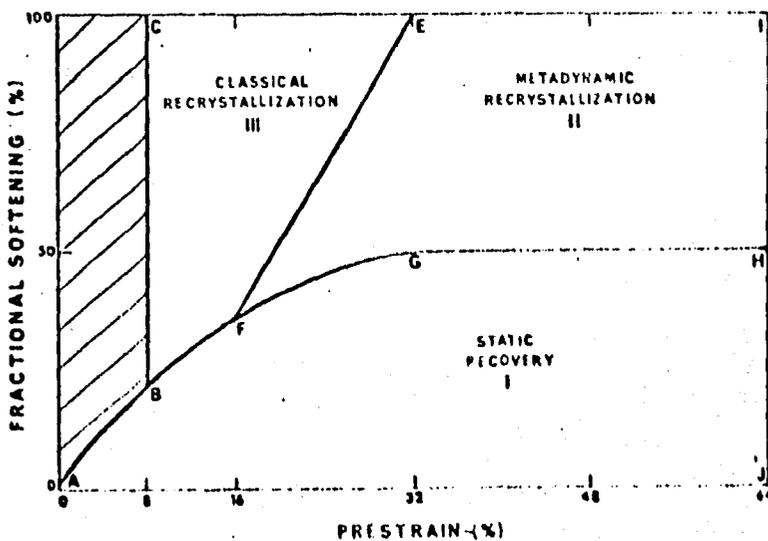


Figura 14. Representación esquemática de la interrelación de los tres tipos de mecanismos de reblandecimiento, y de su dependencia sobre la deformación para un material el cual recristaliza dinámicamente. (5)

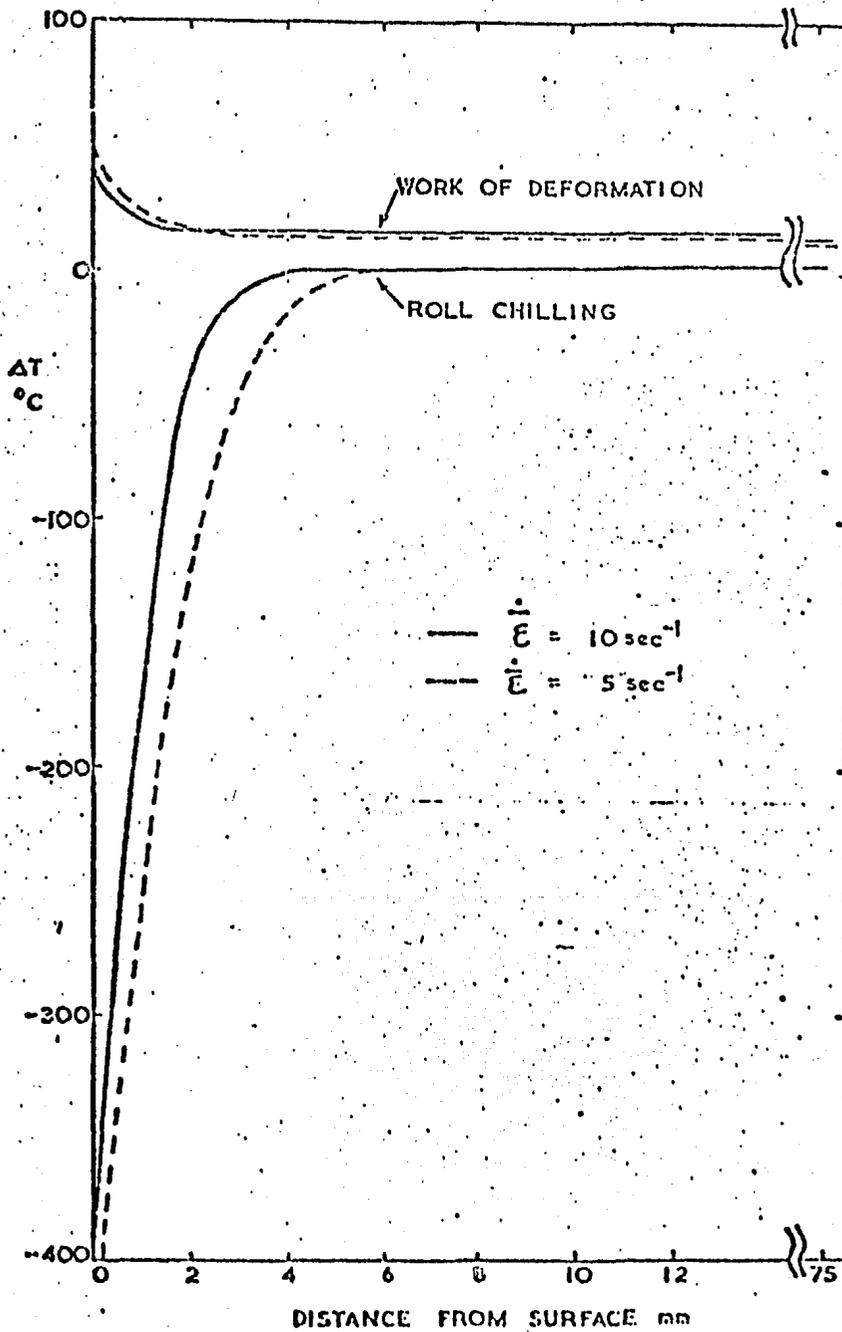


Figura 15. Gradientes de temperatura inducidos por enfriamiento durante el laminado y calentamiento por deformación durante un paso de 30% de reducción a una placa de 150 mm de espesor. (24)

Figura 16. Dependencia de la rapidez de deformación sobre la deformación durante un paso de laminación en una reducción de espesor del 30%. (24)

Figura 17. Dependencia de Z sobre la deformación en un paso de laminación de 30% de reducción de una placa de 150 mm de espesor a rapidez de deformación media de (a) 5 s^{-1} y (b) 10 s^{-1} . (24)

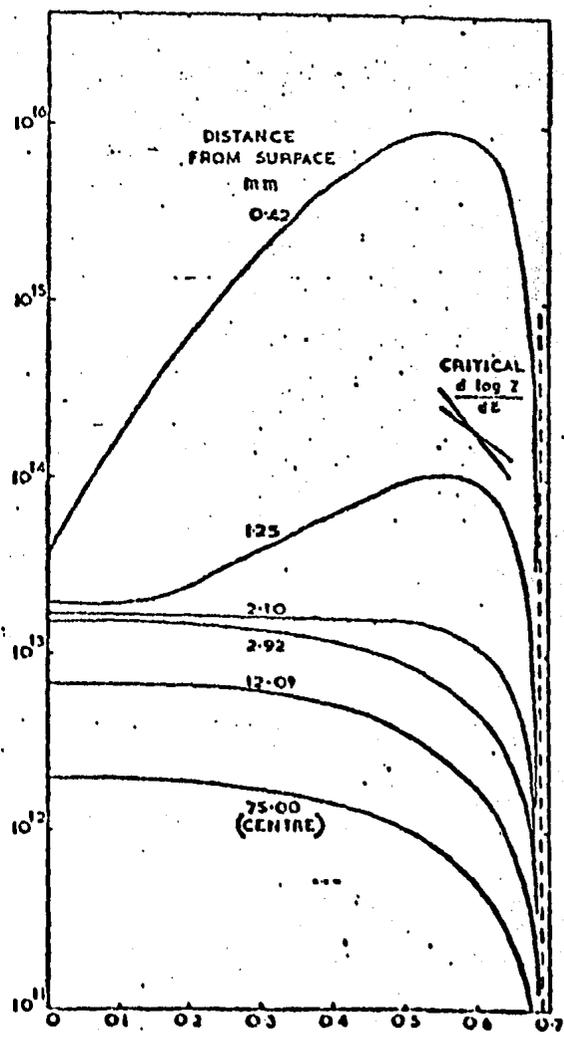
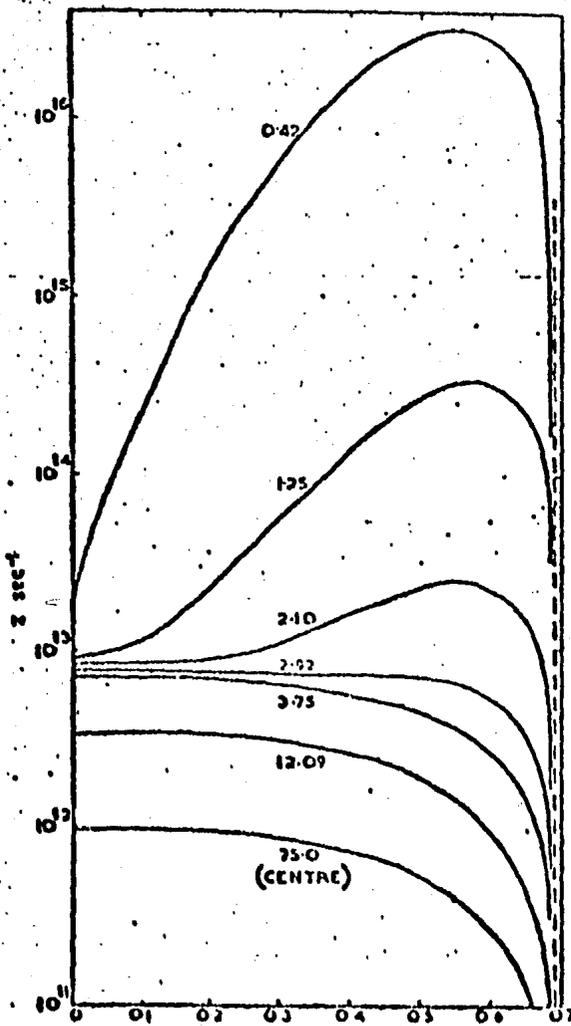
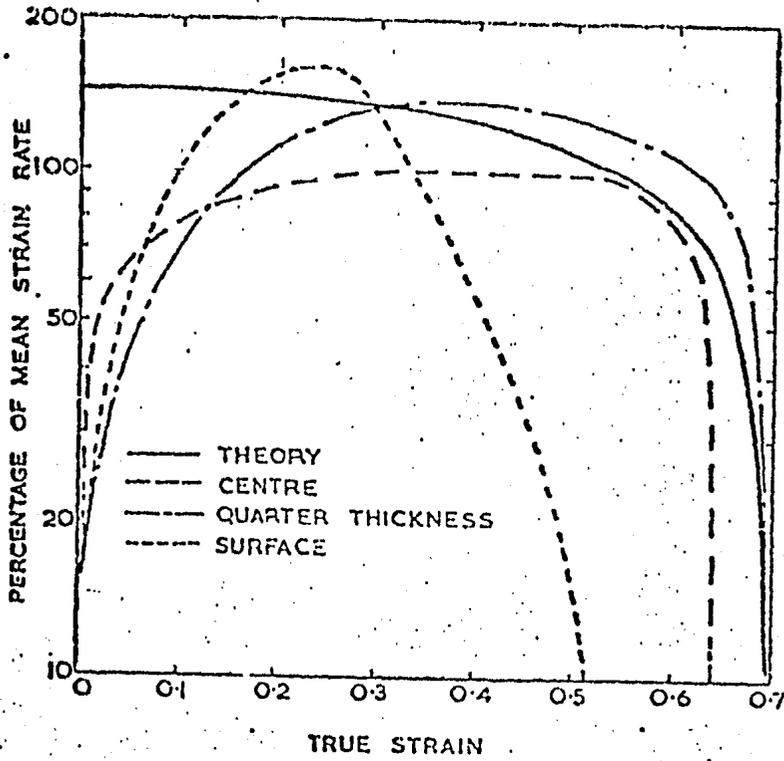


Figura 18. Subdivisión de un cuarto transversal de la placa en elementos de altura D_2 y ancho D_1 , para el cálculo del flujo de calor. (1)

Figura 19. Definición de las dimensiones de los elementos que representan el rodillo. (8)

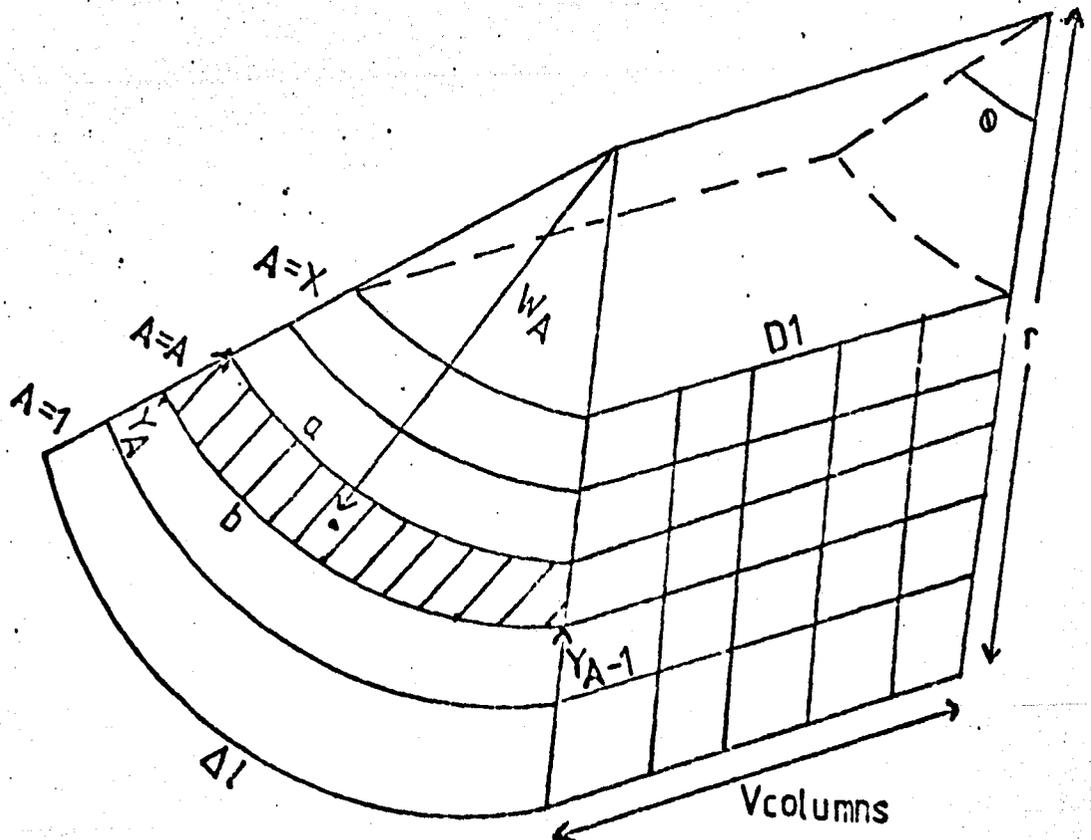
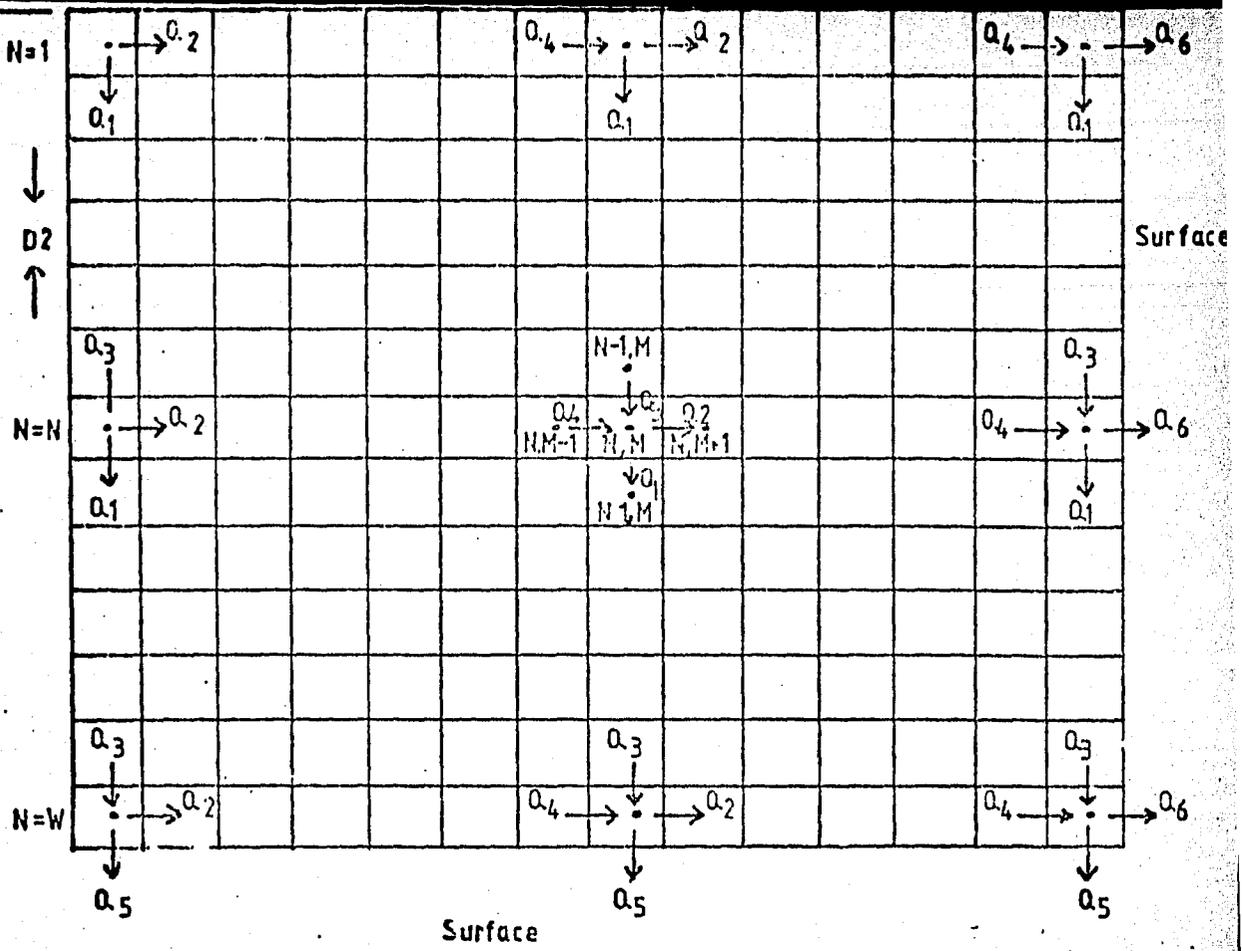


Figura 20. Flujo de calor dentro del rodillo y correspondencia entre las matrices del rodillo y la placa. (8)

Figura 21. Cambios en la altura elemental y ángulo de el elemento del rodillo desde la vertical, durante un intervalo de tiempo. (8)

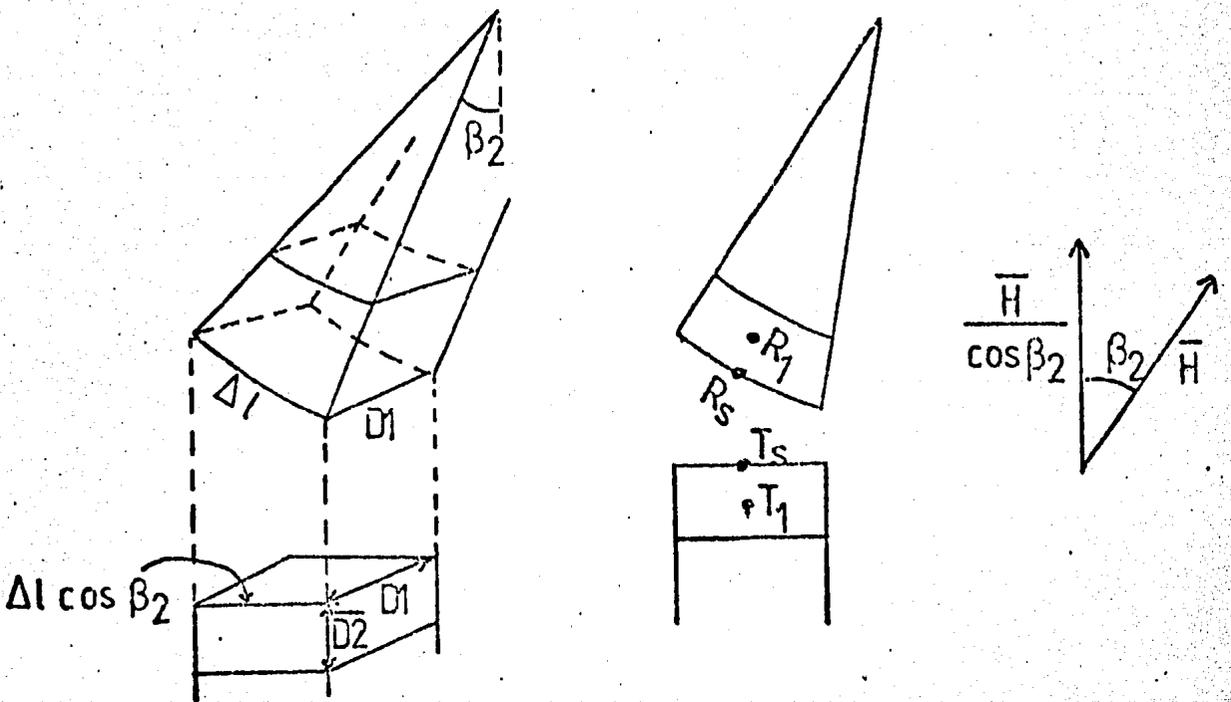


Figura 22. Dirección de el flujo de calor entre la placa y el rodillo. (1)

FIG.

Figura 23. Dirección de la fuerza de fricción

Figura 24. Elemento vertical de la pieza de trabajo

Figura 25: Distribución de la presión horizontal.

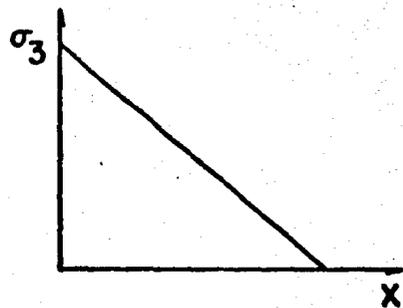
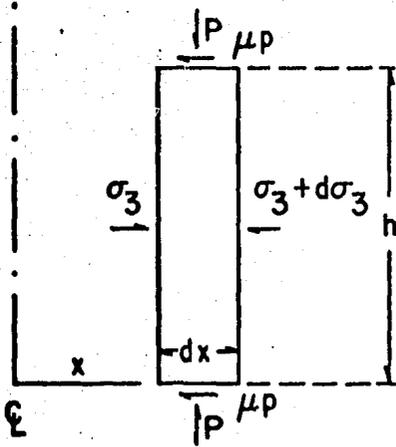
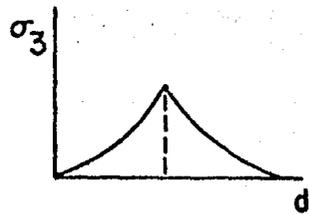
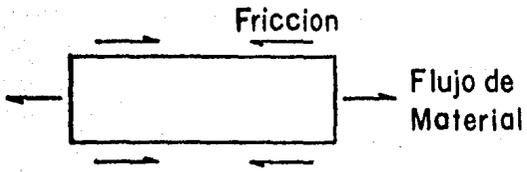
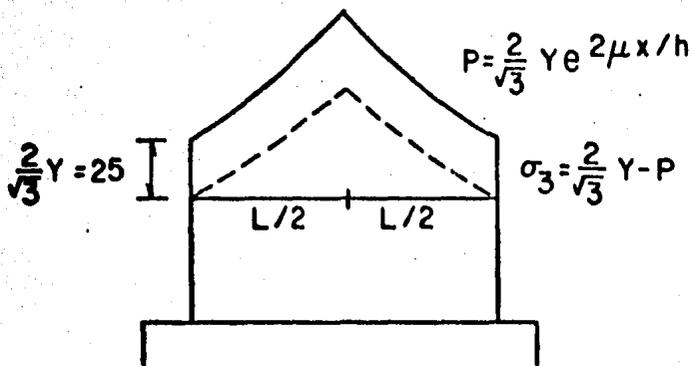
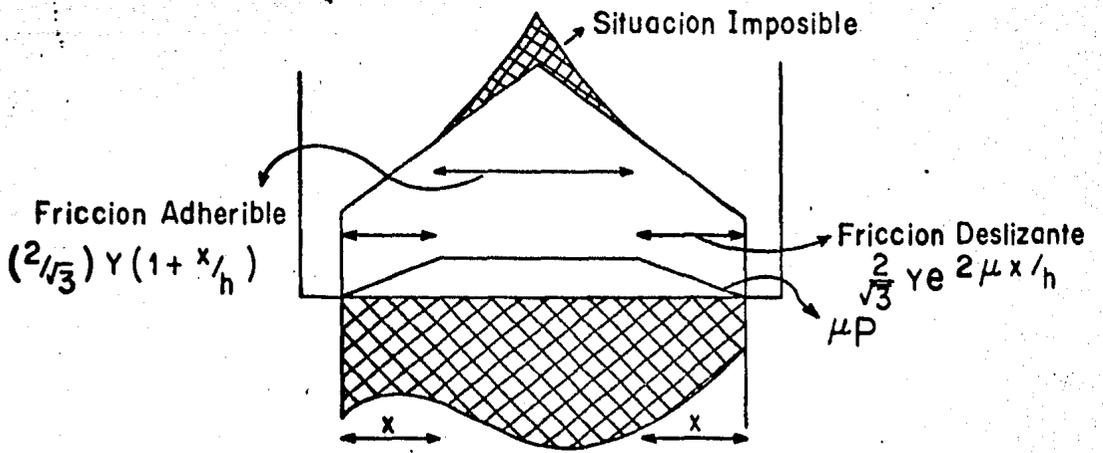
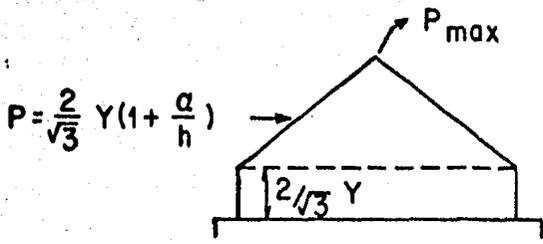


Figura 26. Distribución de presiones a lo largo de L en fricción deslizante.

Figura 28. Distribución de presiones a lo largo de L en condiciones mixtas de fricción

Figura 27. Distribución de presiones a lo largo de L en fricción adherente.



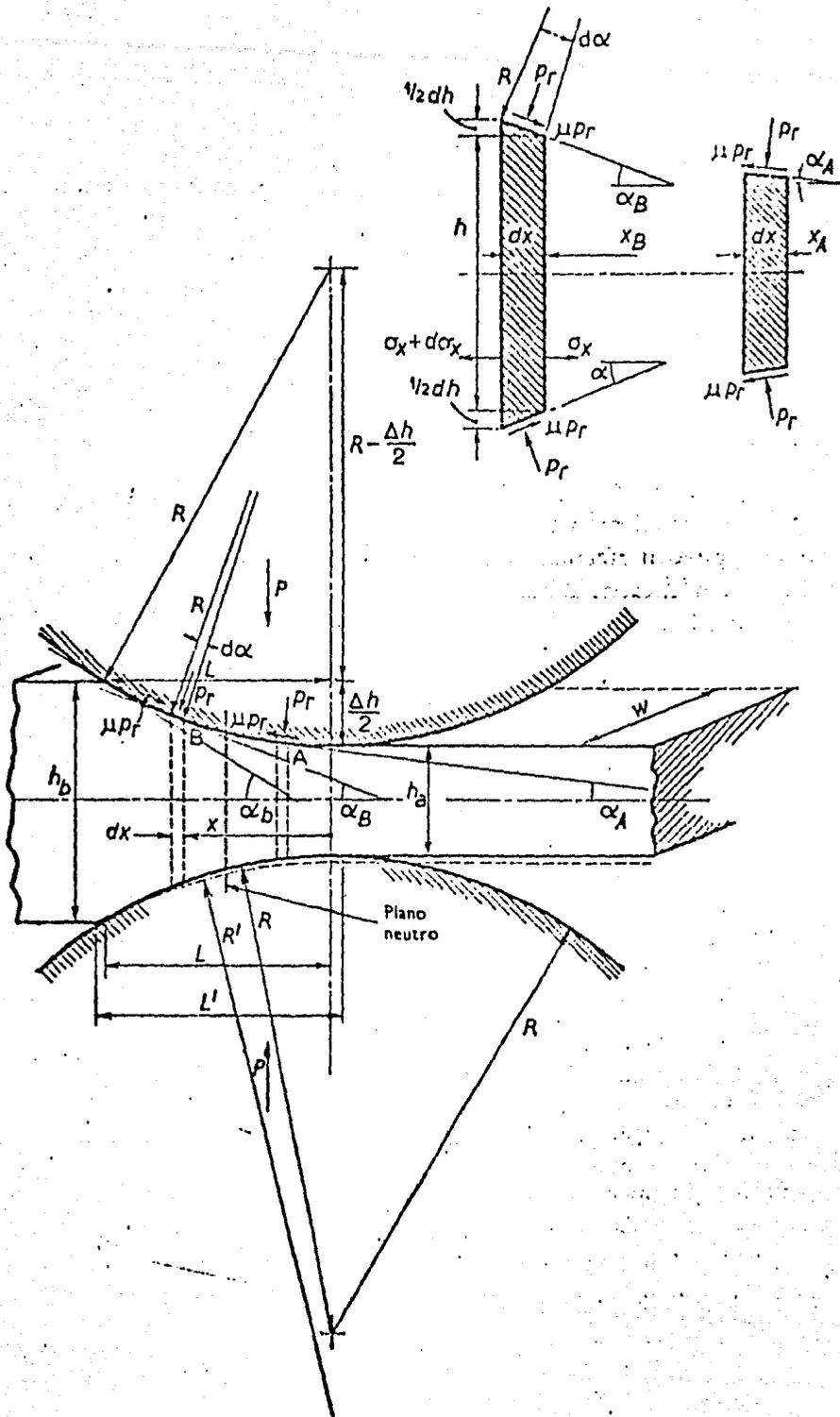


Figura 29. Geometría y esfuerzos en laminación (42)

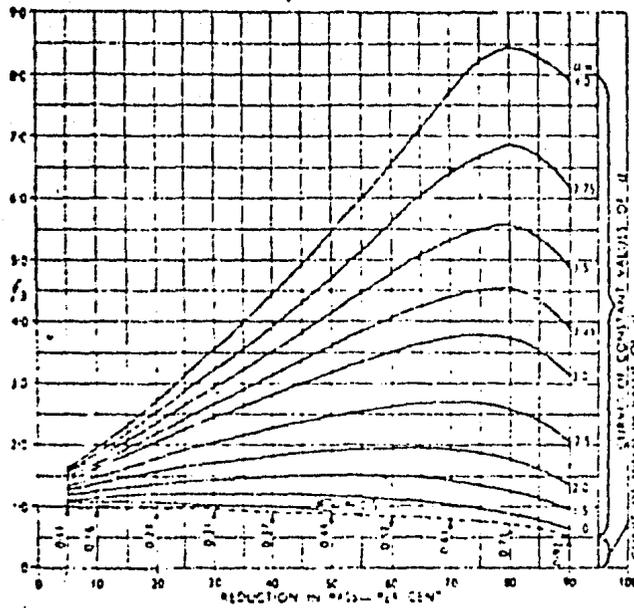


Figura 30. Función de la presión del rodillo, f_3 para va
rios valores de $a = R'/h_0$ (43)

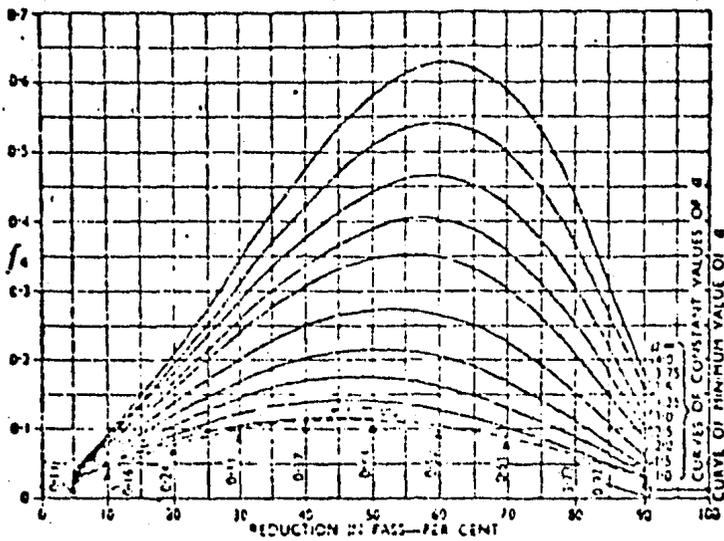


Figura 31. Función torque, f_4 (43)

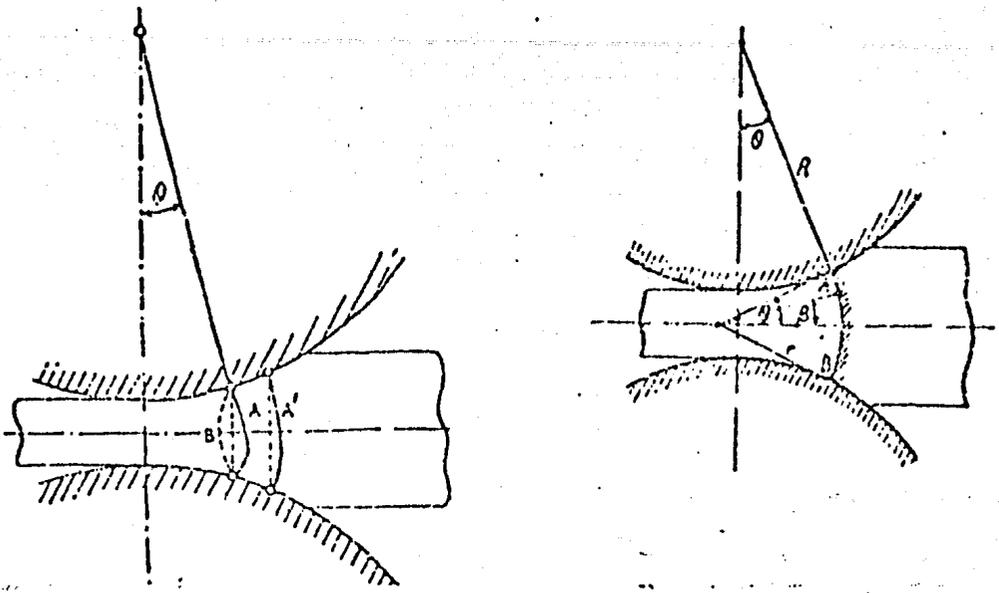


Figura 32. A la izquierda: equilibrio de un segmento de placa laminandose. A la derecha: diagrama relacionado al cálculo de la fuerza horizontal en la cinta entre los rodillos, Orowan. (43)

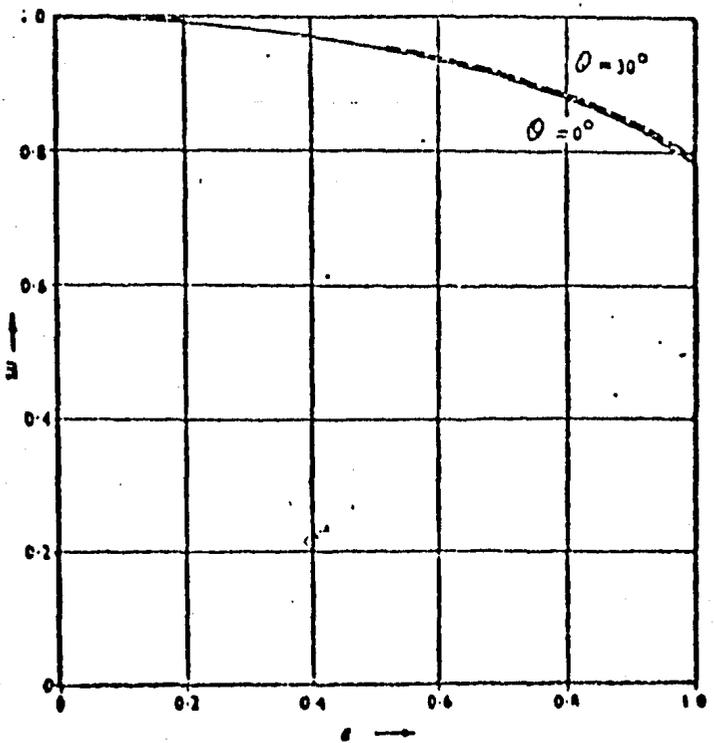
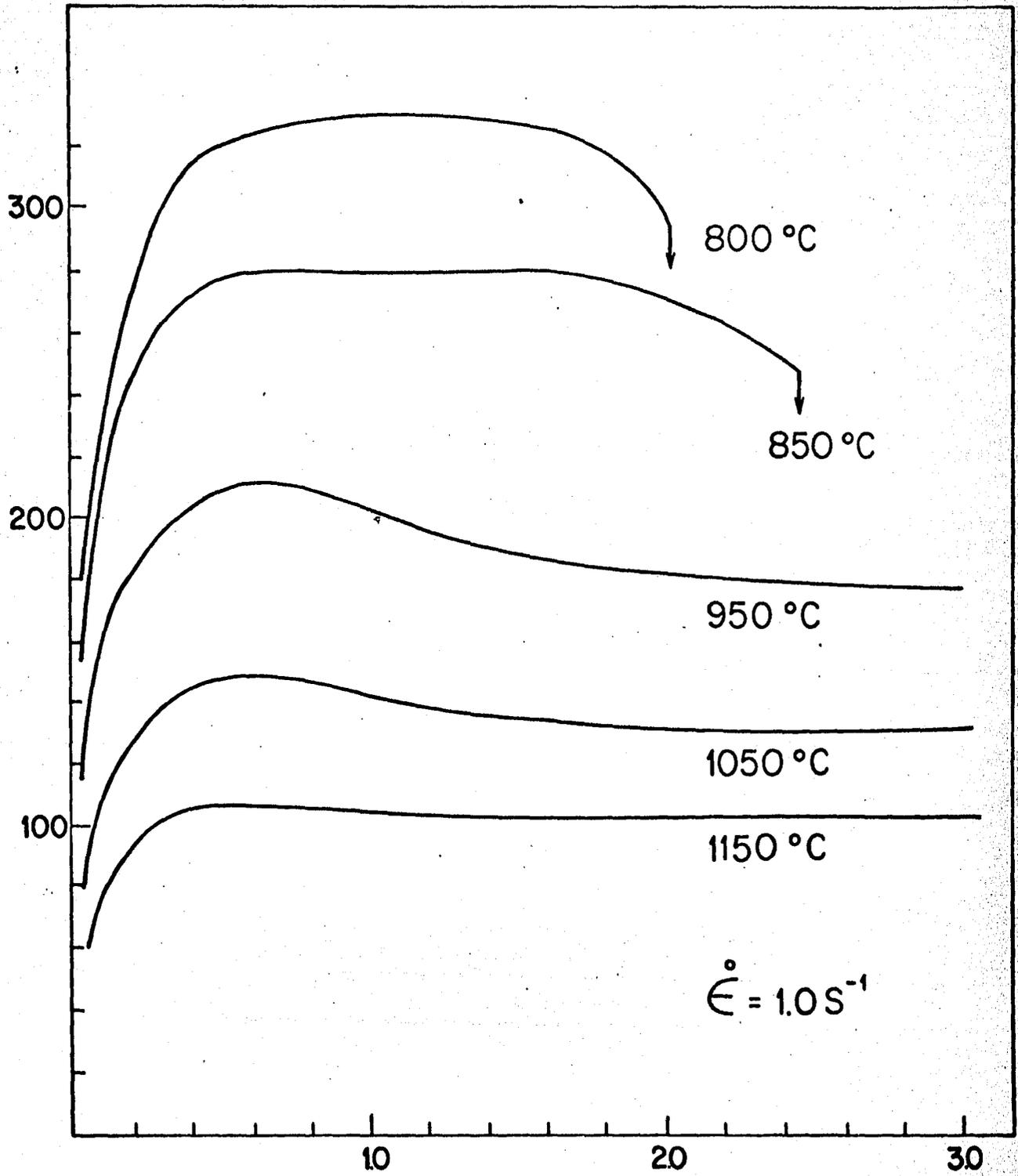


Figura 33. Representación gráfica de la función $w(\phi, a)$ (43)

Figura 34. Curvas experimentales de Barraclough. (25)

ESFUERZO (MPa)



DEFORMACION

ESFUERZO MPa

200

150

100

50

$\dot{\epsilon}$ (s⁻¹)

950

1

950

19×10^{-2}

1150

1

950

86×10^{-4}

1150

2.4×10^{-2}

1150

7.9×10^{-4}

1.0

2.0

3.0

DEFORMACION

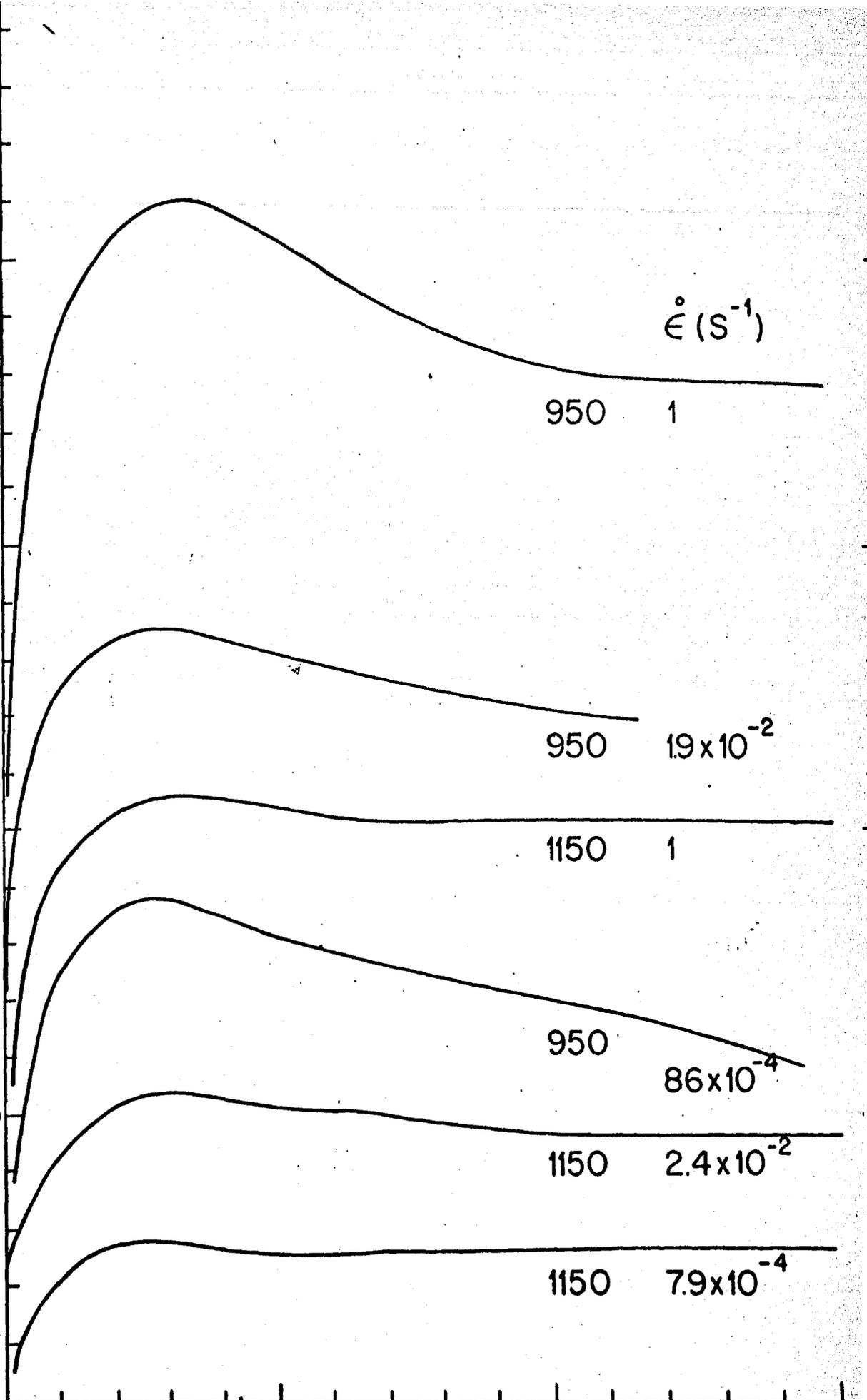
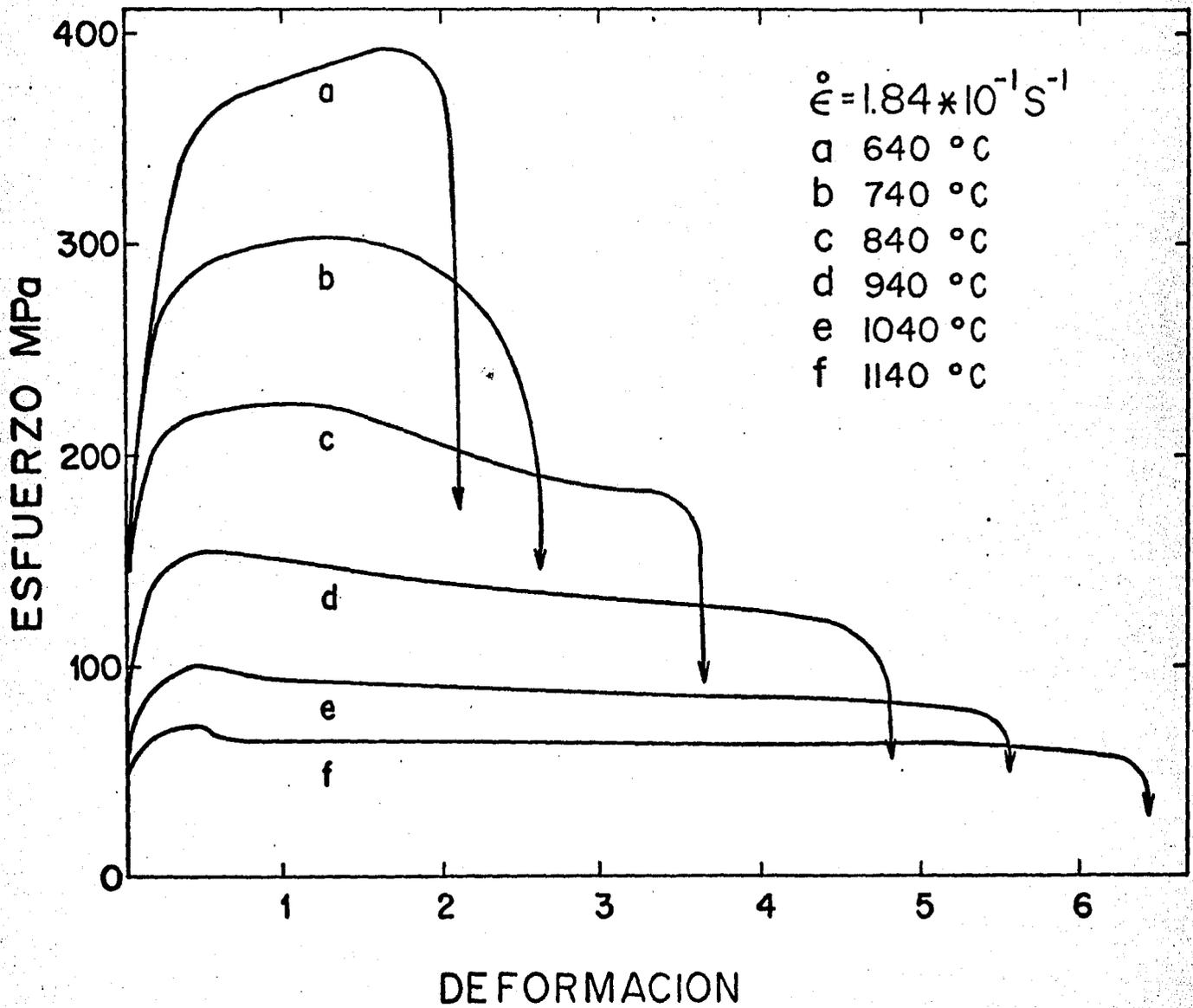
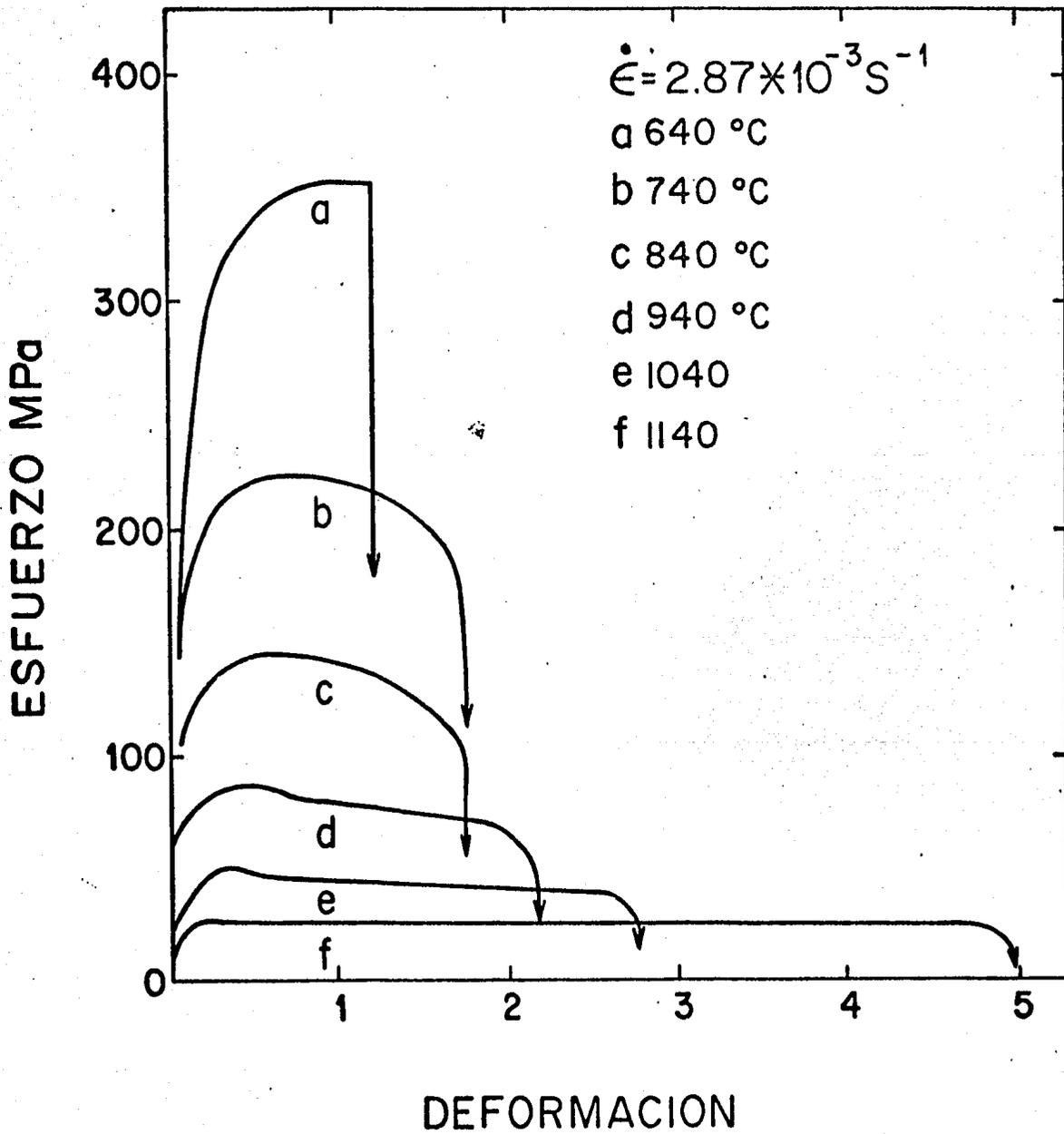


Figura 35. Curvas experimentales de Cole. (44)





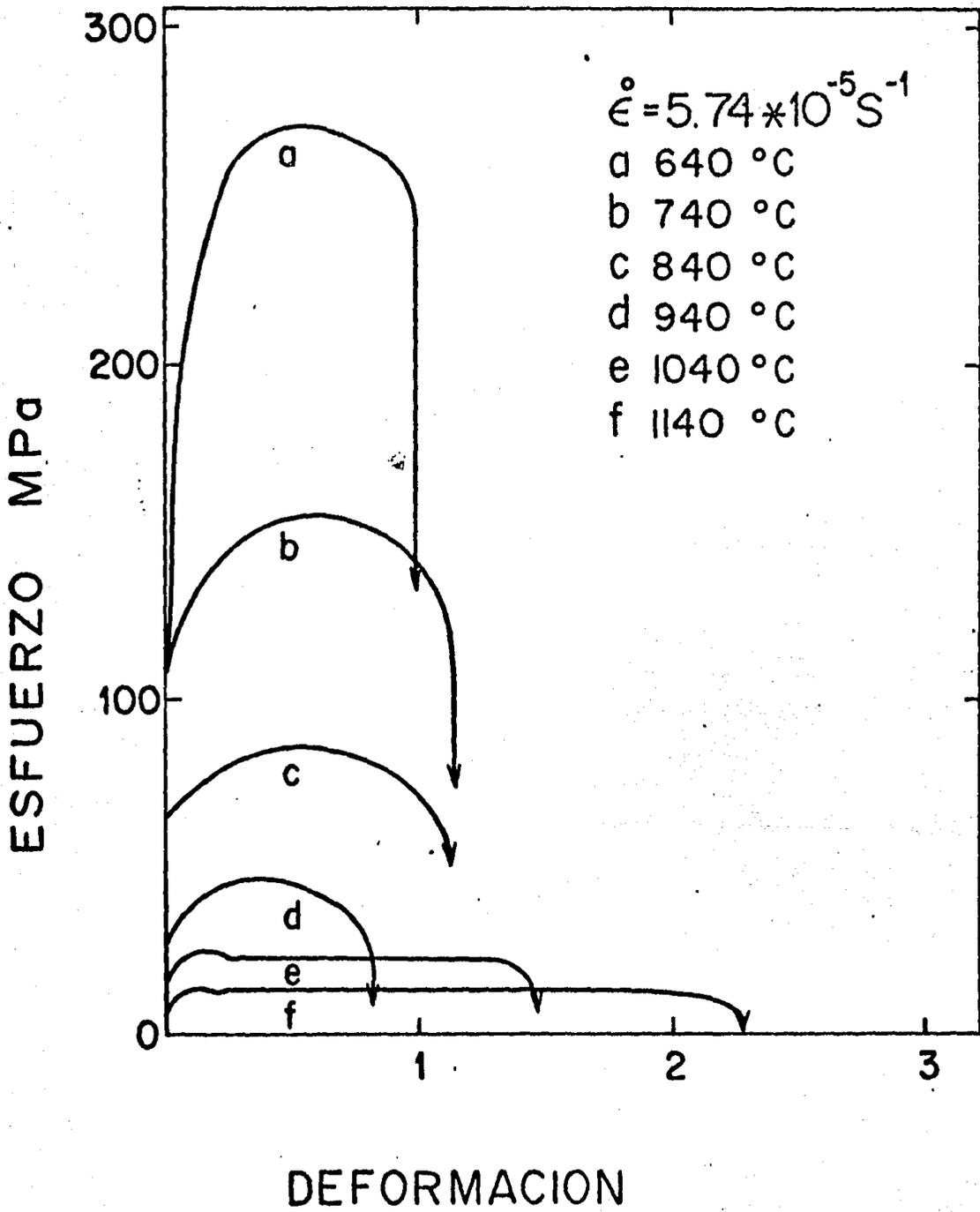


Figura 36. Velocidad de deformación vs. esfuerzo al pico bajo las condiciones experimentales de Cole. (44)

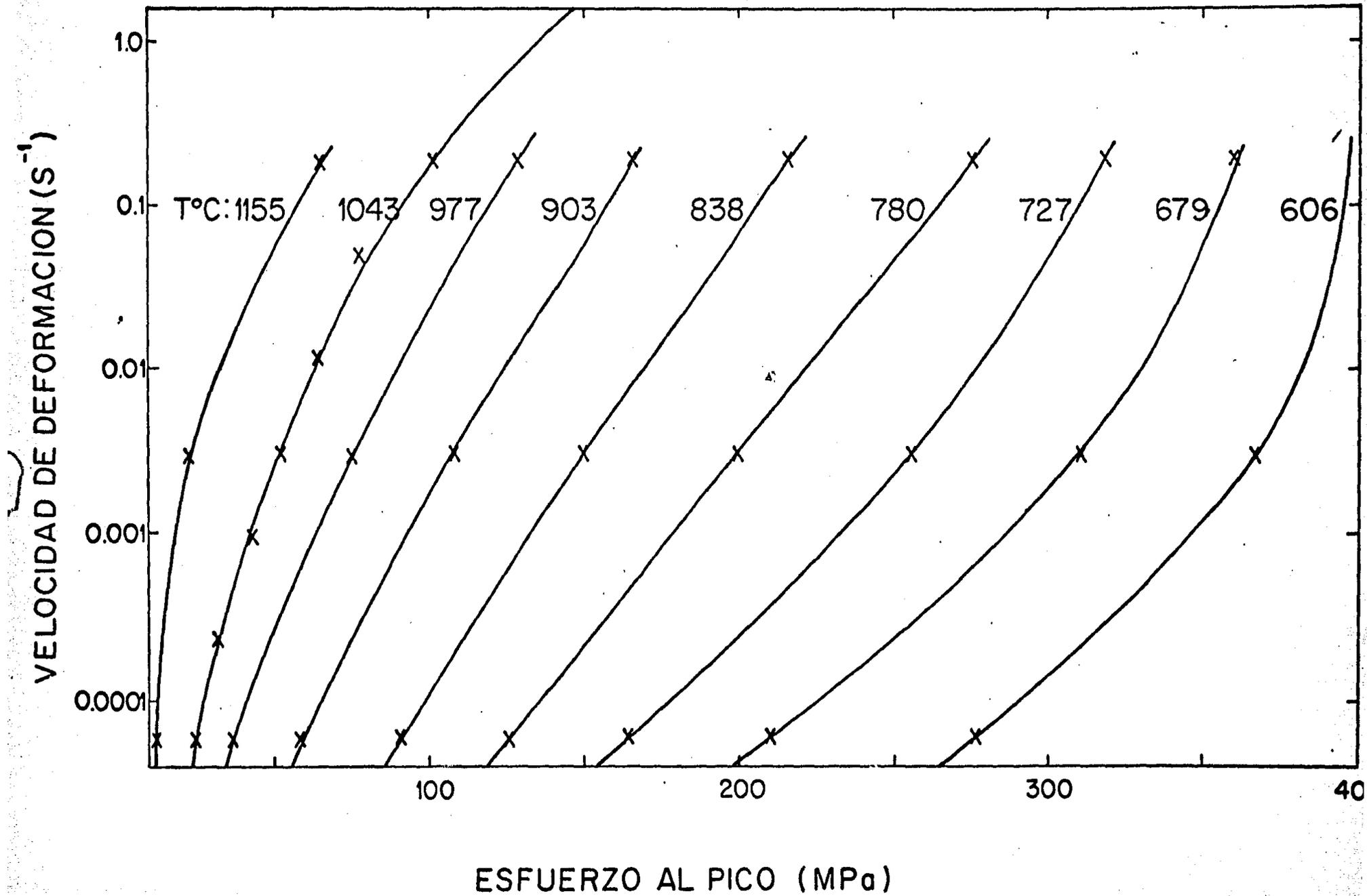


Figura 37. Determinación de la energía de activación para la deformación en el experimento de Cole. (44)

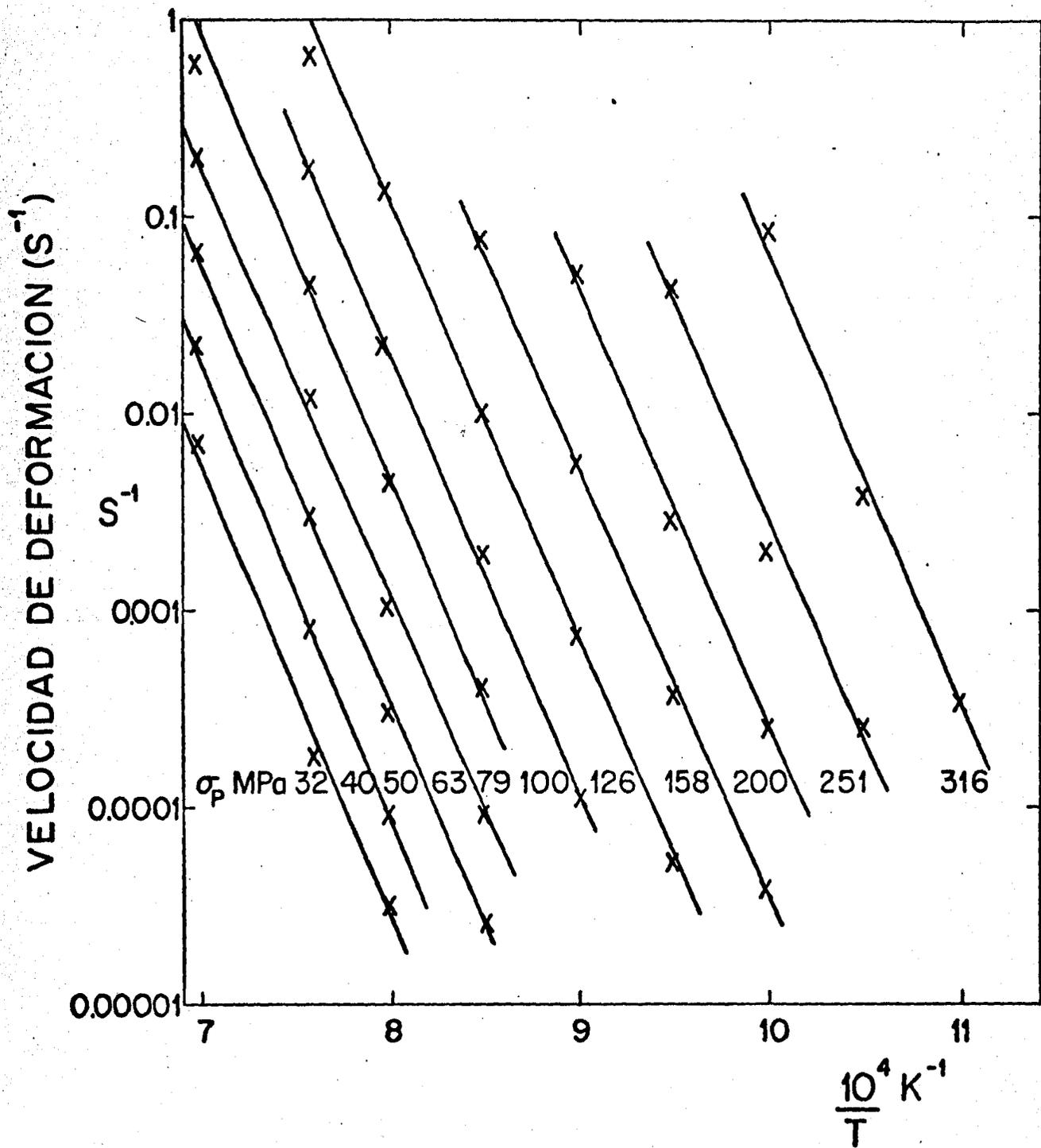
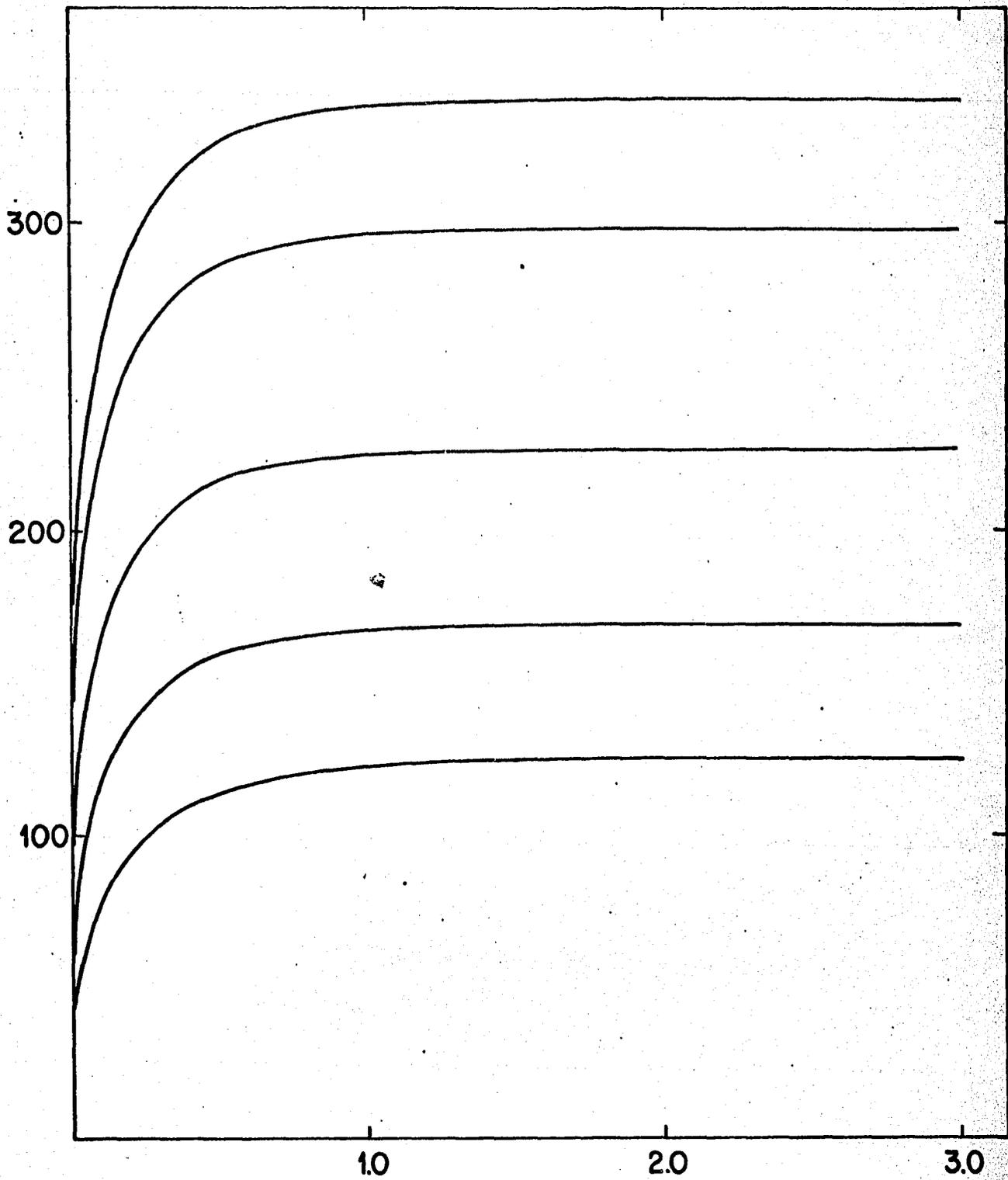


Figura 38a. Predicción de la primera parte de las curvas σ vs. e
para los experimentos de Barraclough.

ESFUERZO MPa



DEFORMACION

ESFUERZO MPa

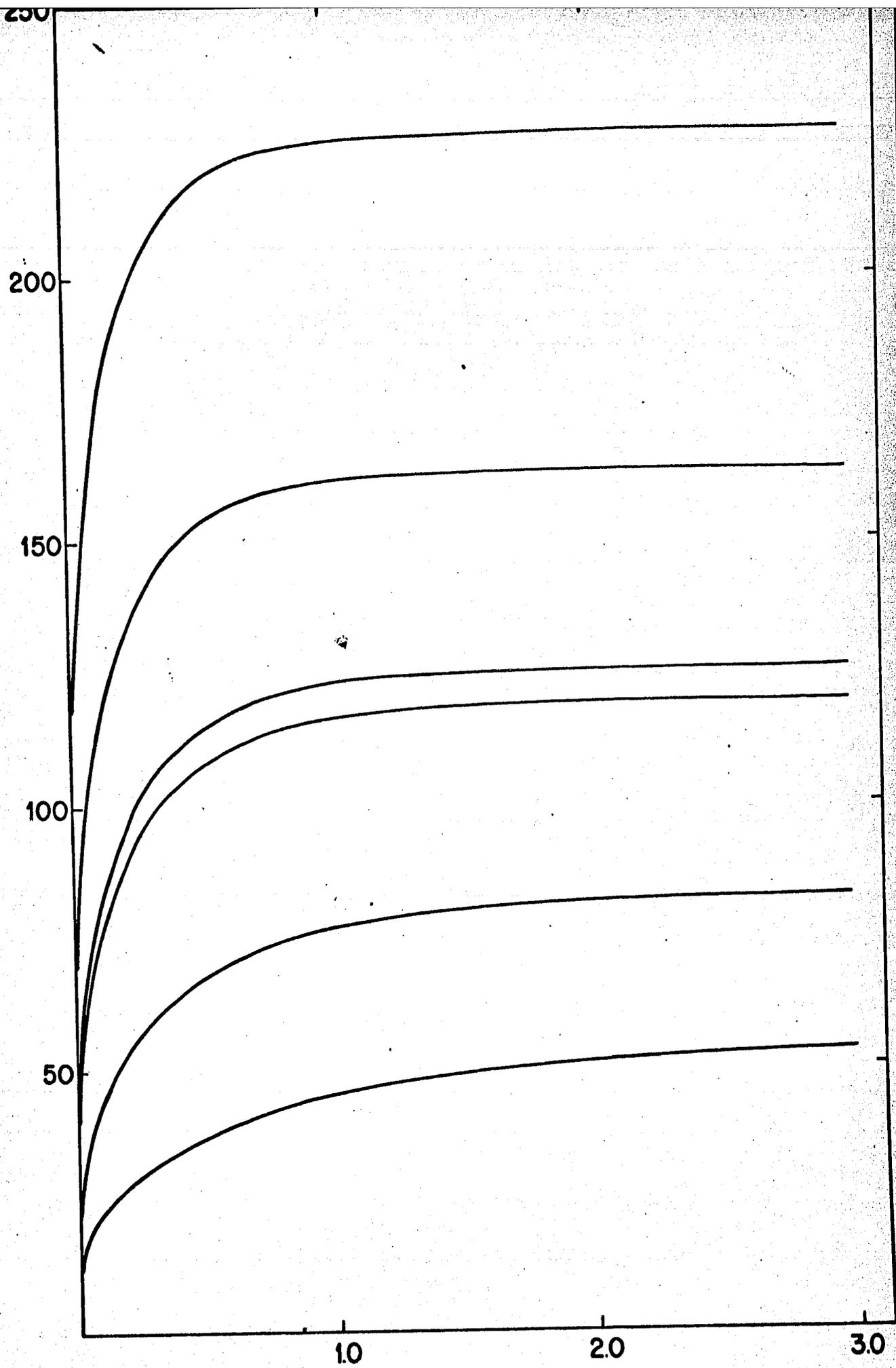
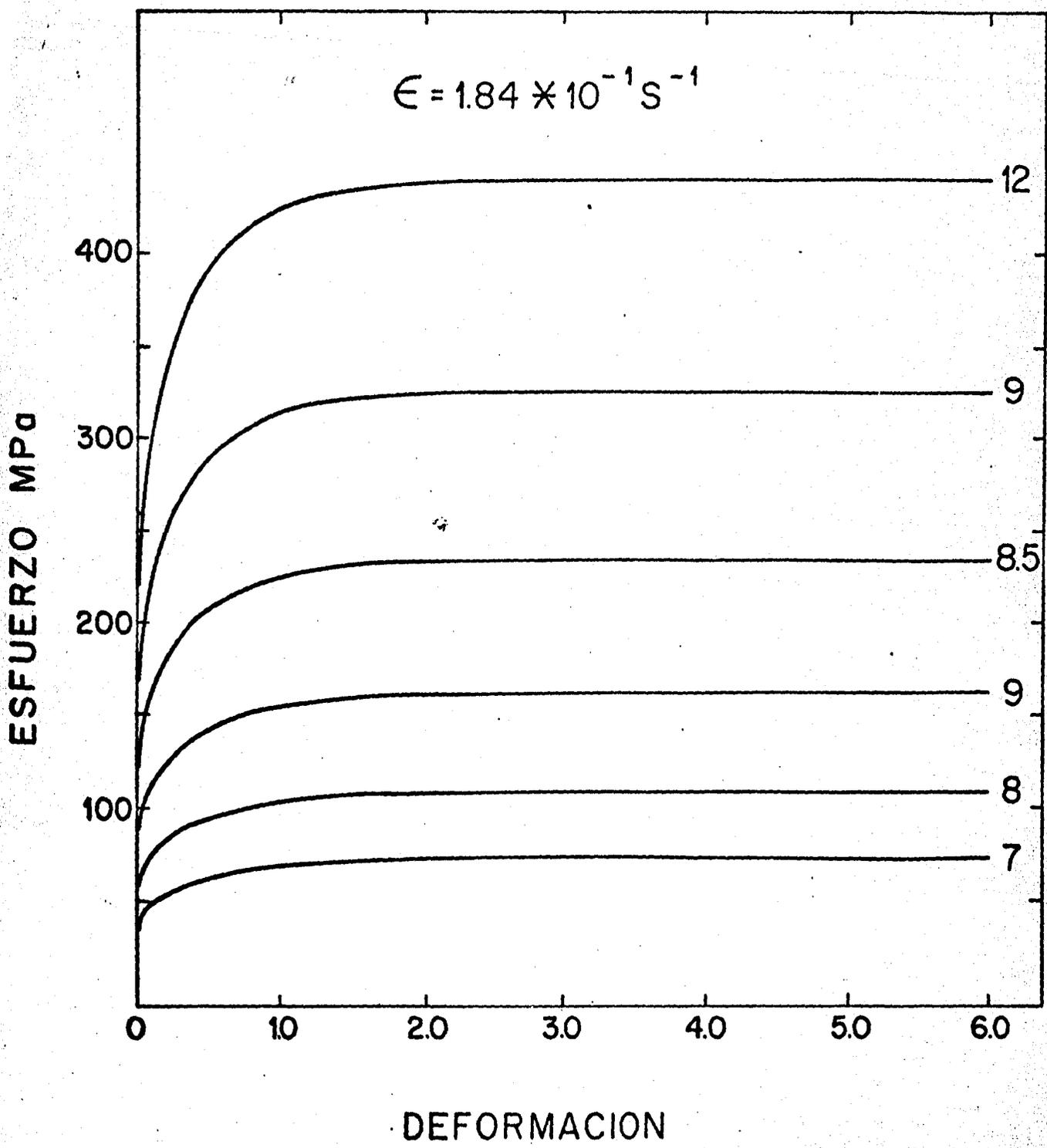
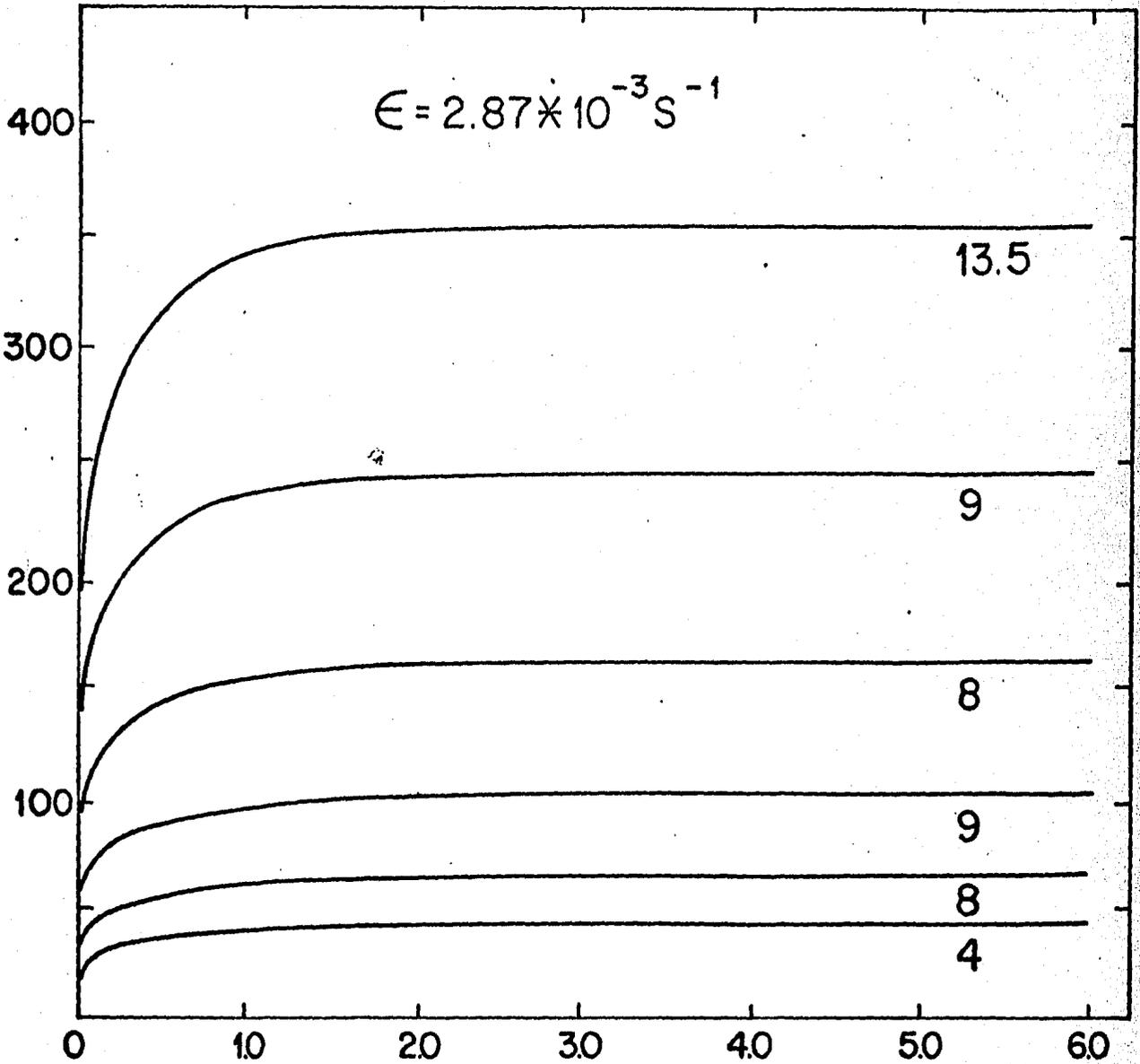


Figura 38b. Predicción de la primera parete de las curvas ϕ vs. ϵ
para los experimentos de Cole.



ESFUERZO MPa



DEFORMACION

$$\epsilon = 5.74 \times 10^{-5} s^{-1}$$

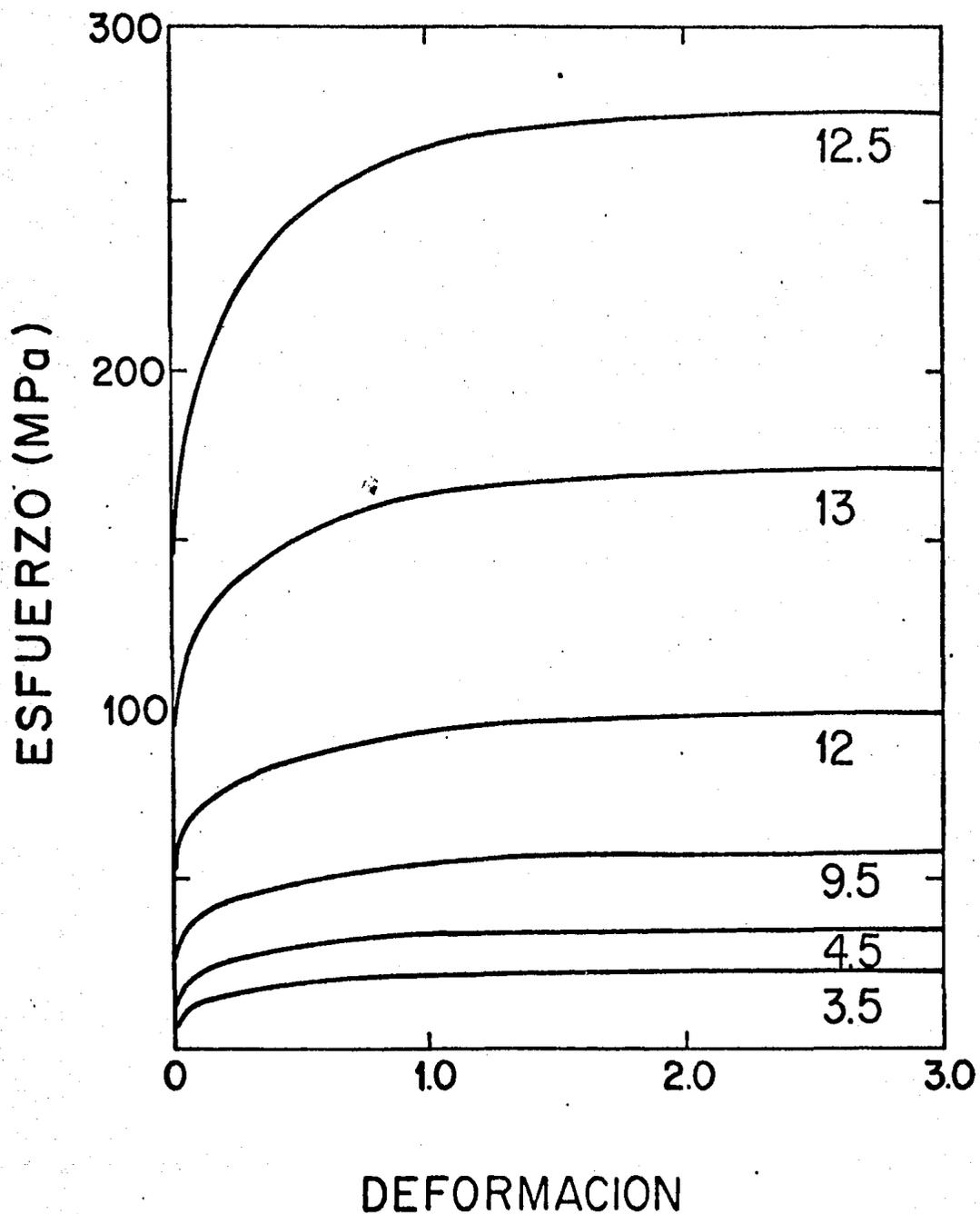
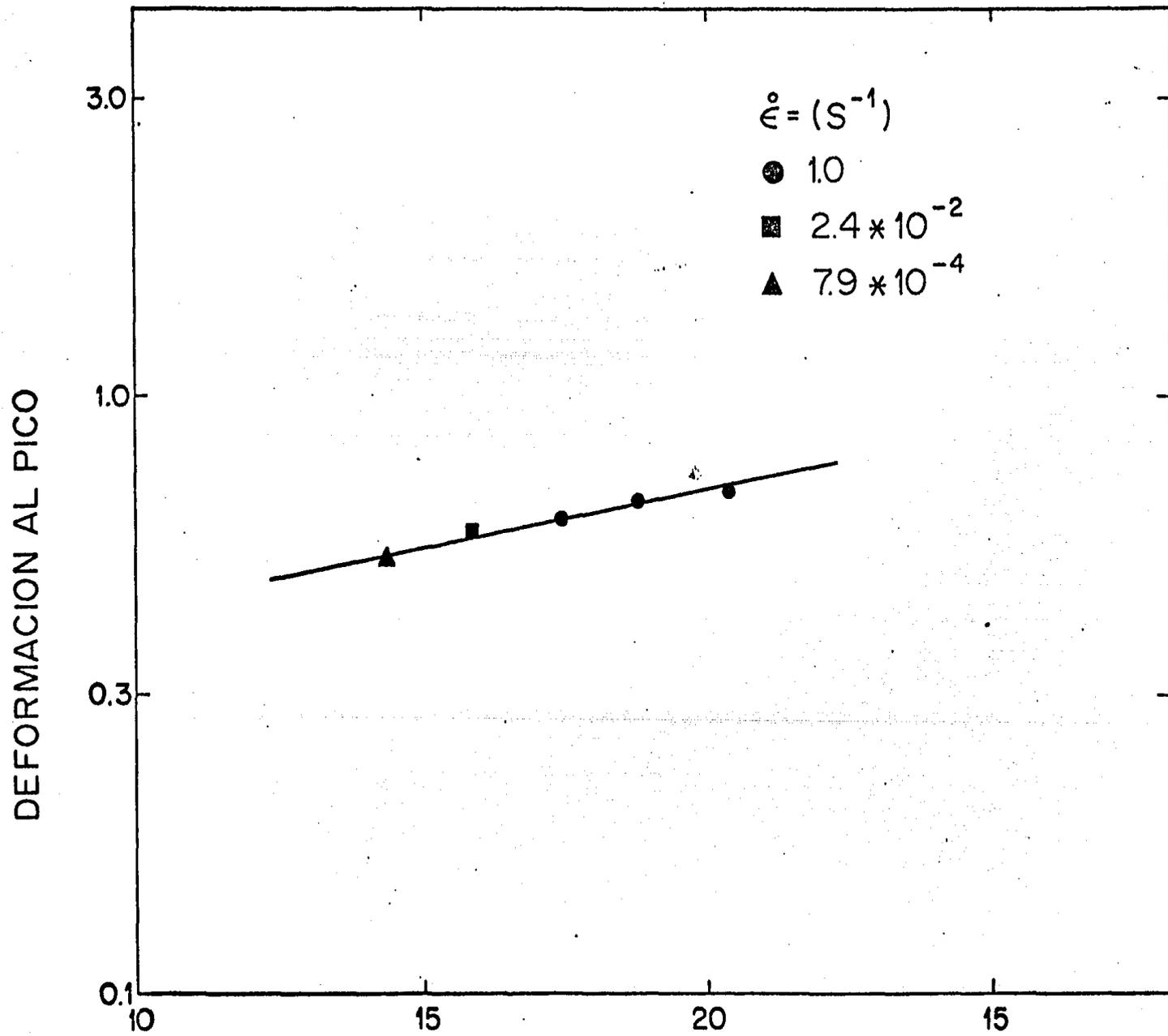


Figura 39a. Gráfico de la ecuación 5.13 para los experimentos de Barraclough



VELOCIDAD DE DEFORMACION COMPENSADA POR TEMPERATURA (Z)

Figura 39b. Gráfico de la ecuación 5.13 para los experimentos de Cole.

DEFORMACIONAL PICO

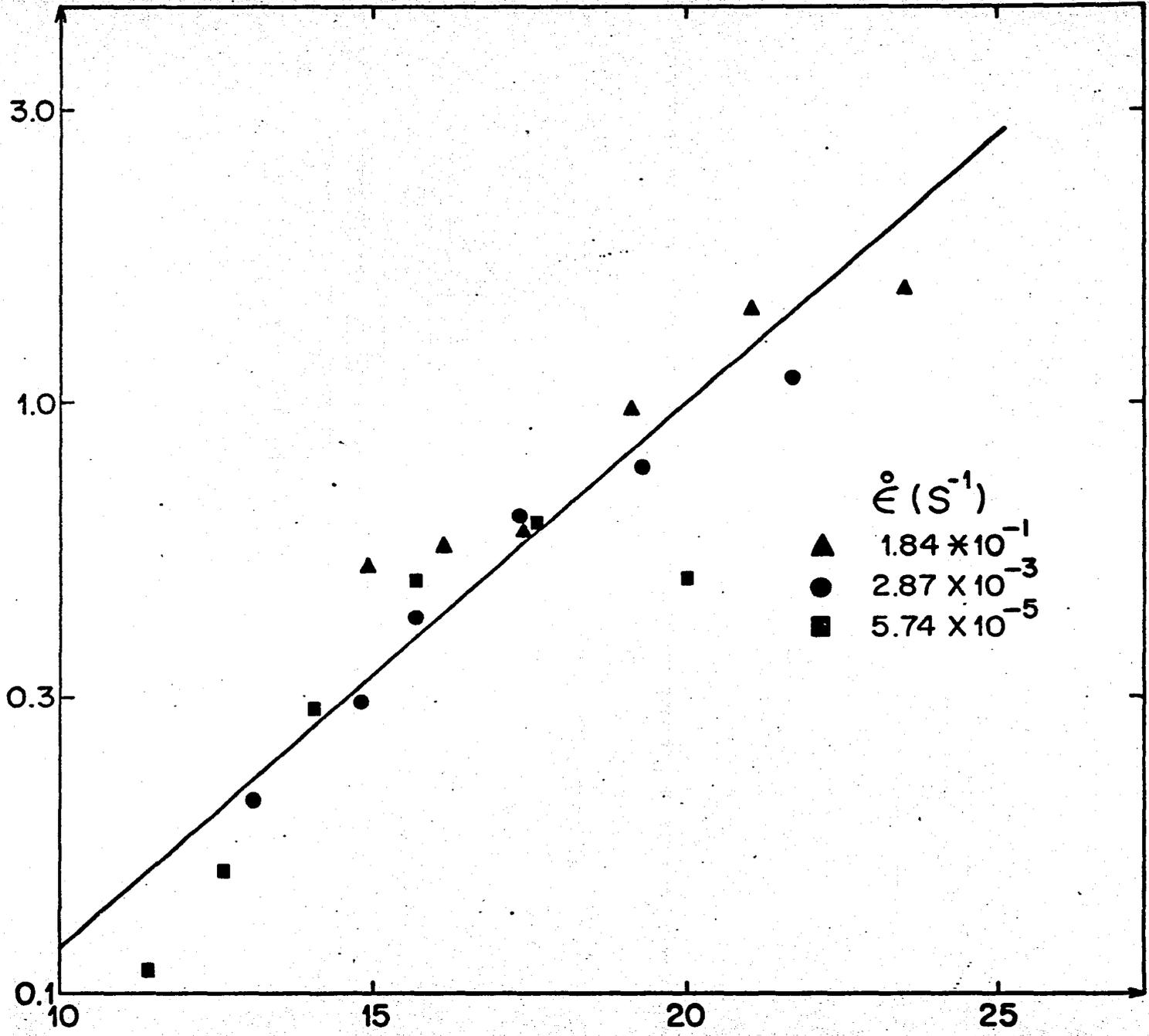
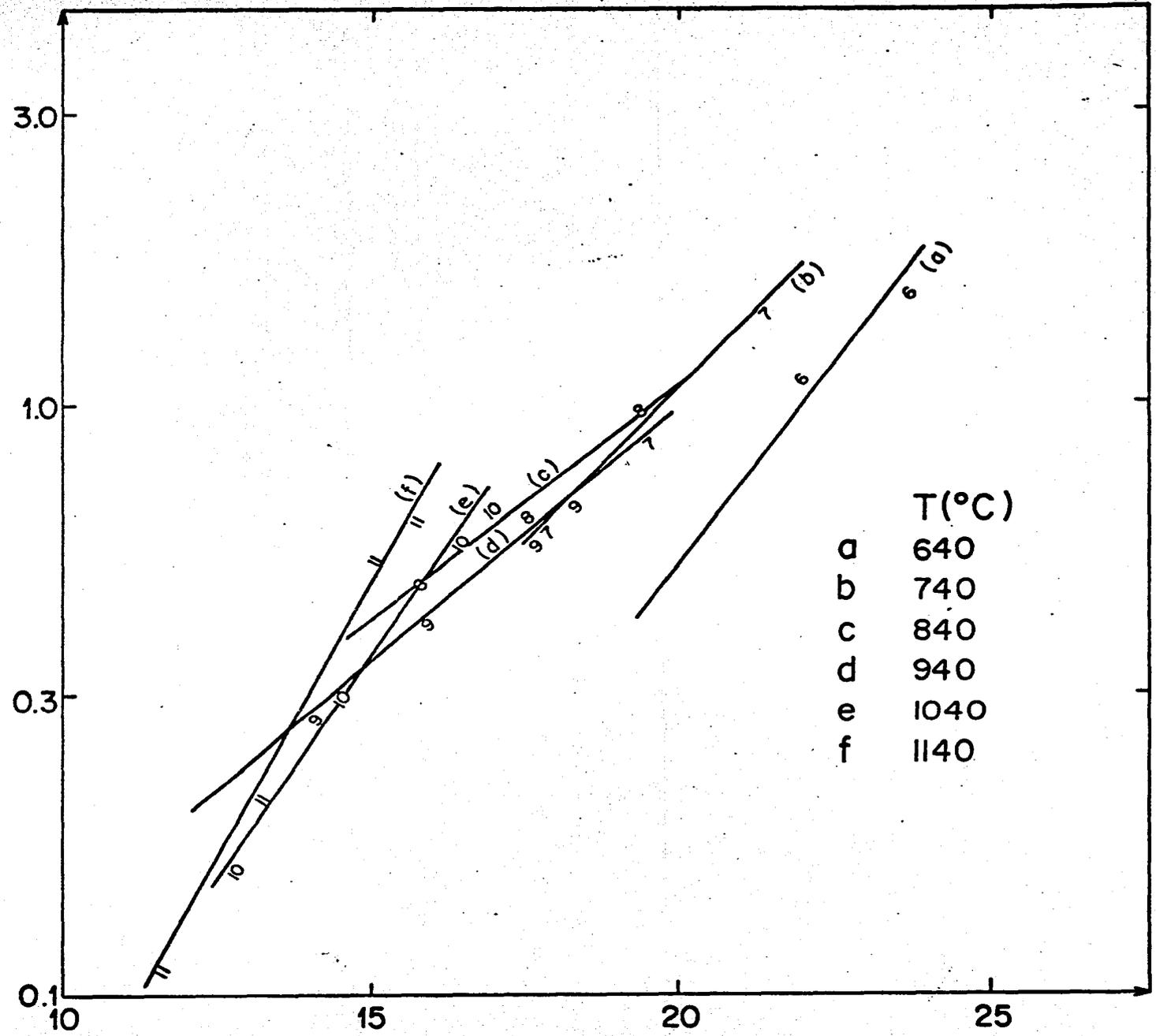


Figura 40. Dependencia de la deformación al pico con Z a diferentes temperaturas en los experimentos de Cole. Se muestra la regresión en la tendencia en la recta de 940 °C.

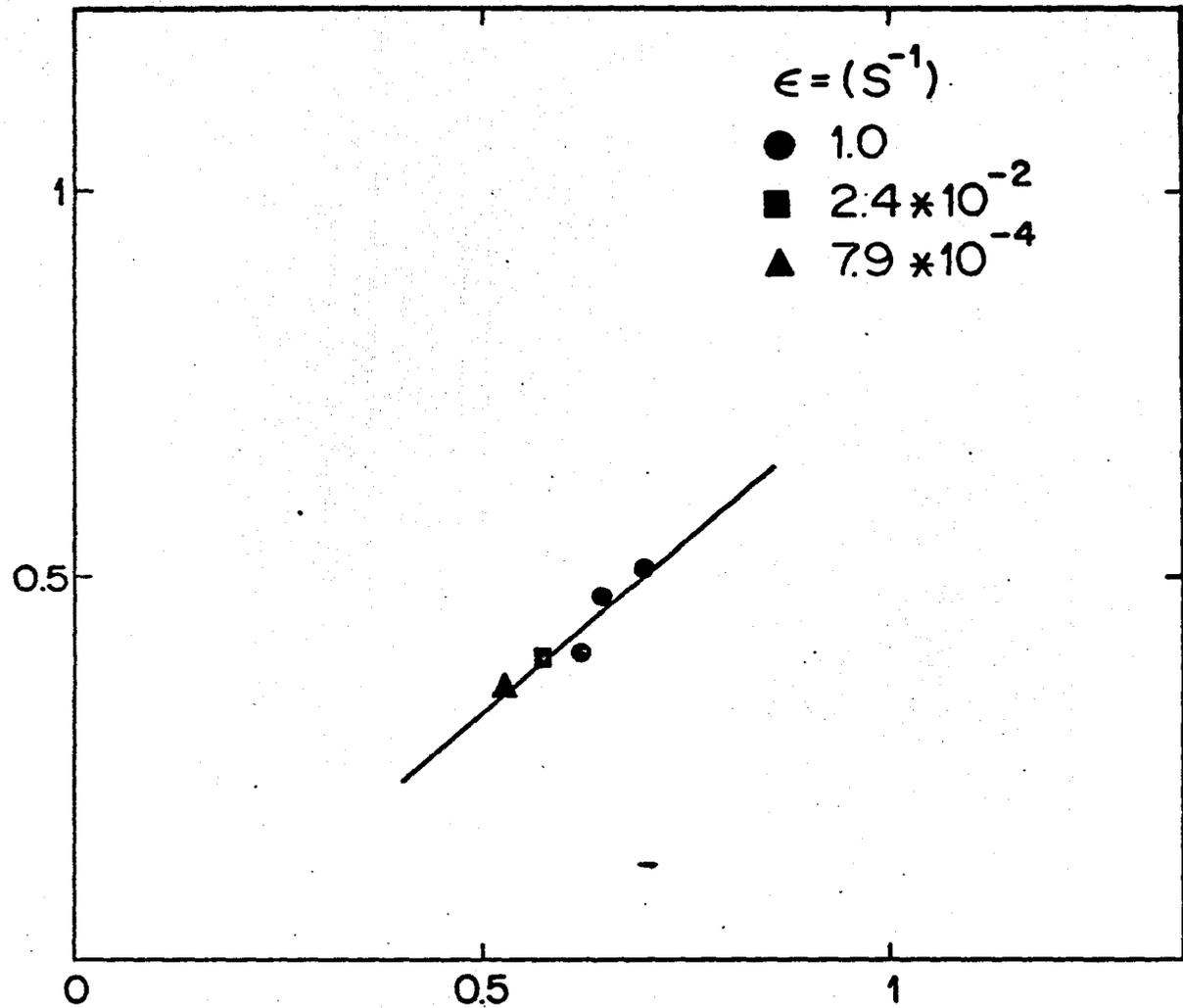
DEFORMACION AL PICO



T(°C)
a 640
b 740
c 840
d 940
e 1040
f 1140

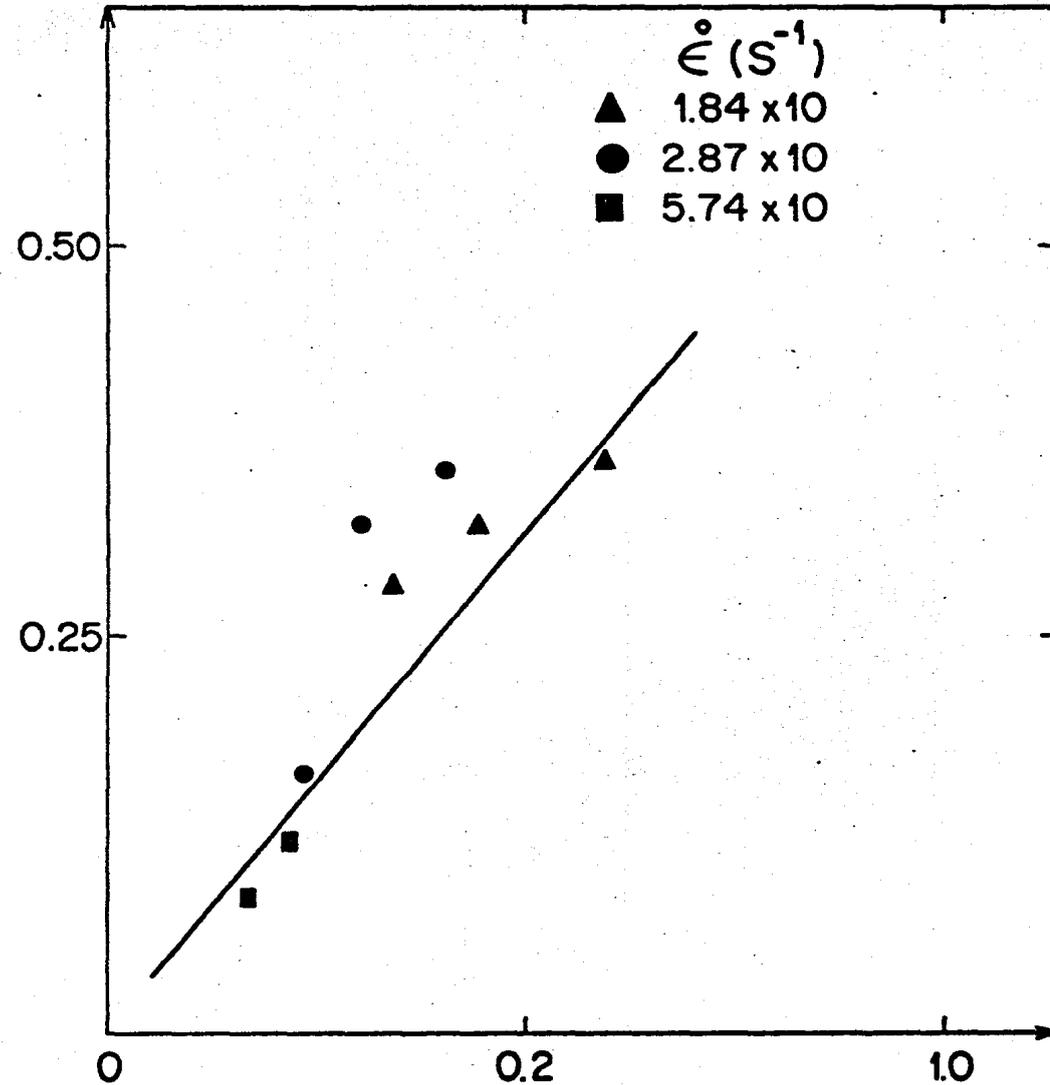
Figura 41. Determinación del valor medio lineal entre la ϵ_c observada y ϵ_p calculada. Se muestra primero para los experimentos de Barraclough y después para los de Cole.

DEFORMACION CRITICA OBSERVADA



DEFORMACION AL PICO CALCULADA

DEFORMACION CRITICA OBSERVADA



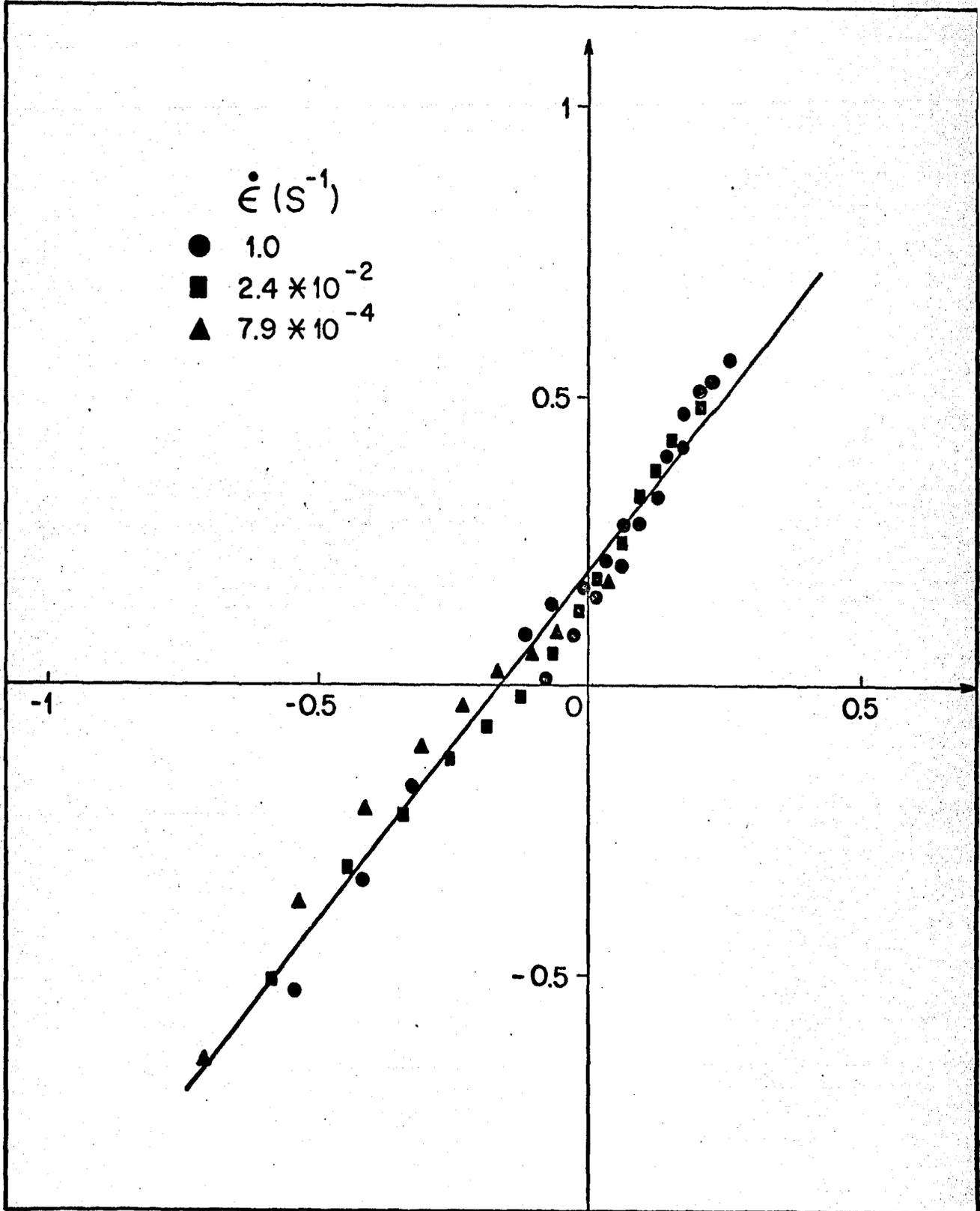
DEFORMACION AL PICO CALCULADA

Figura 42a. Gráfica de la ecuación de Avrami (5.3) para los experimentos de Barracluogh.

$\log \left(\ln \left(\frac{B1 - \Delta \sigma}{\dots} \right) \right)$

$\dot{\epsilon} \text{ (S}^{-1}\text{)}$

- 1.0
- 2.4×10^{-2}
- ▲ 7.9×10^{-4}



-1

$\log (\epsilon - X \epsilon_p)$

Figura 42b. Gráfica de la ecuación de Avrami (5.3) para los experimentos de Cole.

$\log \left(\frac{B_1 - \Delta \sigma}{T} \right)$

T (°C)	$\dot{\epsilon}$ (S ⁻¹)
1040	▲ 1.84 × 10 ⁻¹
1140	△ 1.84 × 10 ⁻¹
1040	● 2.87 × 10 ⁻³
1140	○ 2.87 × 10 ⁻³
1040	■ 5.74 × 10 ⁻⁵
1140	□ 5.74 × 10 ⁻⁵

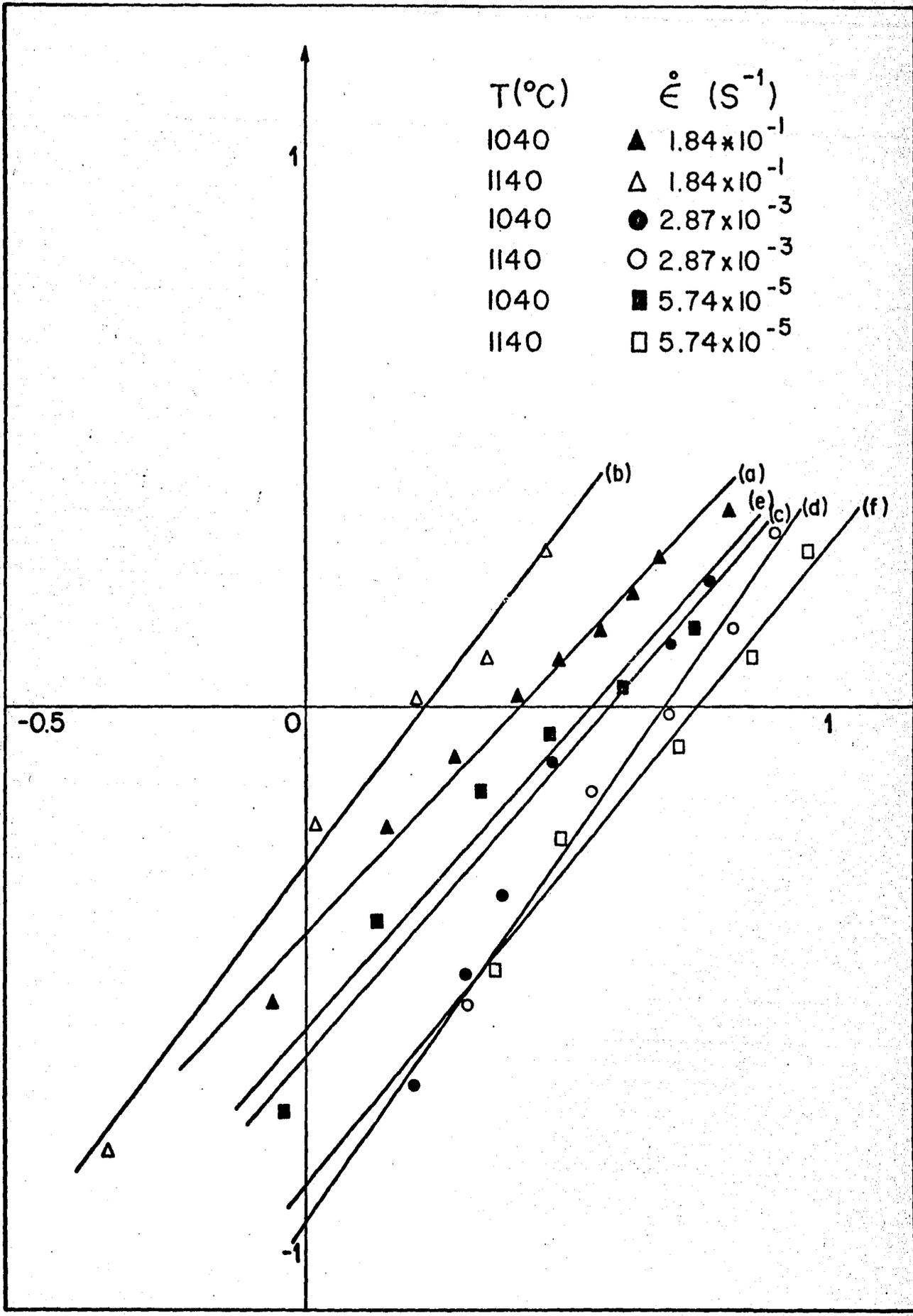


Figura 43. Predicción de las curvas θ vs. ϵ para las condiciones marcadas en los experimentos de Barraclough.

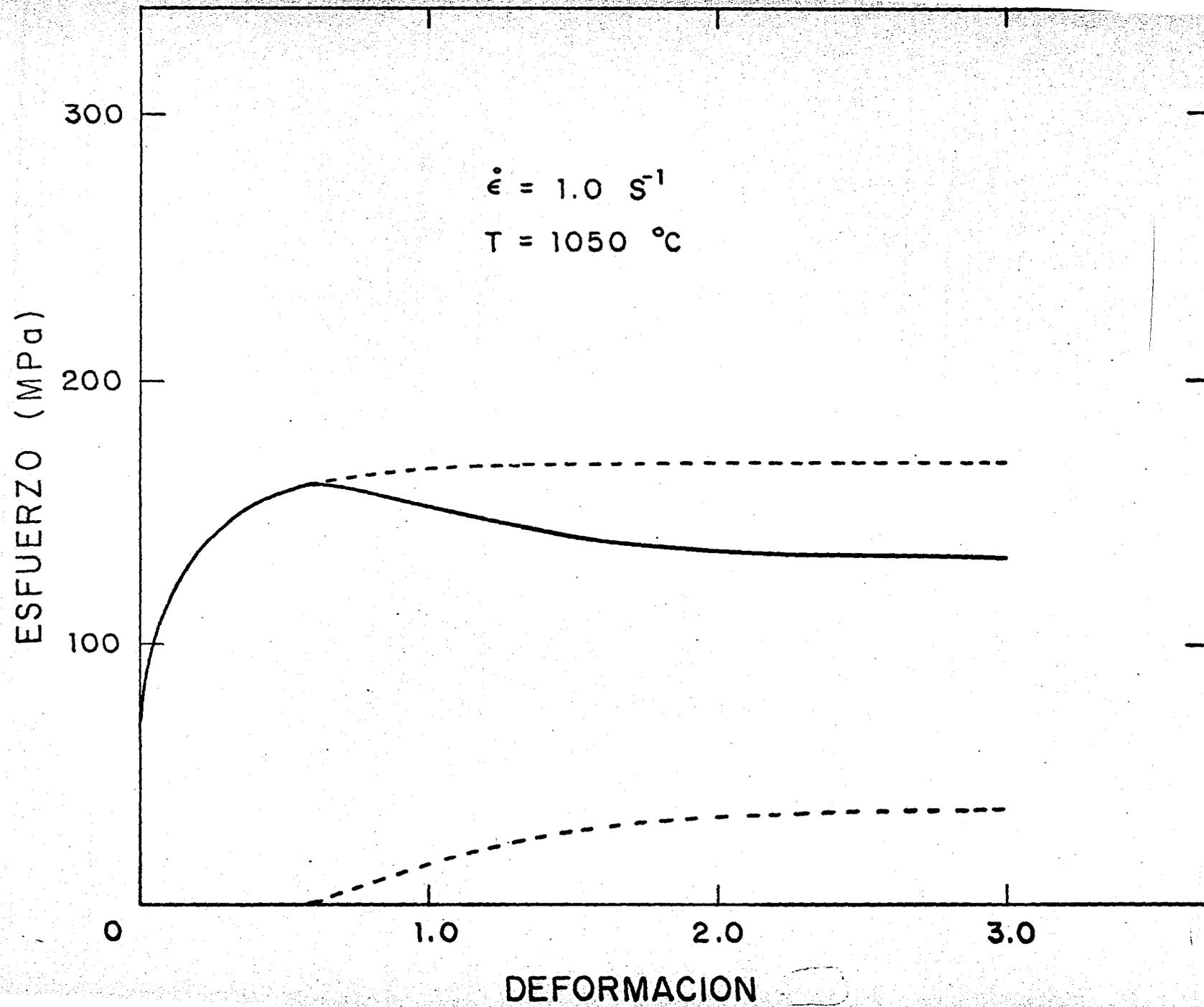


Figura 44. Comparación entre la curva predicha (punteada) y la curva experimental (sólida), bajo las condiciones mencionadas en la gráfica.

ESFUERZO (MPa)

300

200

100

0

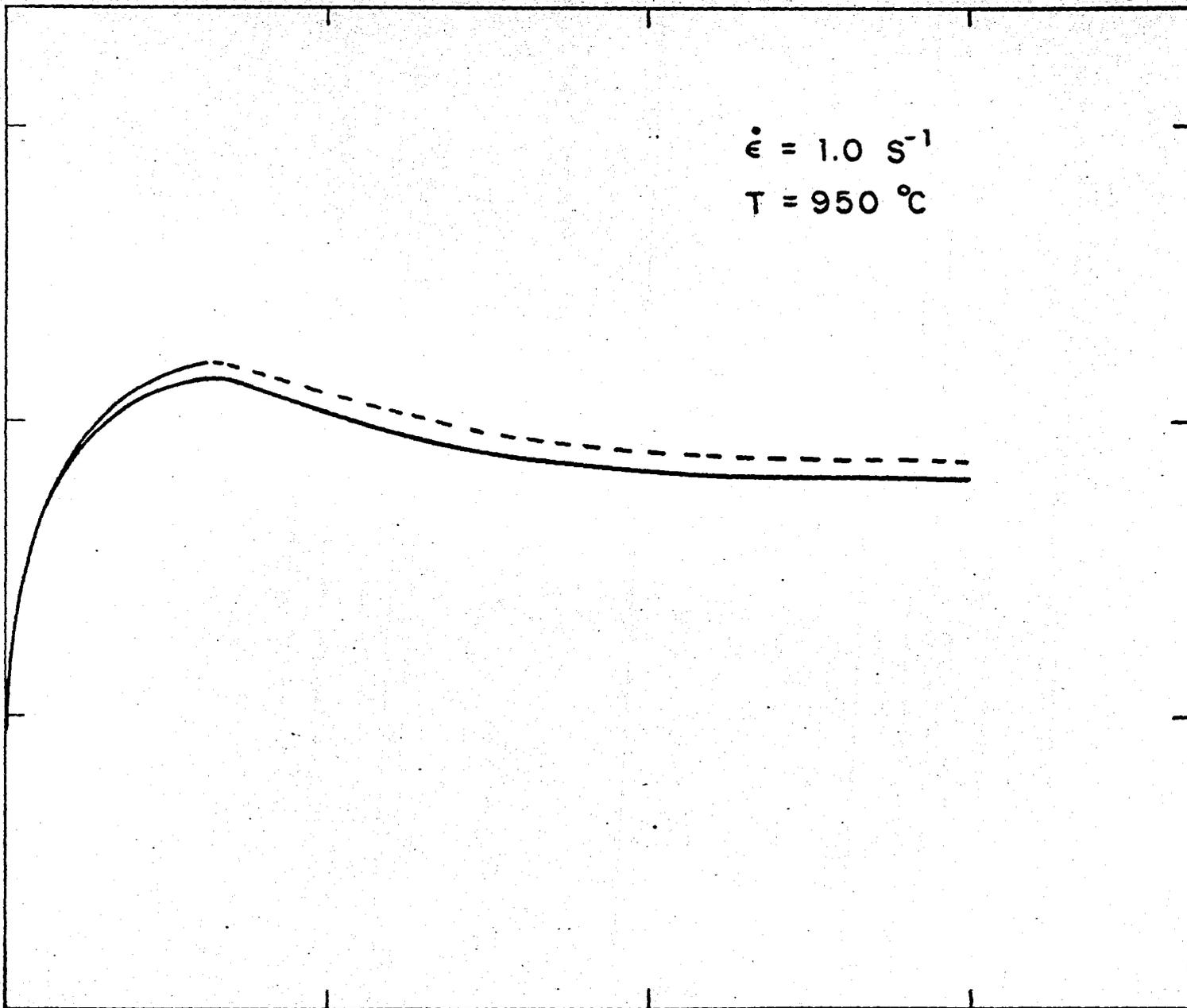
1.0

2.0

3.0

$\dot{\epsilon} = 1.0 \text{ s}^{-1}$

$T = 950 \text{ }^\circ\text{C}$



DEFORMACION

Figura 45. Diagrama de flujo del programa que simula el proceso de laminación en caliente.

- 1) Entrada de datos y cálculo del tiempo de estabilización.
- 2) Conector que marca el inicio del loop principal.
- 3) Cálculo de las propiedades térmicas a la tem. media.
- 4) Para todos los elementos de la placa.
- 5) ¿Es un elemento interno?
- 6) Calcula el flujo de calor con sus vecinos.
- 7) ¿Es tiempo para enfriamiento en agua?
- 8) Calcula la rapidez de pérdida de calor por enfriamiento en agua.
- 9) ¿Es el tiempo menor o igual a el tiempo para iniciar un paso?
- 10) Calcula la rapidez de pérdida de calor por enfriamiento al aire.
- 11) Llama a la subrutine para calcular en el rodillo y entre la placa y el rodillo.
- 12) ¿Es tiempo para el cálculo de estructuras?
- 13) Llama a la subrutine TCT. Esta subrutine tiene llamadas internas a las subroutines EQGRAN y MIXSTR.
- 14) Calcula el tamaño de grano promedio.
- 15) Imprime el tamaño de grano promedio y la estructura calculada.
- 16) ¿Es tiempo para iniciar un paso?
- 17) Llama a la subrutine para incrementar el numero de elementos.
- 18) ¿Es tiempo para imprimir?
- 19) Imprime las temperaturas calculadas
- 20) ¿Es tiempo para terminar?

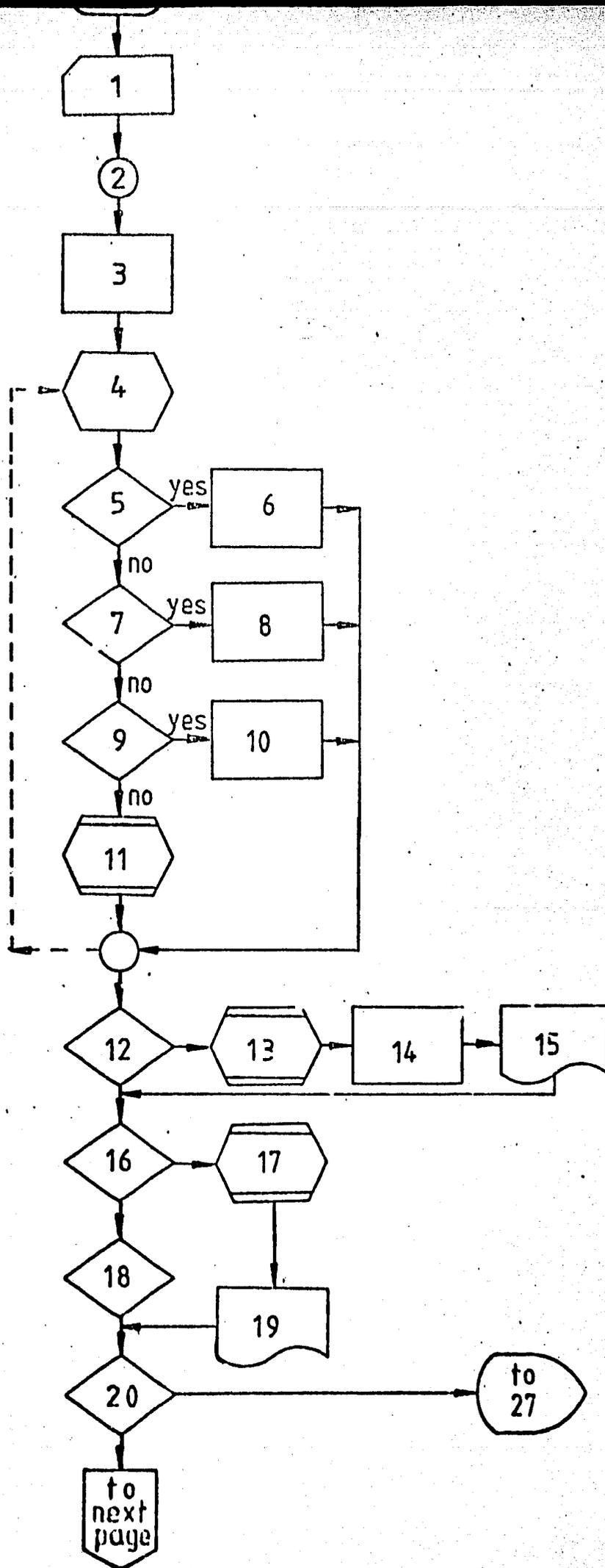


Figura 45. (Cont.)

- 21) ¿Es el tiempo menor que el tiempo para iniciar un paso?
- 22) ¿Es el tiempo igual que el tiempo para iniciar un paso?
- 23) Llama a la subroutine que define las dimensiones y temperaturas del rodillo.
- 24) Llama a la subroutine que decrece la altura del elemento, esta subroutine tiene una llamada interna a la subroutine que suma el aumento de temperatura, la cual en turno llama a la subroutine de integración numérica para cada elemento.
- 25) ¿Es el tiempo igual que el tiempo para terminar el paso?
- 26) Llama a la subroutine que decrece el número de elementos de la placa.
- 27) Calcula la estructura promedio para el cálculo de la carga.
- 28) ¿Es tiempo para terminar?
- 29) Llama a la subroutine para calcular el torque y la carga, la cual en turno tiene una llamada interna al procedimiento de integración numérica.
- 30) Define las condiciones estructurales después del paso, que son usadas durante el subsecuente periodo de enfriamiento al aire.

Figura 46. Posición del elemento cuya temperatura es igual a la temperatura media del renglón.

Figura 47. Rapidez de deformación promedio para un intervalo.

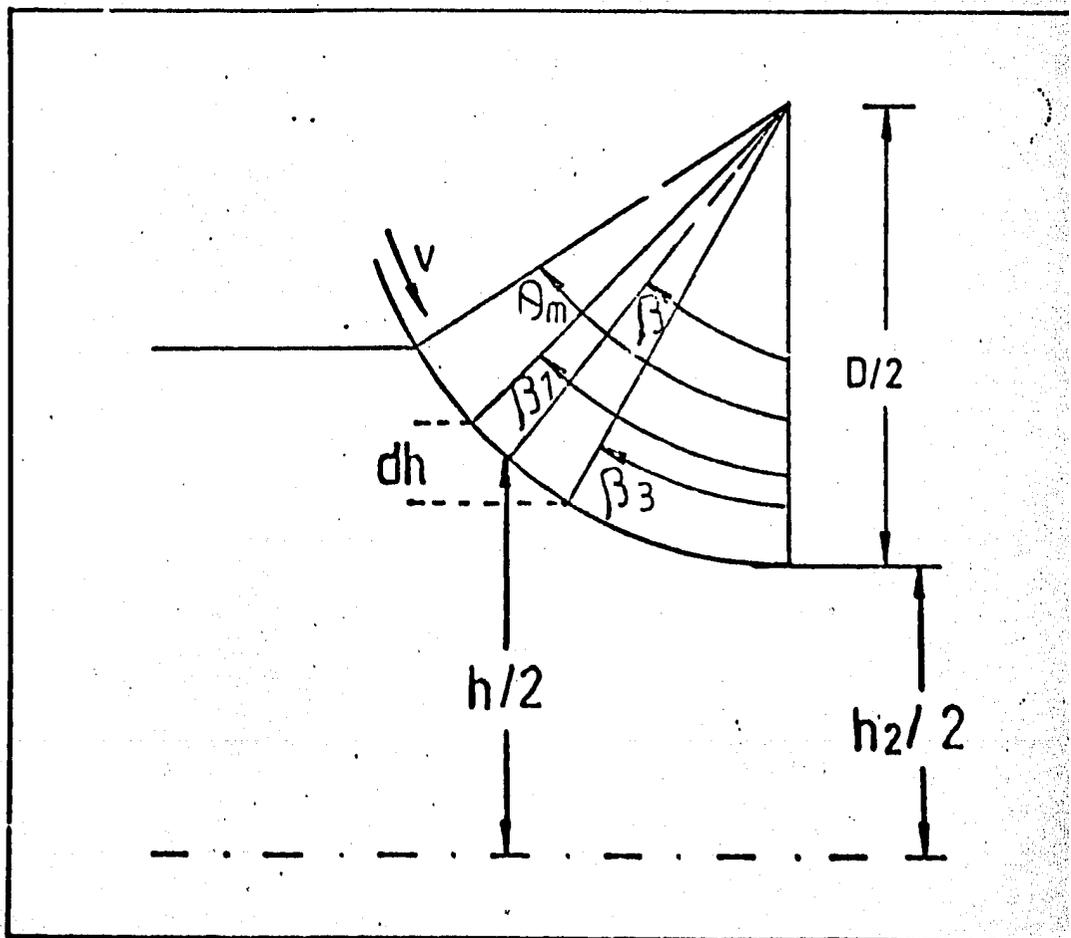
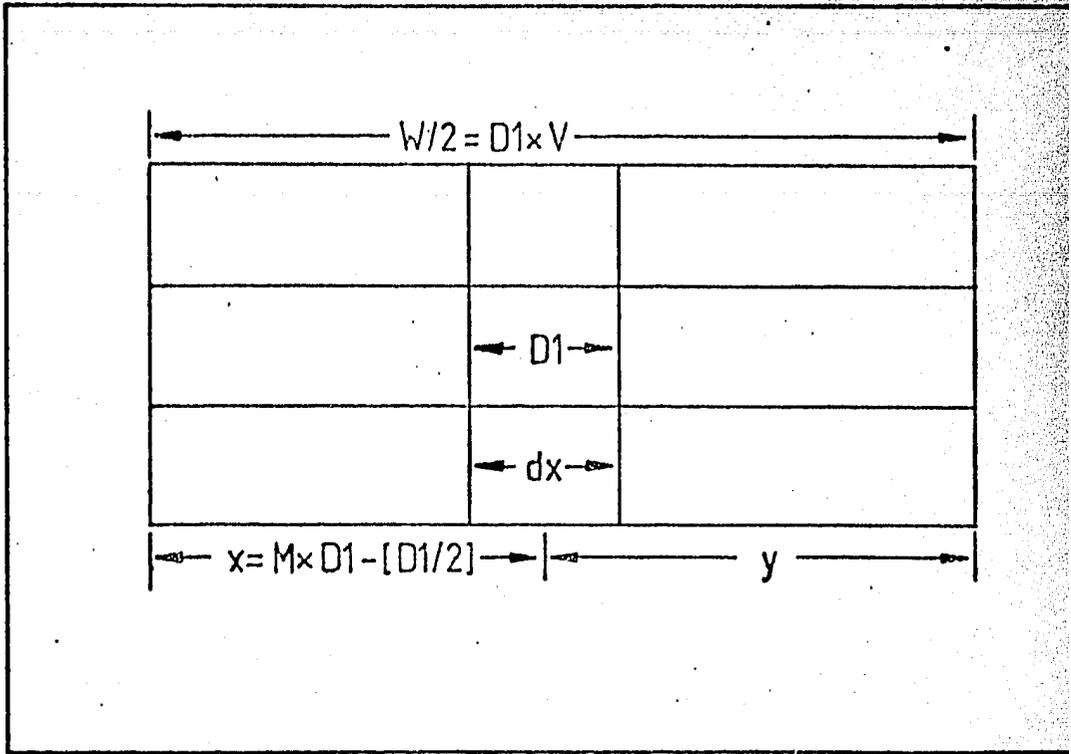


Figura 48. Distribución de temperatura promedio para acero al C.

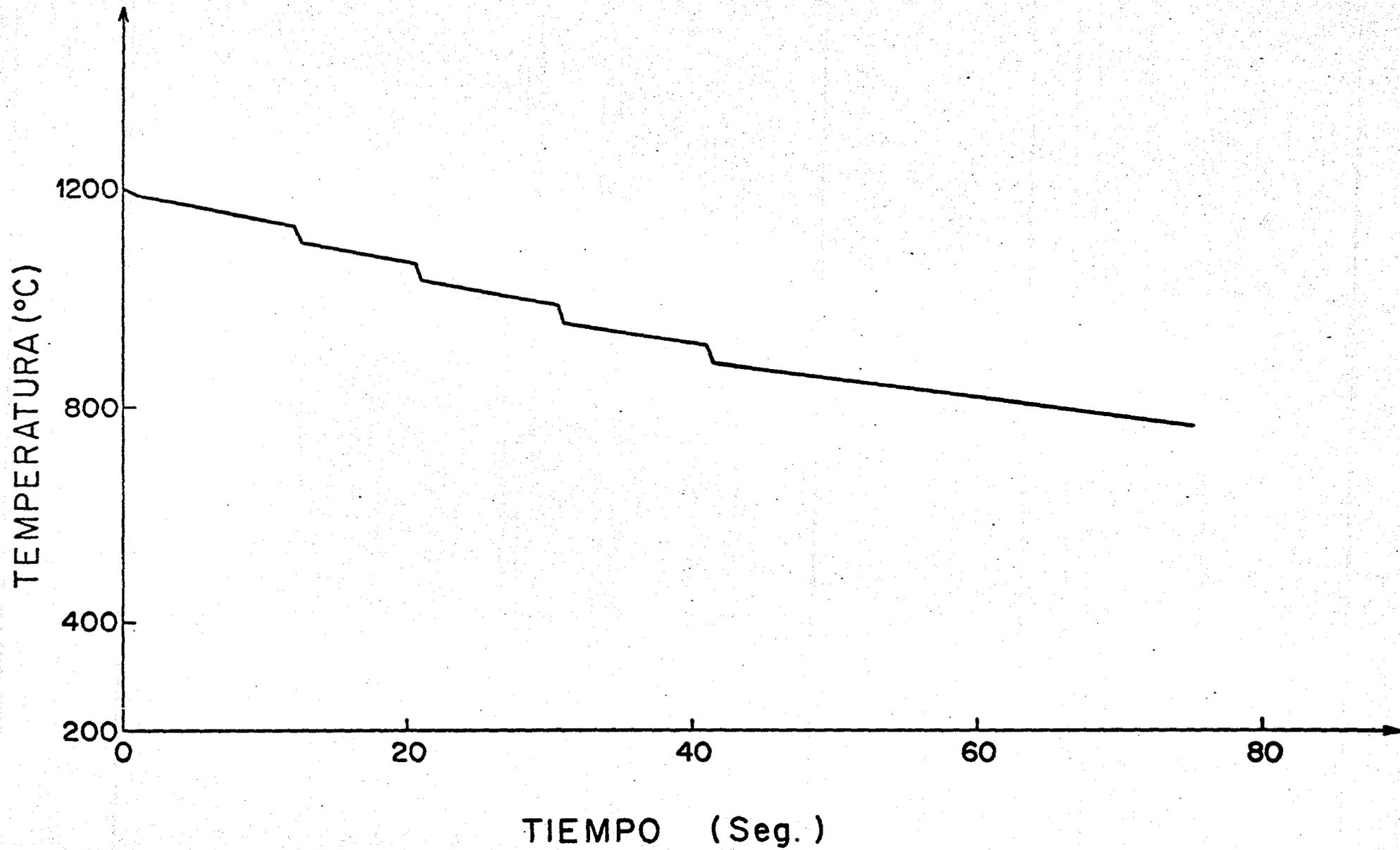


Figura 49. Distribución de temperatura promedio para acero inoxidable.

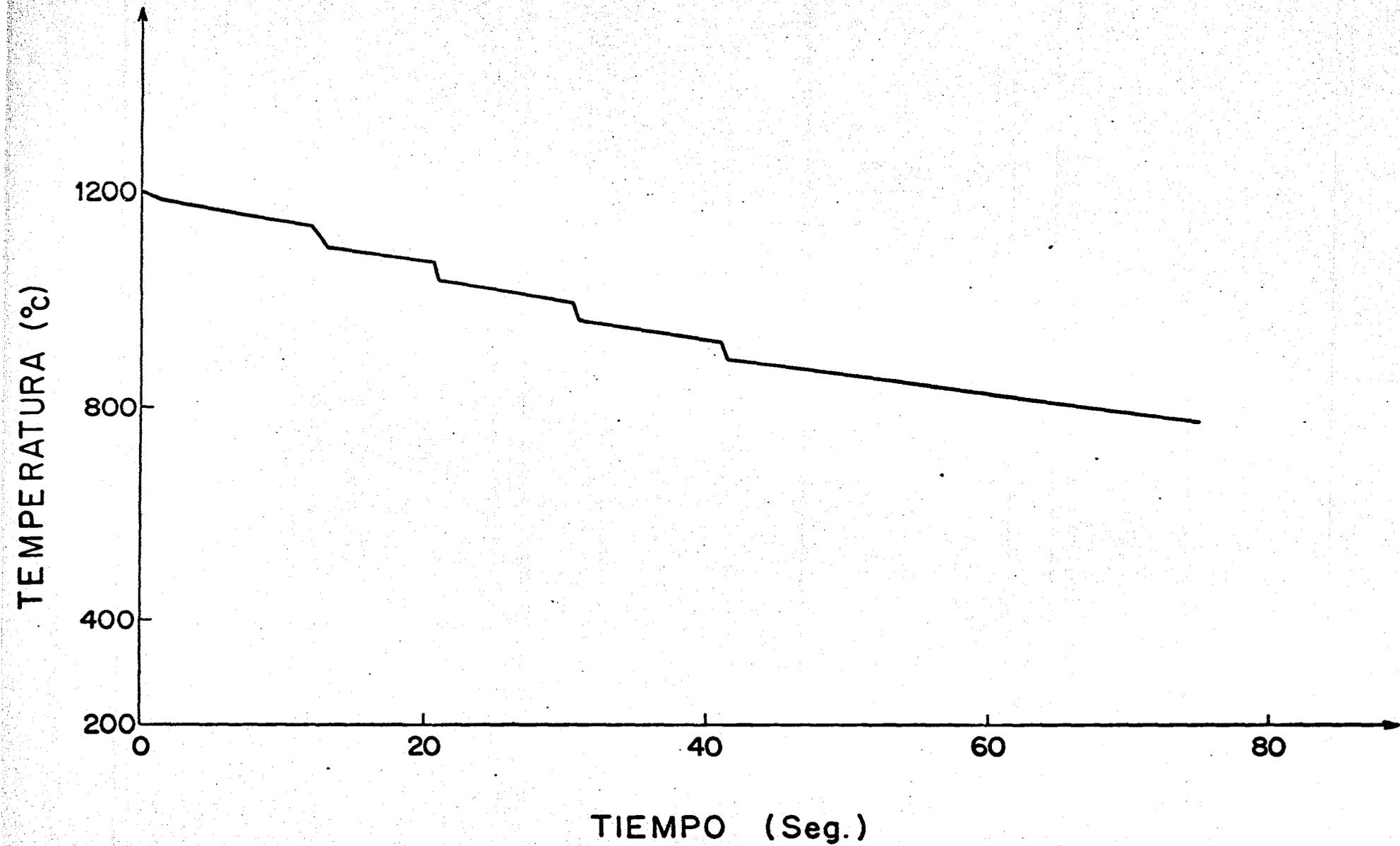


Figura 50. Evolución del tamaño de grano promedio para acero al C.

TAMANO DE GRANO PROMEDIO (μm)

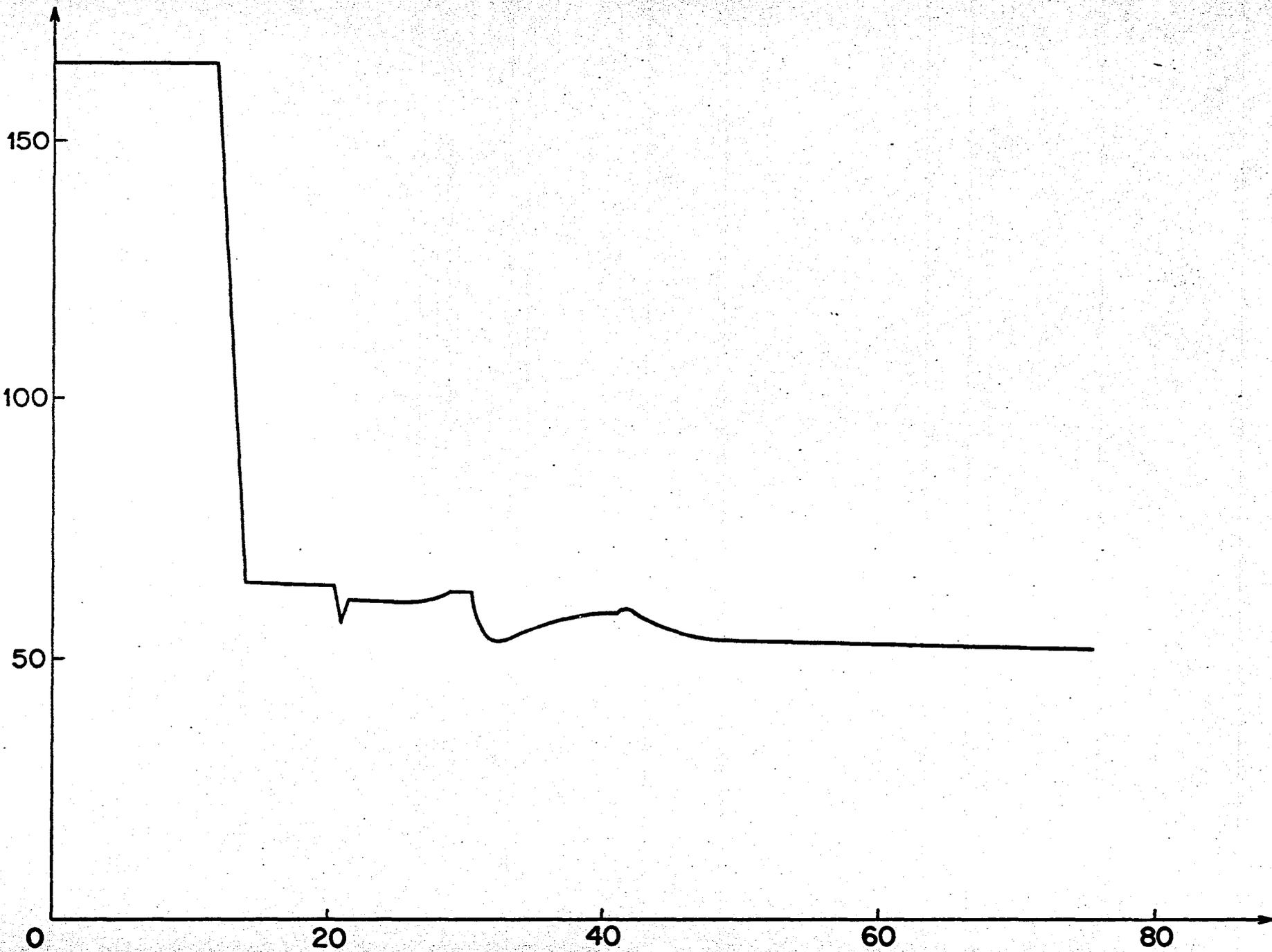


Figura 51. Evolución del tamaño de grano promedi para acero inoxidable.

TAMANO DE GRANO PROMEDIO (μm)

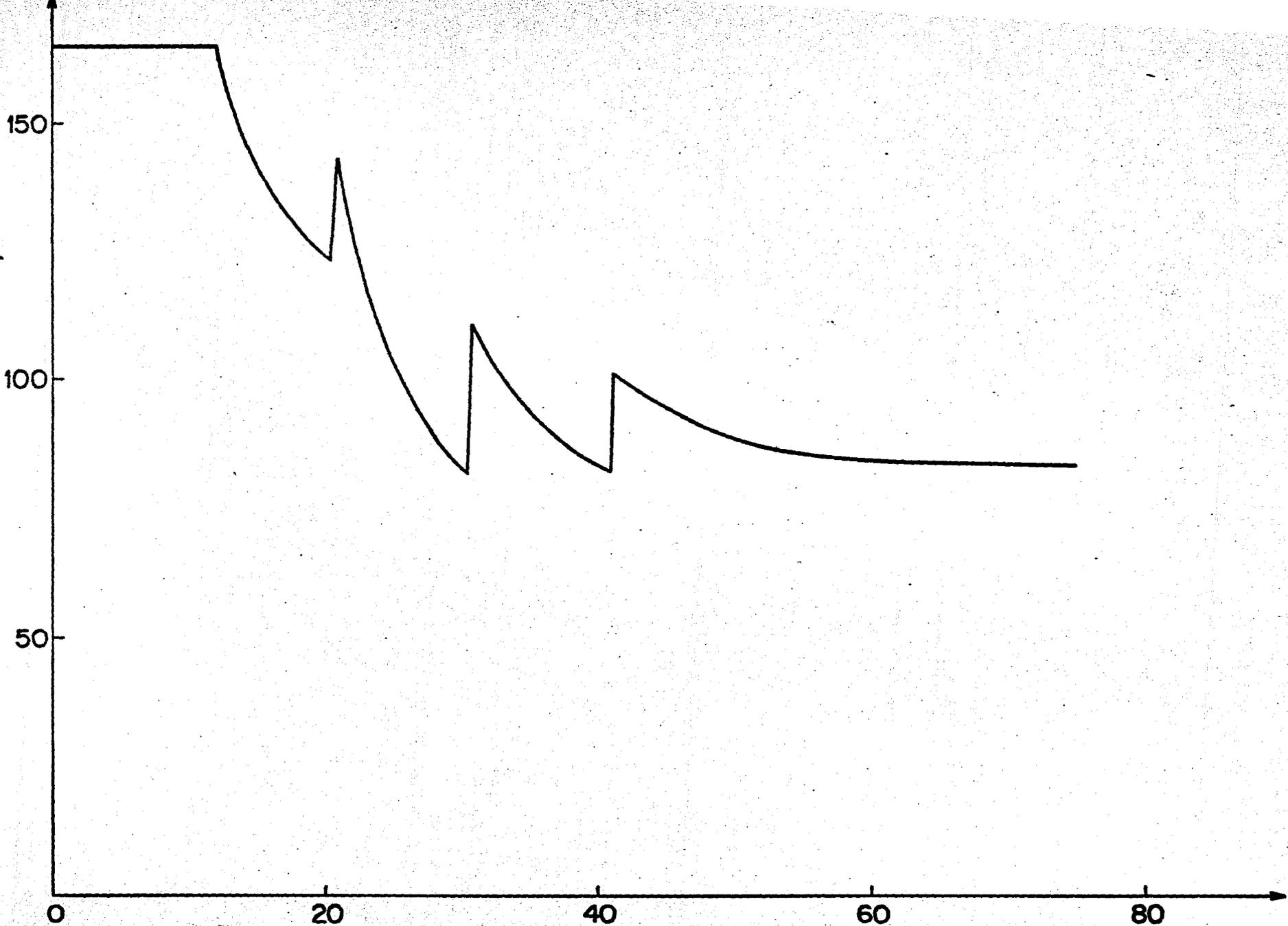


Figura 52. Fracción recristalizada durante el proceso par acero al C.

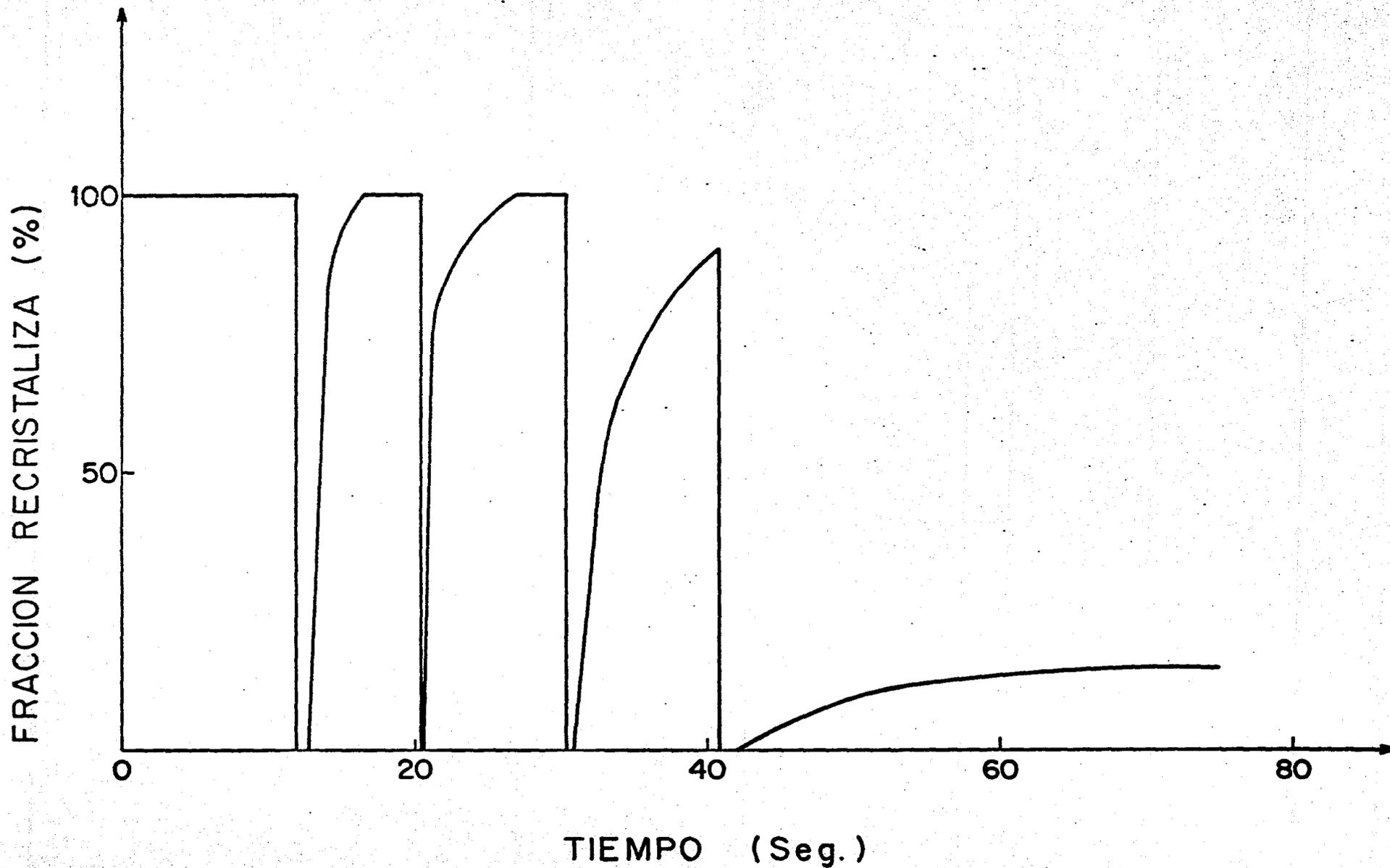


Figura 53. Fracción recristalizada durante el proceso para acero inoxidable

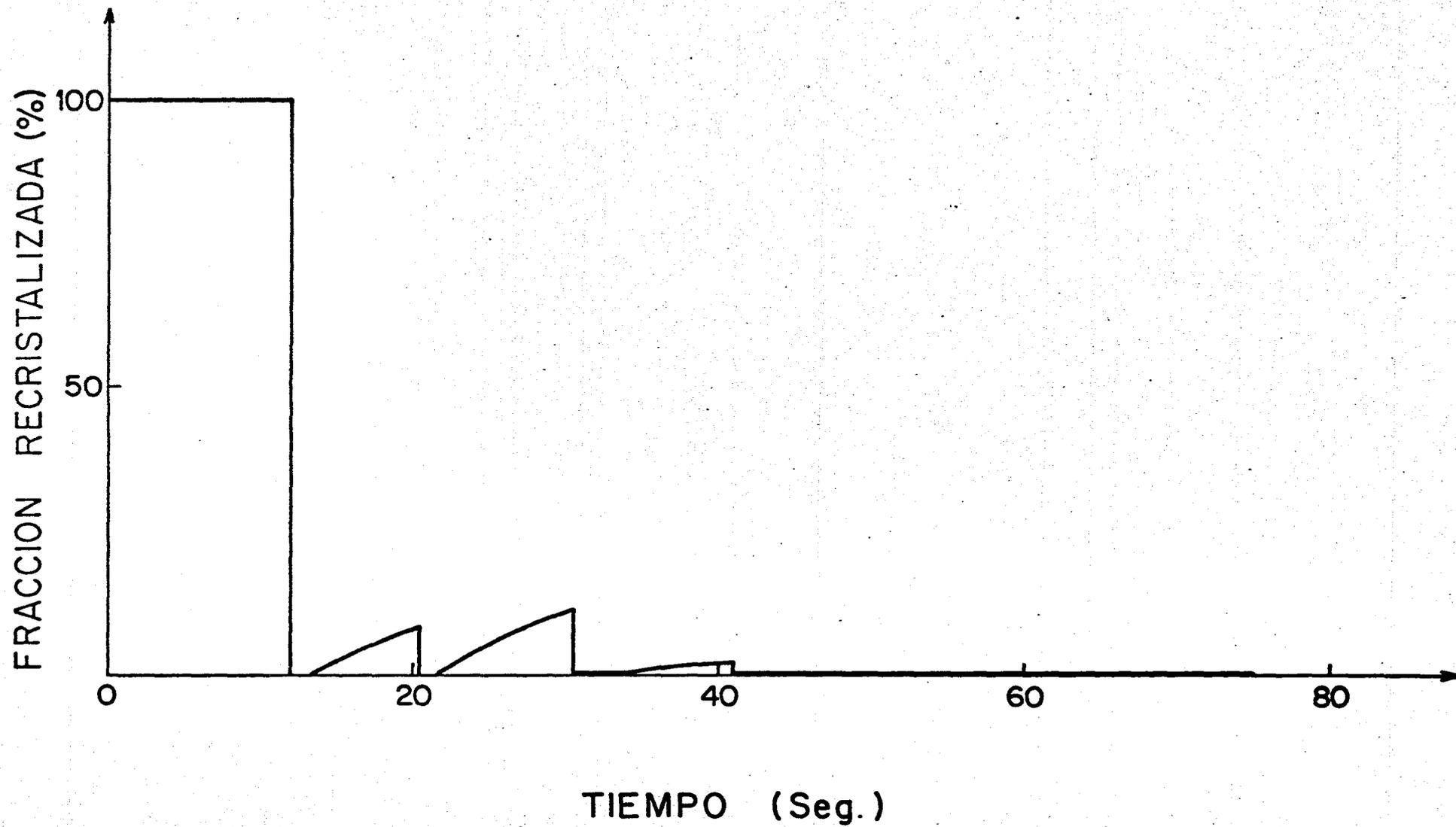


Figura 54. Deformación producida y acumulada en acero inoxidable.

(a) antes de la segunda pasada 90.93% de material con deformación acumulada de 0.219

(b) antes de la tercera pasada 7.97% de material con deformación acumulada de 0.199 y 76.13% de material con deformación acumulada de 0.419

(c) antes de la cuarta pasada 14.34% de material con deformación acumulada de 0.198, 6.59% de material con deformación acumulada de 0.398 y 73.91% de material con deformación acumulada de 0.618.

(d) Al final de la cédula, 5.03% de material con deformación acumulada de 0.165, 12.57% con deformación acumulada de 0.363, 6.41% con deformación acumulada de 0.563 y 73.71% de material con deformación acumulada de 0.783

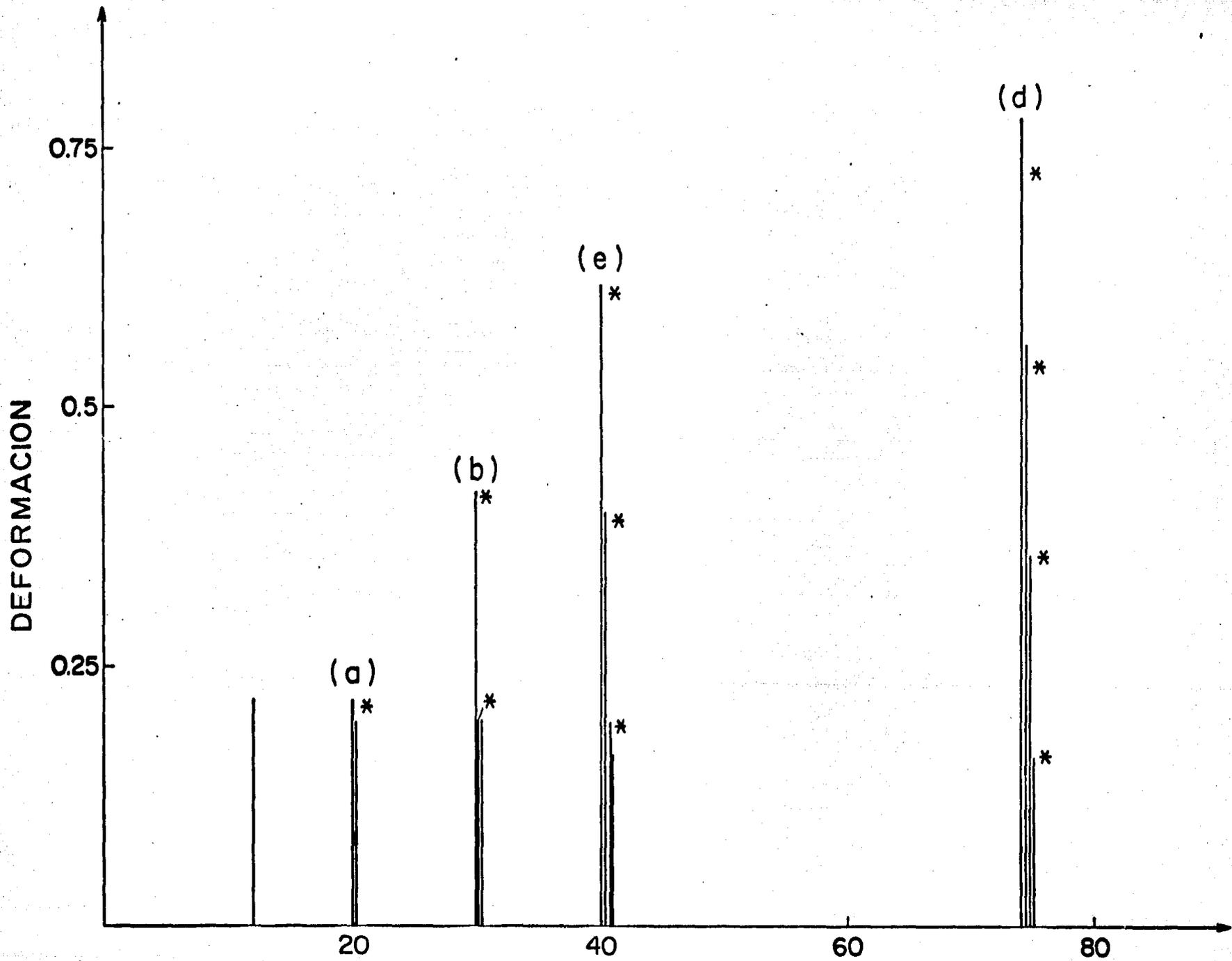


Figura 55. Deformación producida y acumulada en acero al C.

(a) Antes de la cuarta pasada 21.24% de material con deformación acumulada de 0.197

(b) Al final de la cédula 86.57% de material con deformación acumulada de 0.169

* DEFORMACION ACUMULADA EN EL
PORCENTAJE INDICADO DE MATERIAL

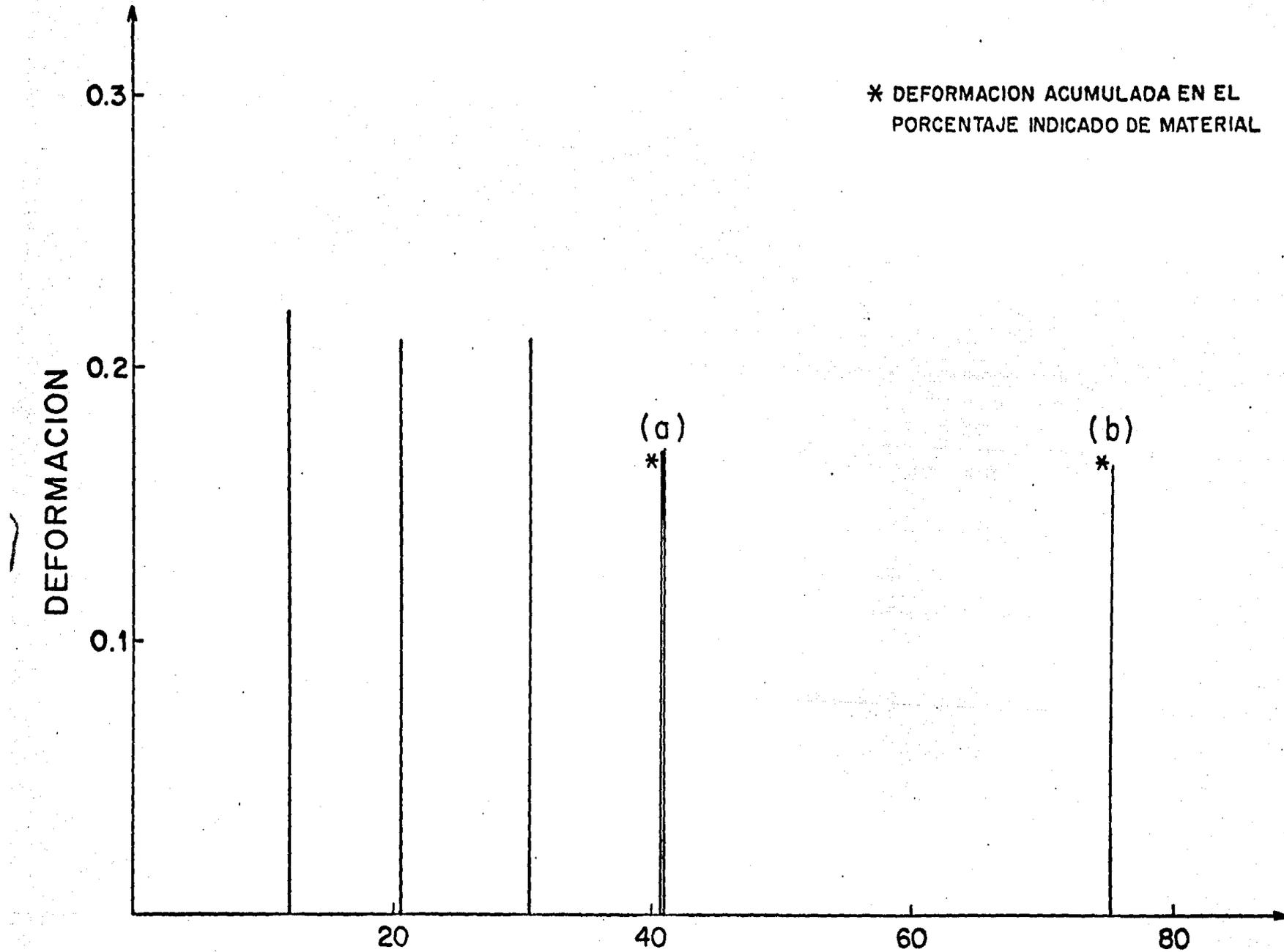


Figura 56. Cargas en el molino para laminar acero al C.

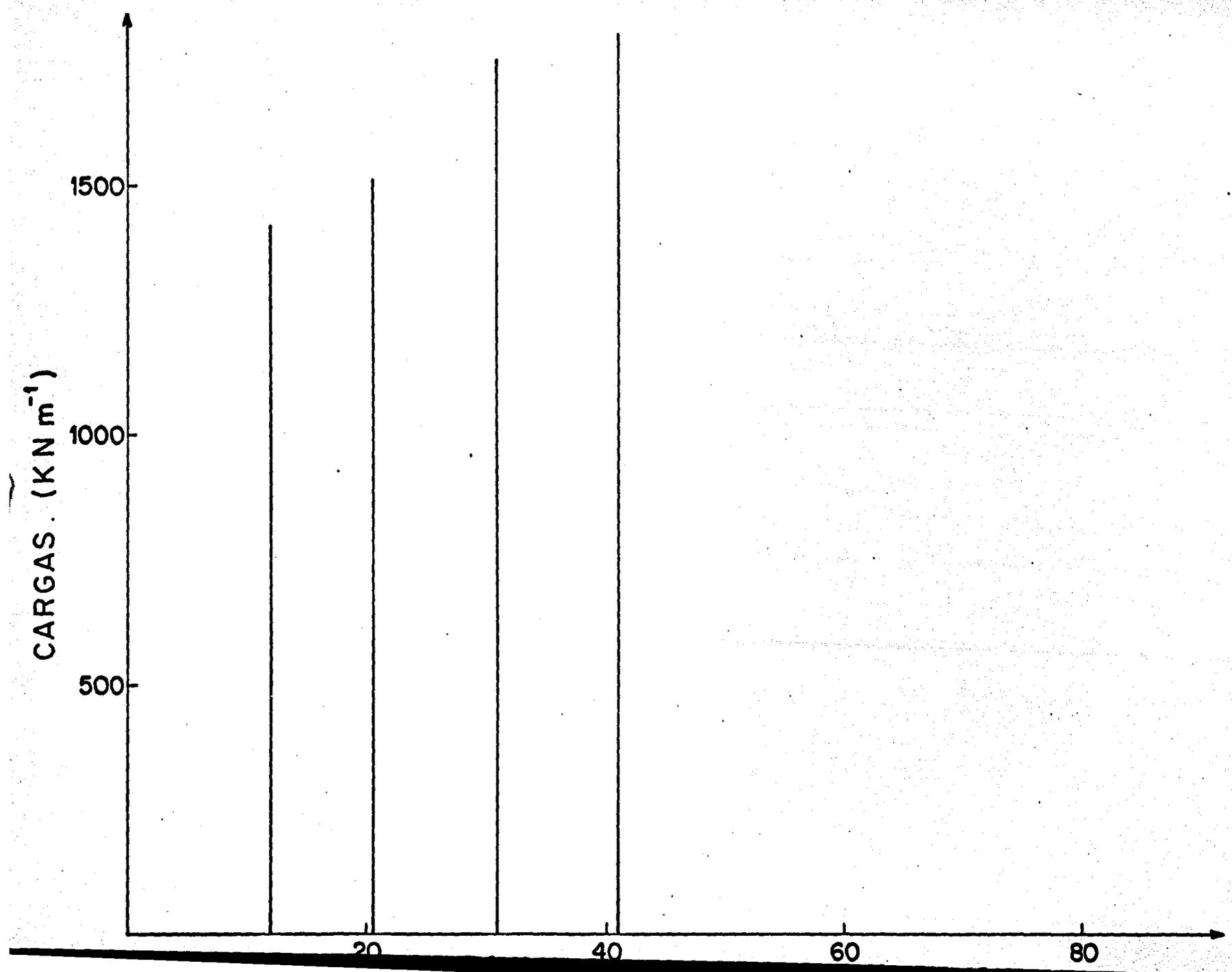


Figura 57. Cargas en el molino para laminar acero inoxidable.

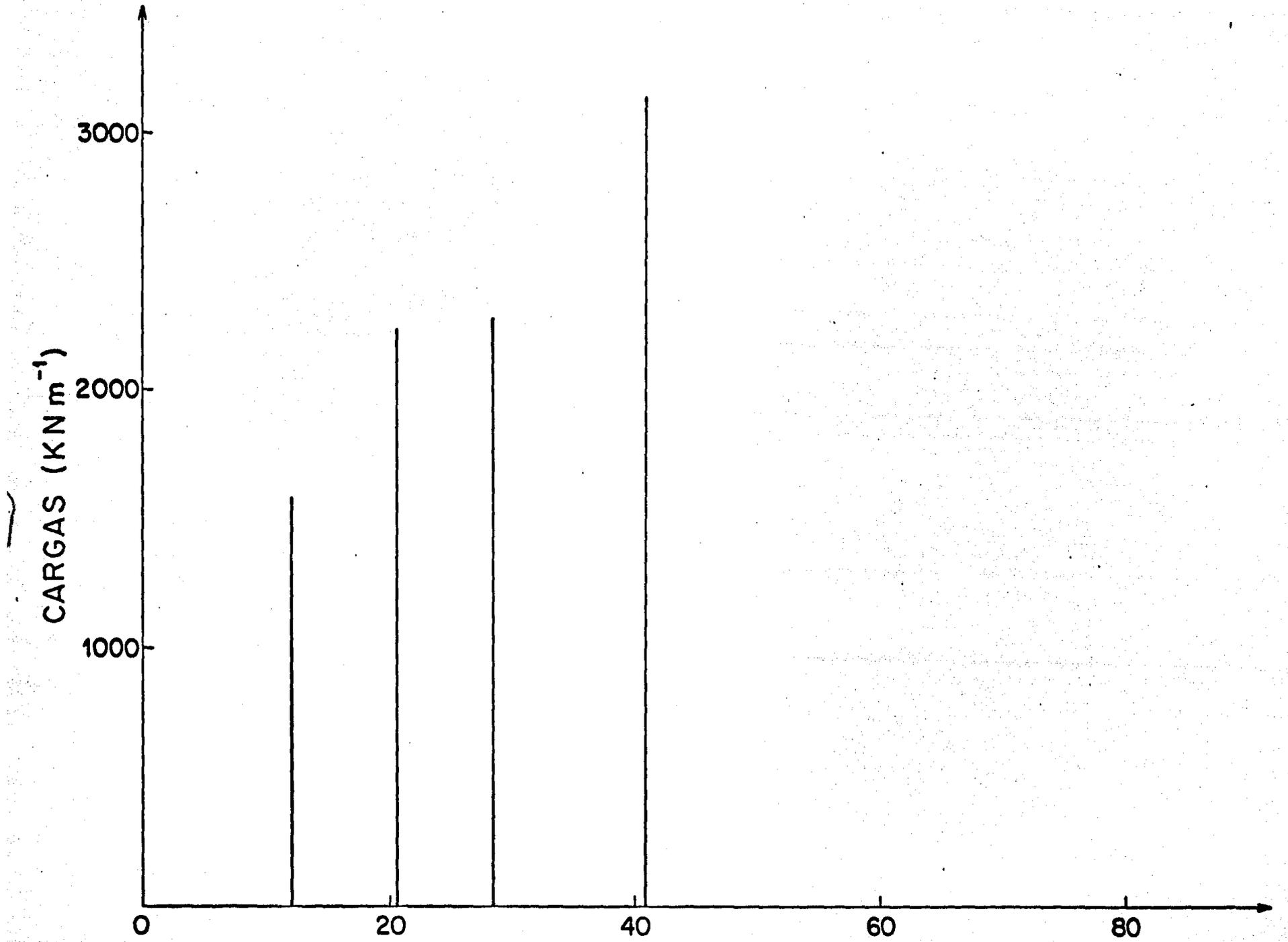
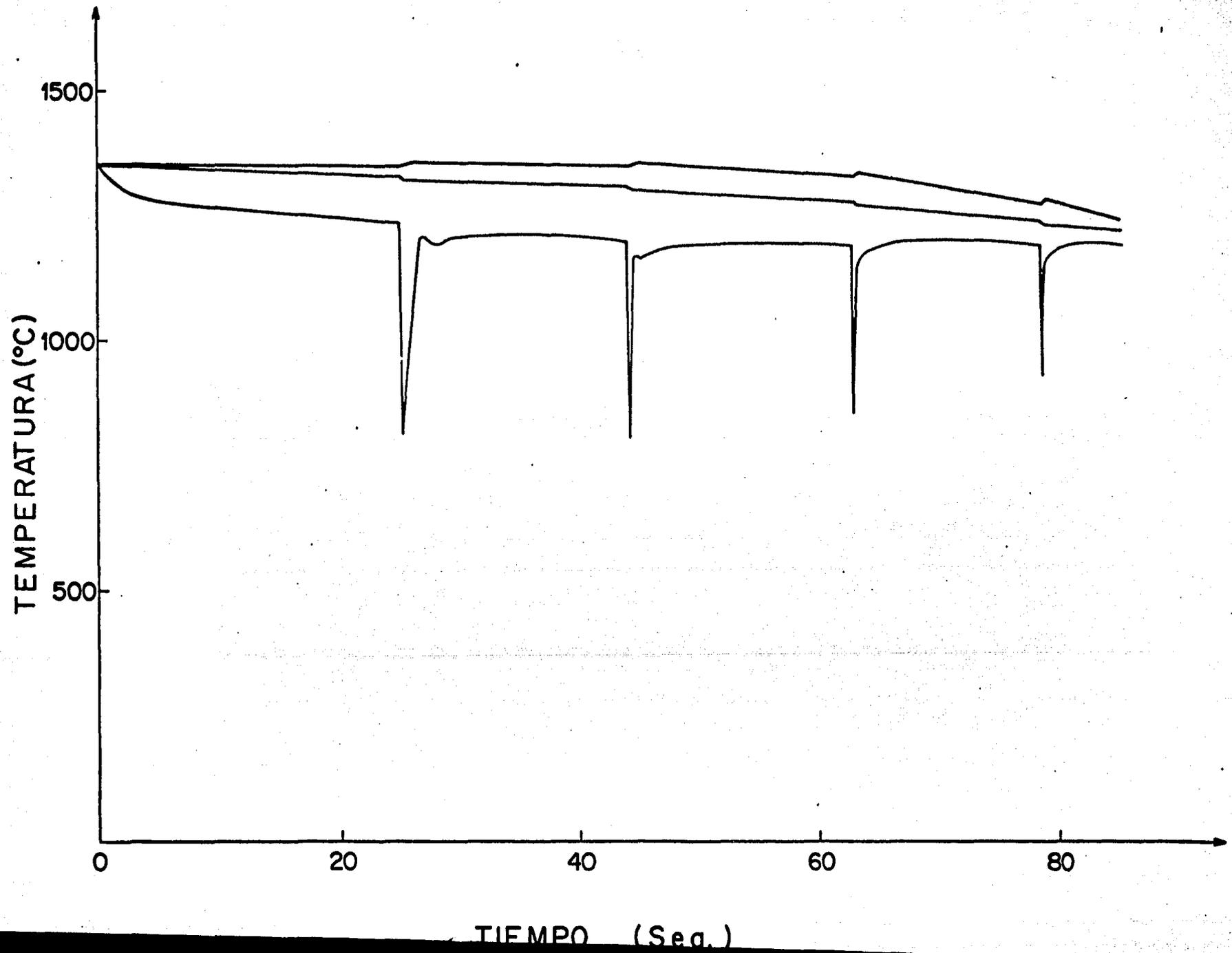


Figura 58. Distribución de temperaturas en el centro, promedio y superficie para la cédula Ebbw Vale, respectivamente.



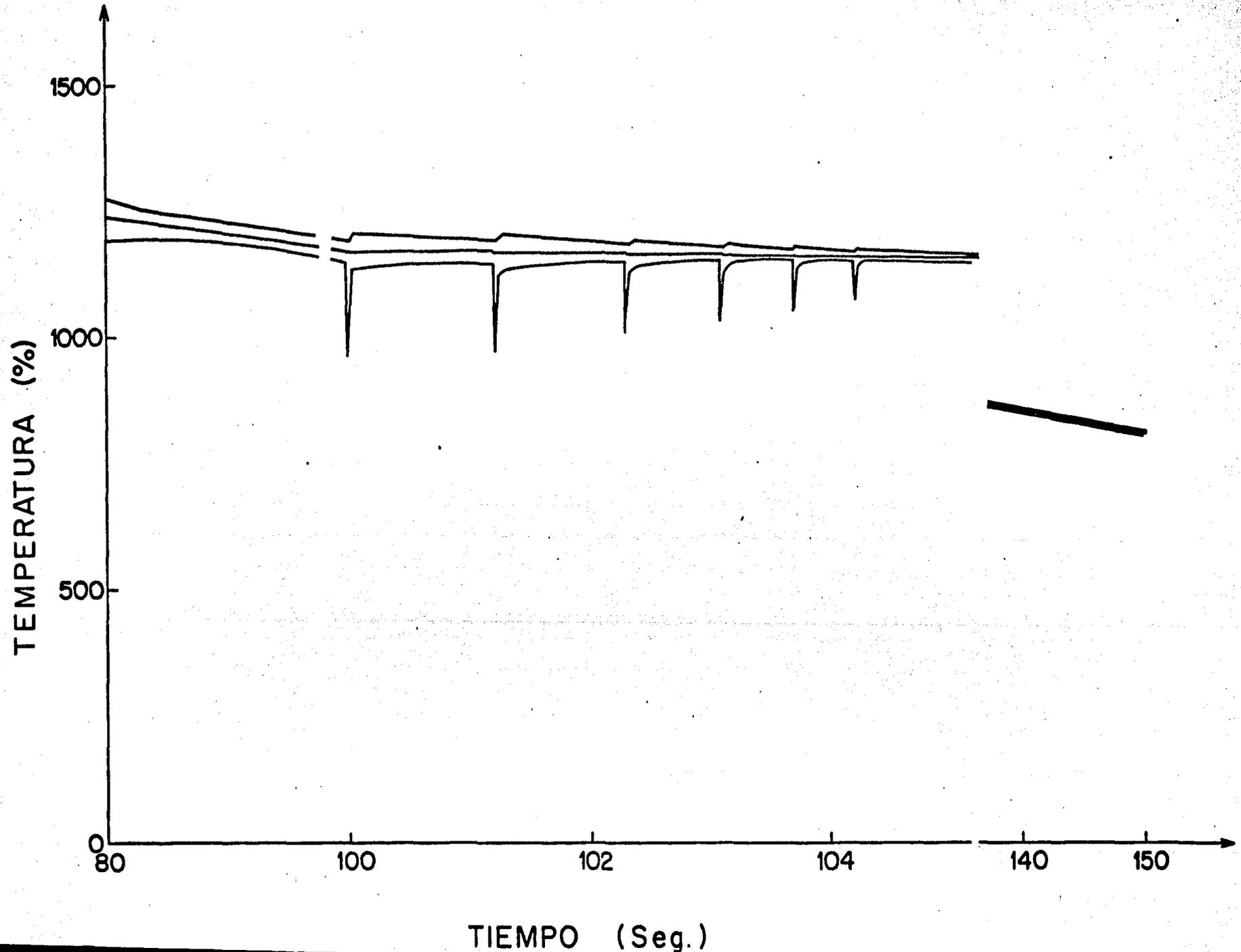
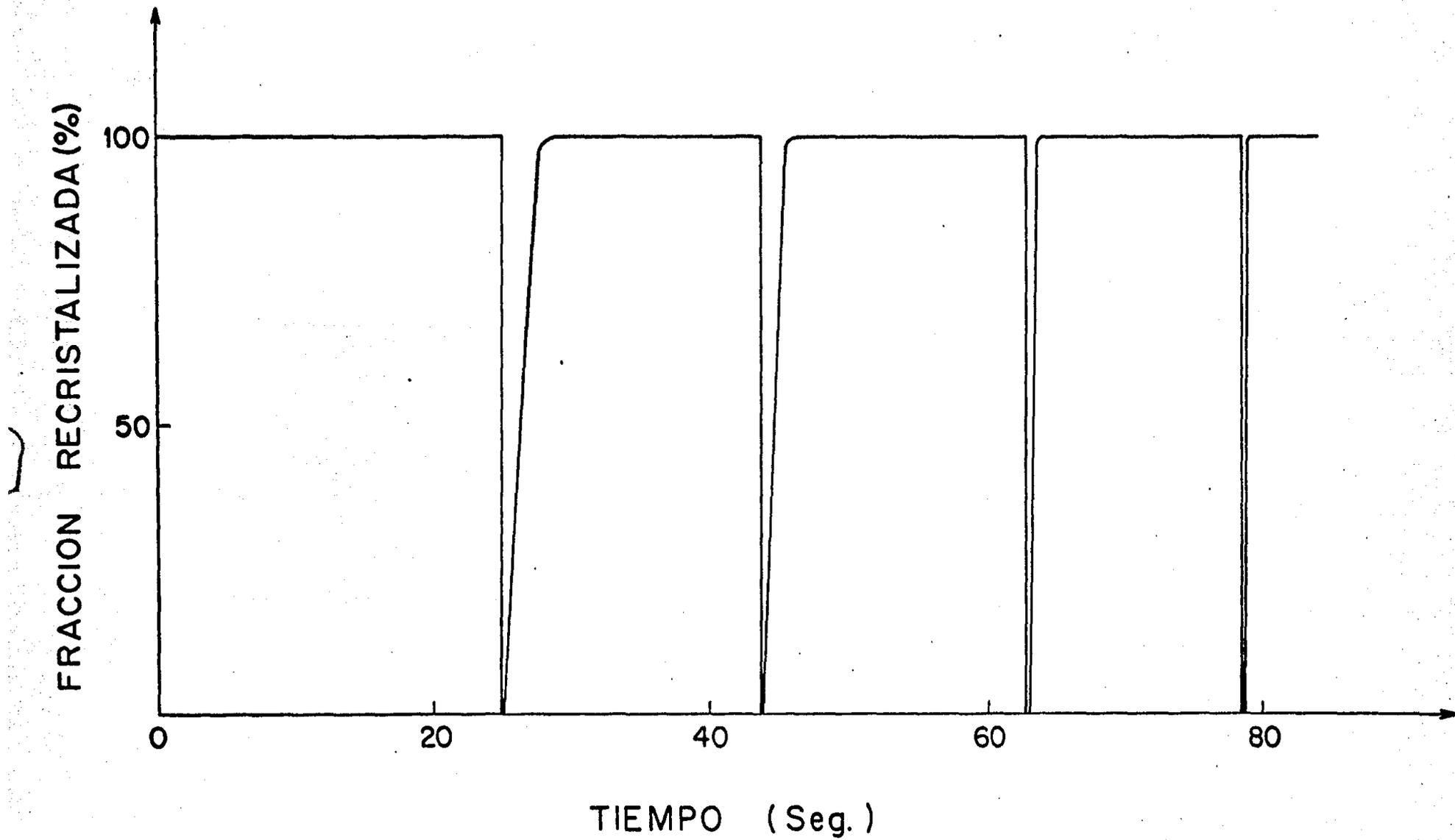


Figura 59. Fracción recristalizada durante la cédula Ebbw Vale.



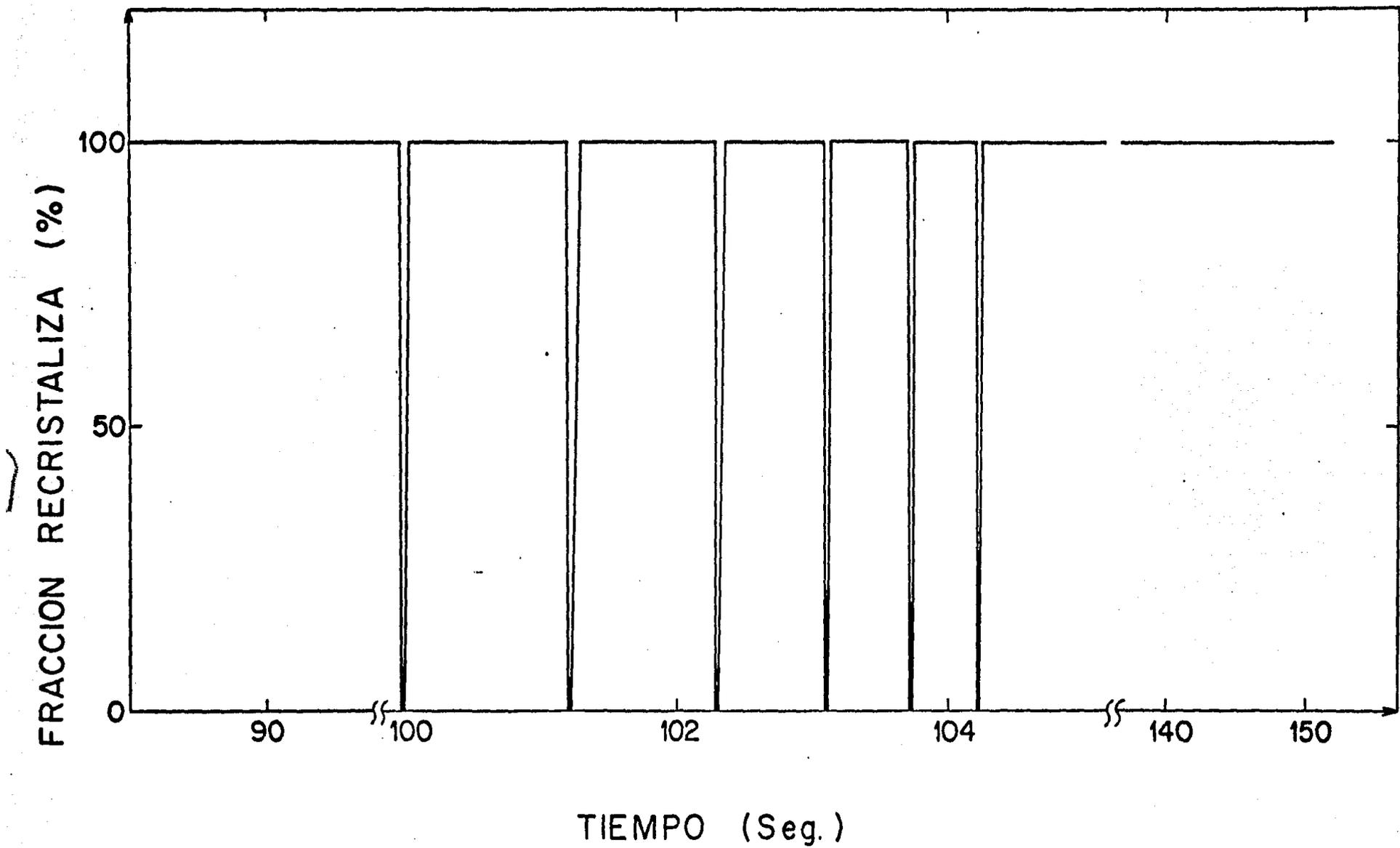
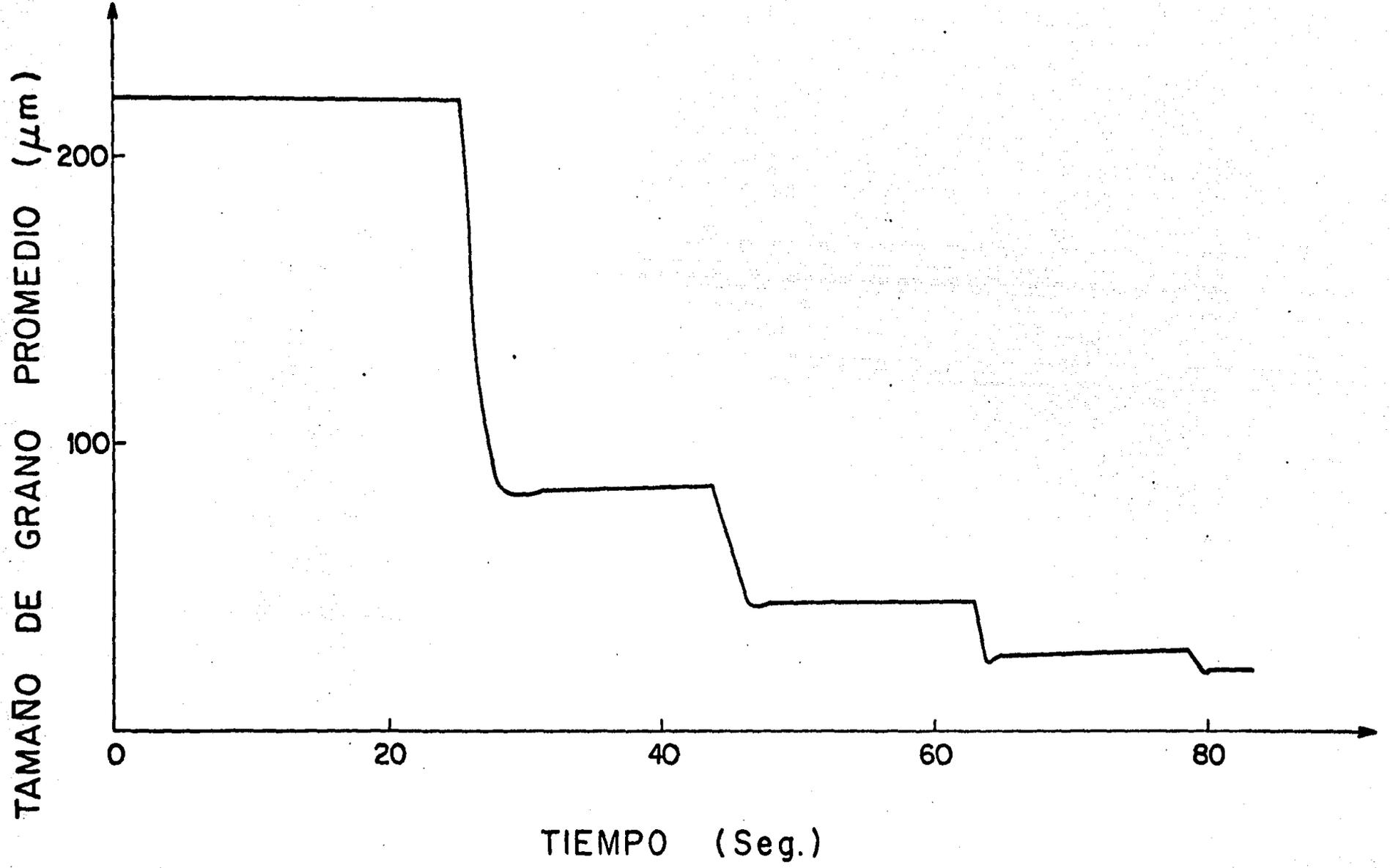
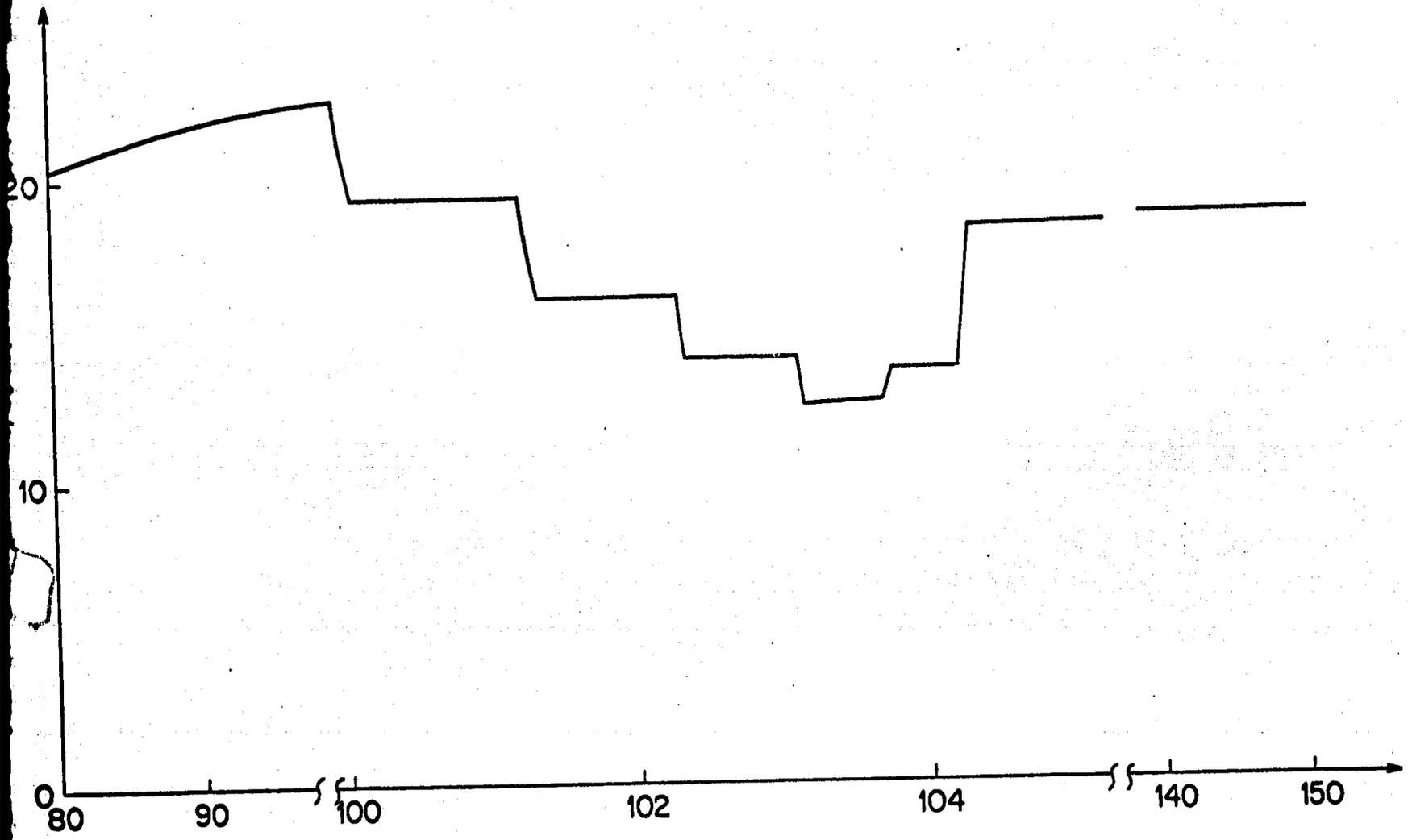


Figura 60. Evolución del tamaño de grano promedio en la cédula Ebbw Vale





TIEMPO (Seg.)

Figura 61. Cargas calculadas para la cédula Ebbw Vale.

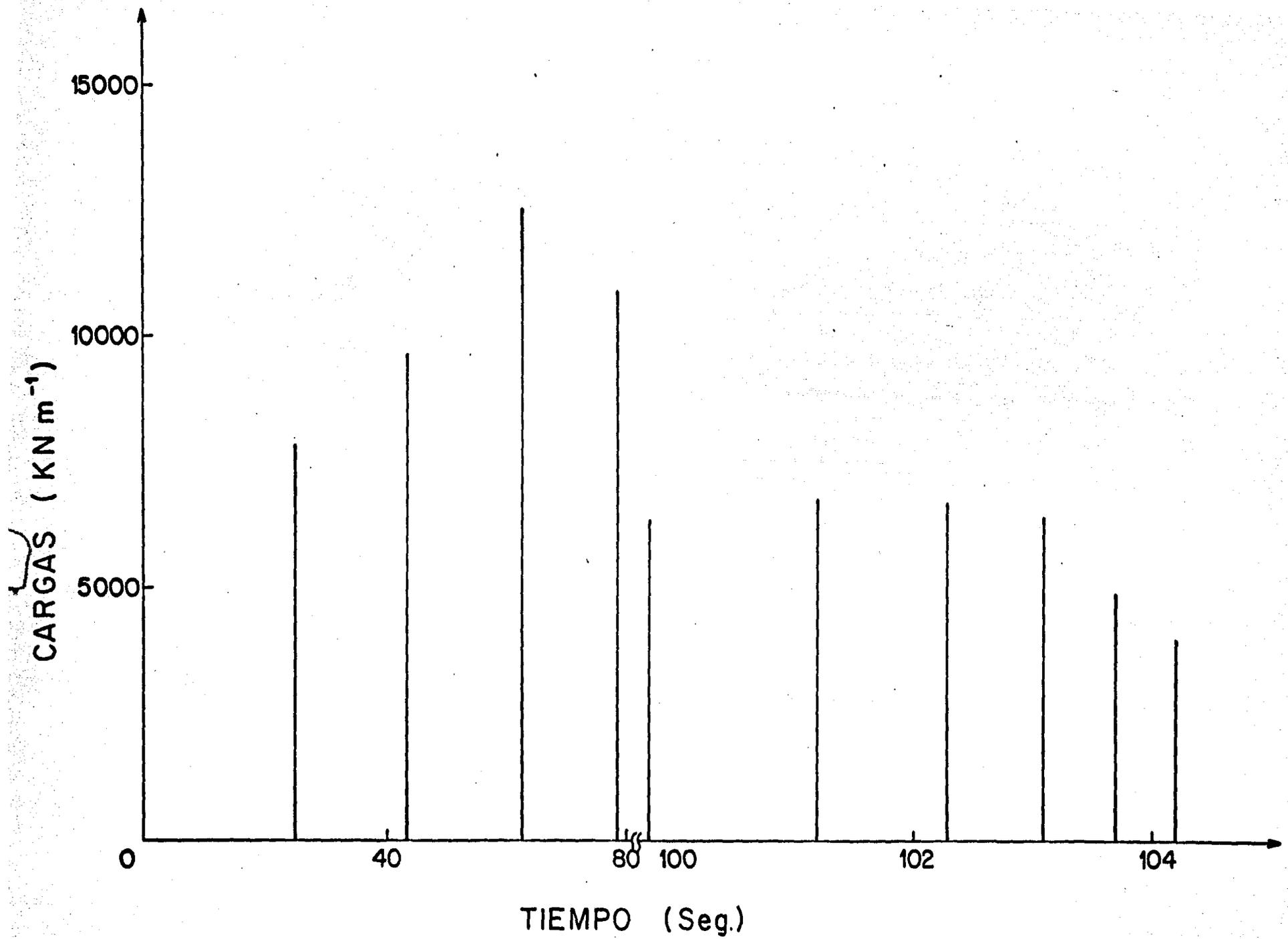


Figura 62. Deformaciones producidas en la cédula Ebbw Vale.

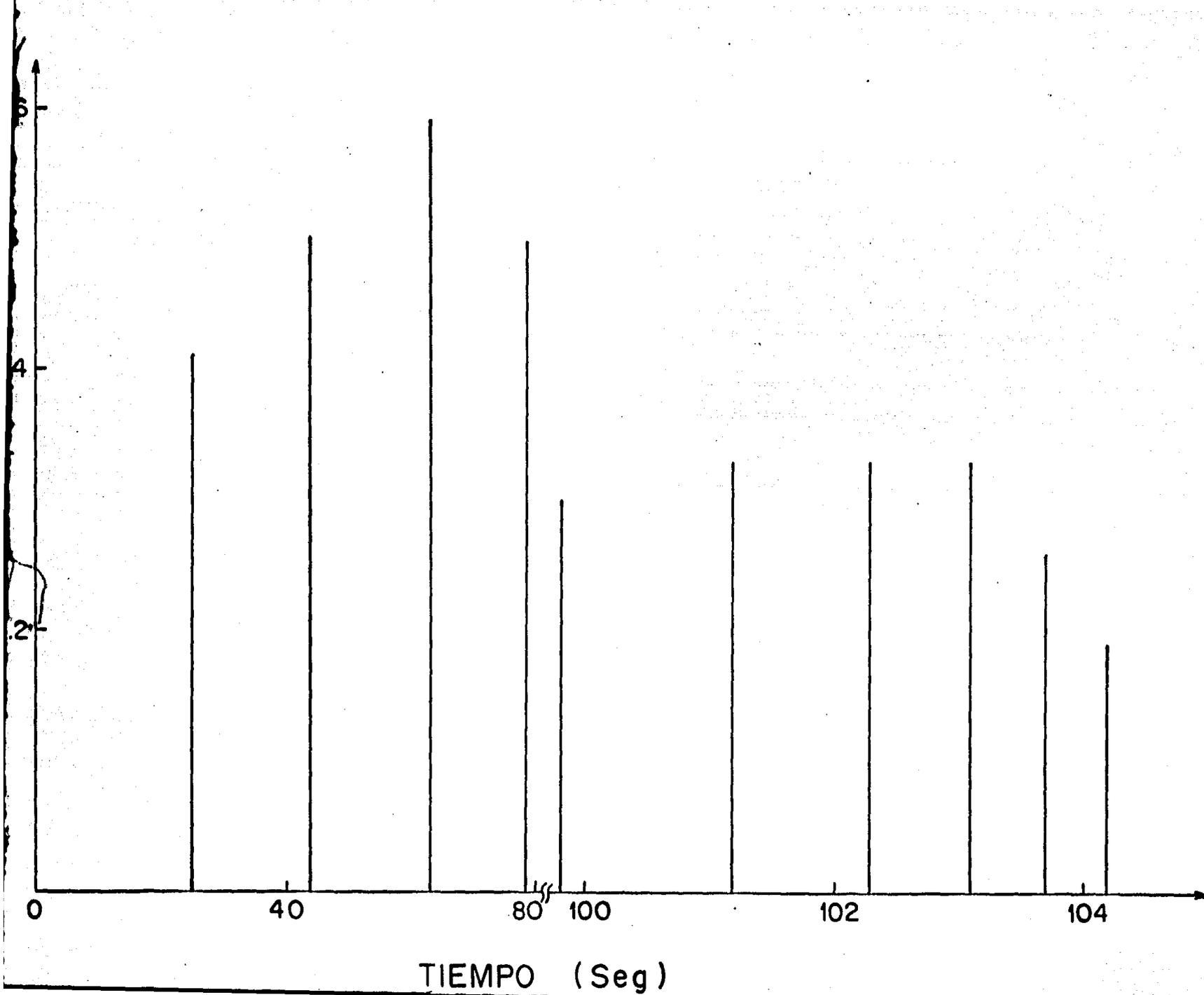


Figura 63. Distribución de temperatura en el centro, promedio y superficie de la placa para la cédula B.S.C.

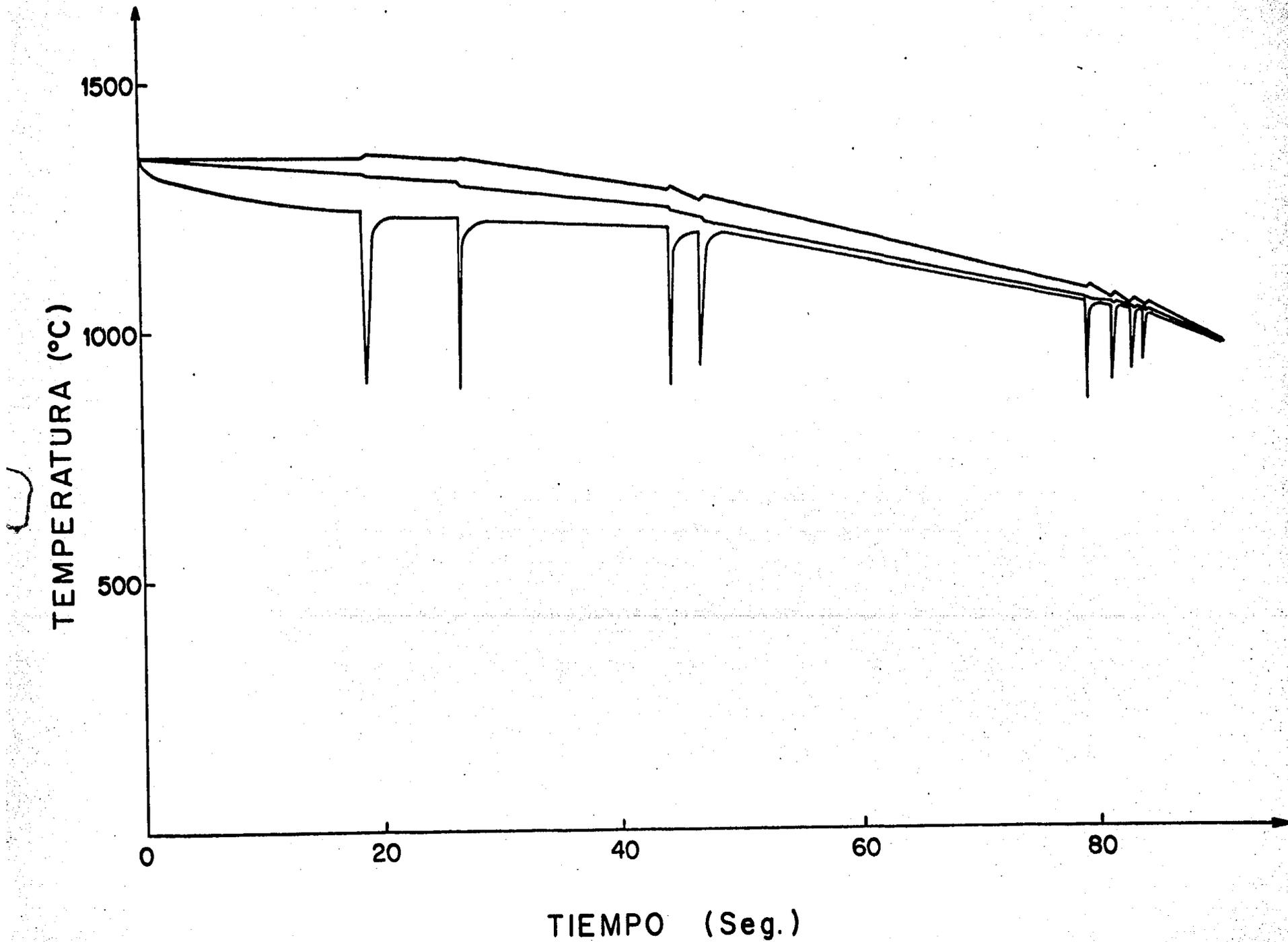


Figura 64. Fracción recristalizada en la cédula B.S.C.

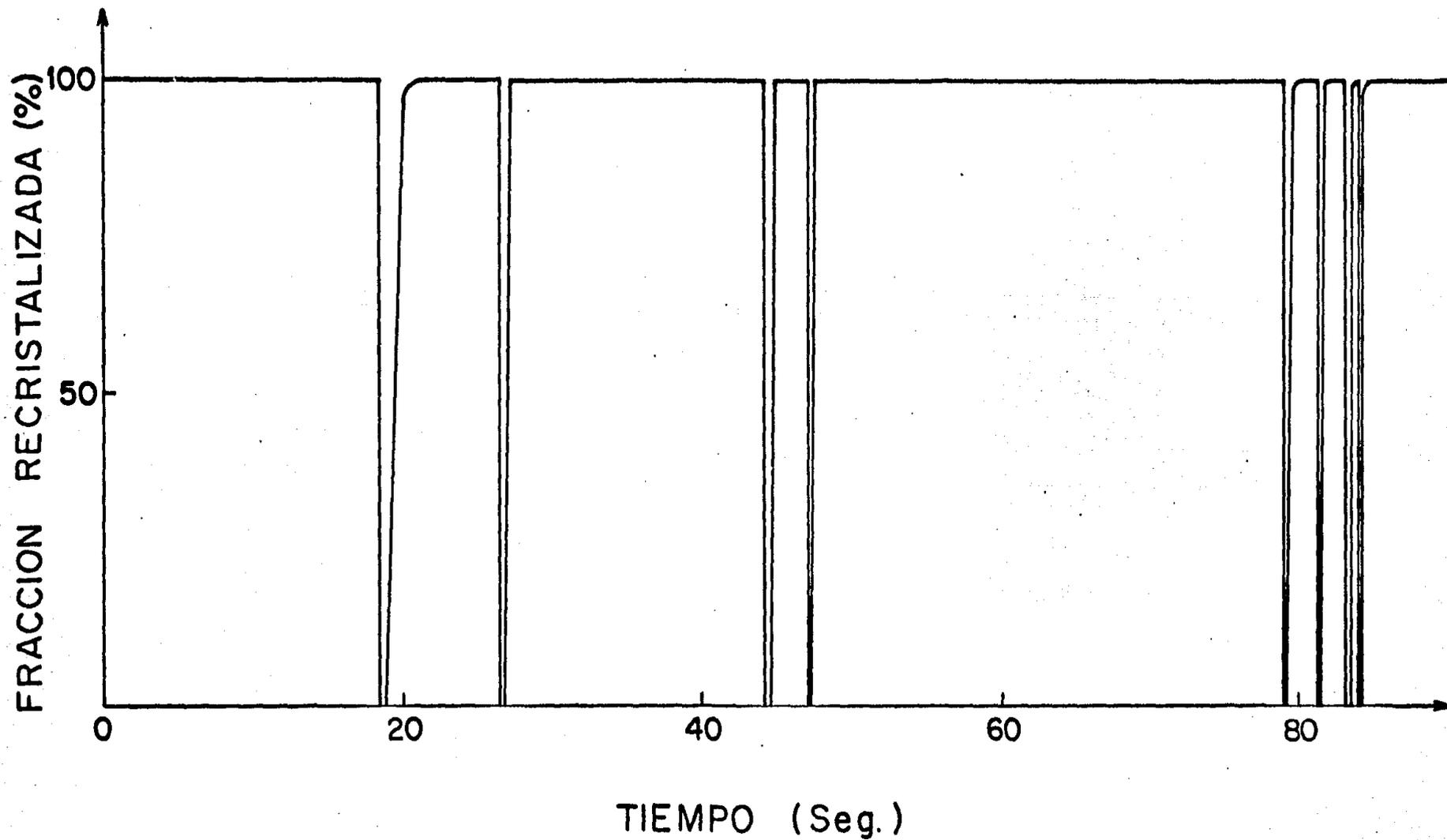


Figura 65. Evolución del tamaño de grano promedio en la célula de B.S.C.

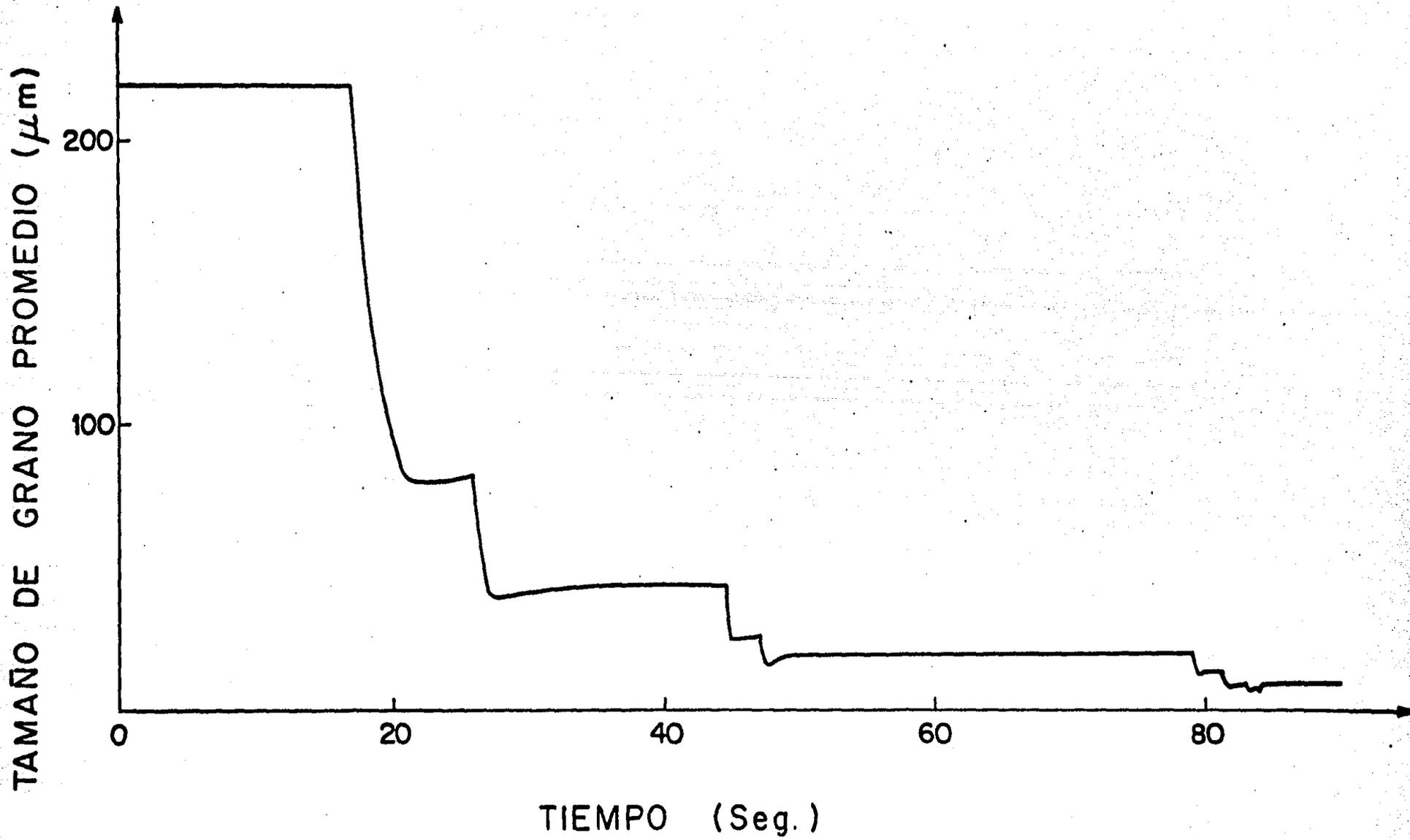


Figura 66. Cargas aplicadas en la cédula de B.S.C.

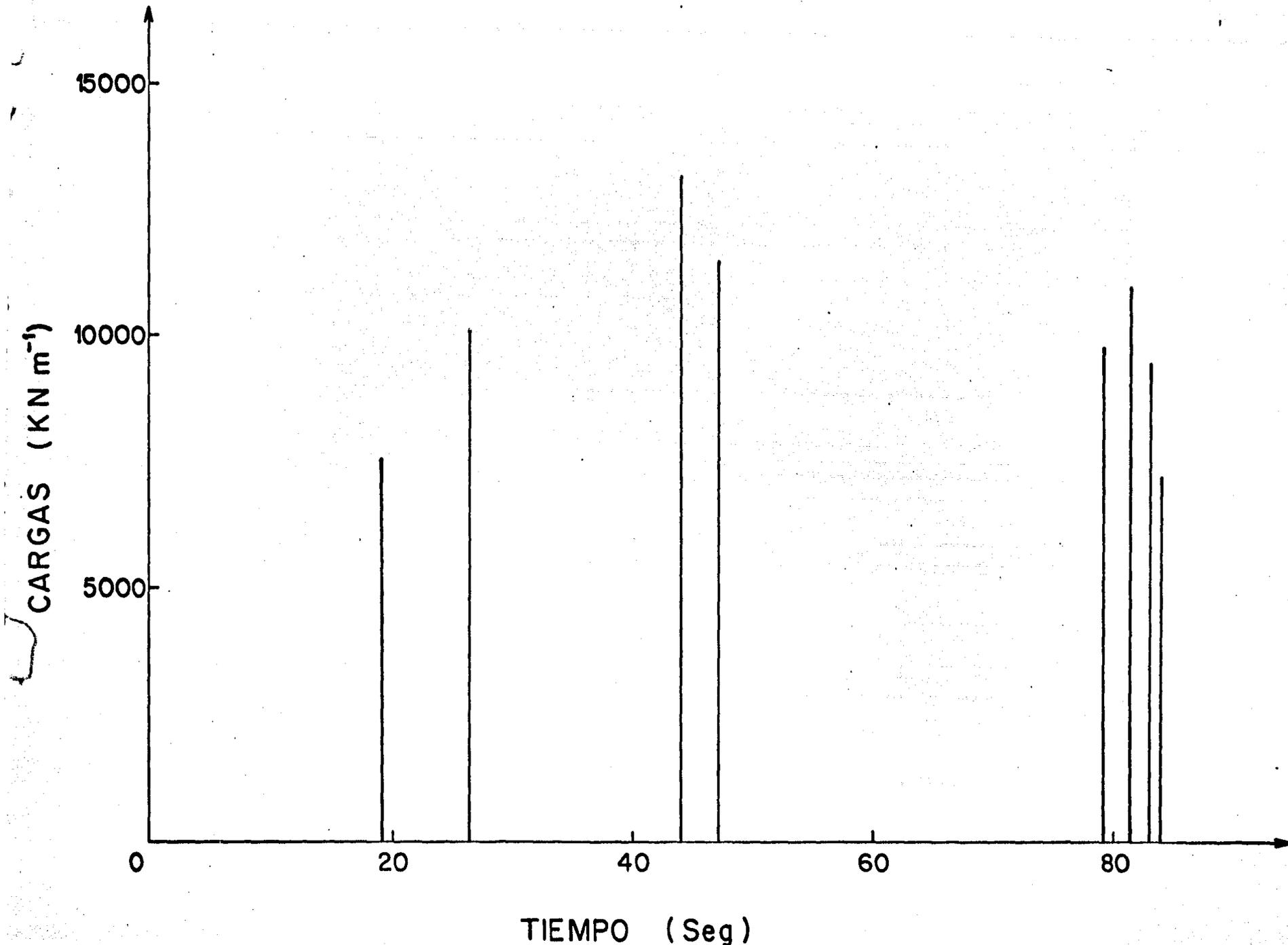


Figura 67. Deformaciones producidas en la cédula B.S.C.

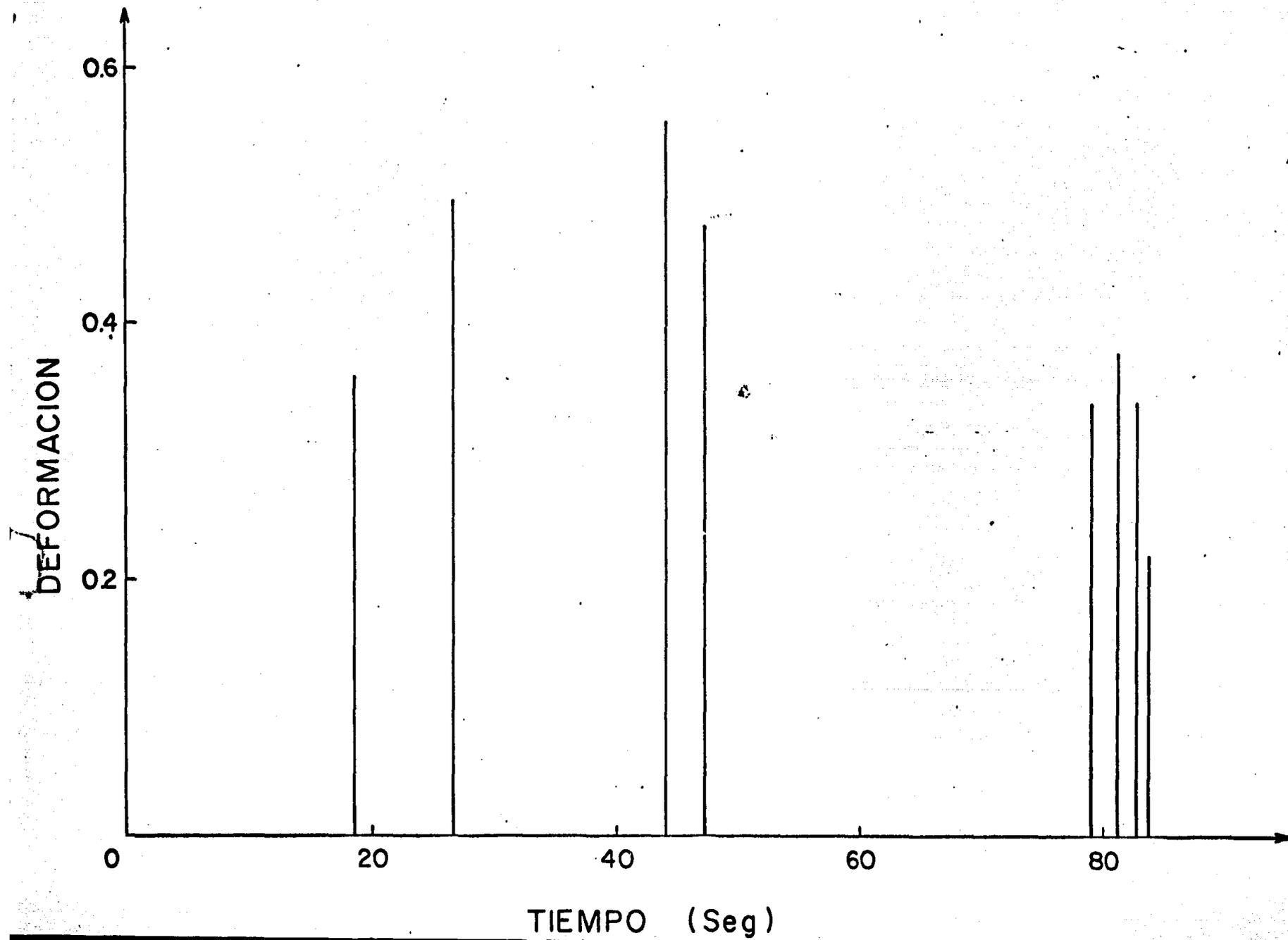


Figura 68. Efecto de la temperatura de recalentamiento so
bre el tamaño de grano final, bajo las mismas
condiciones de laminación.

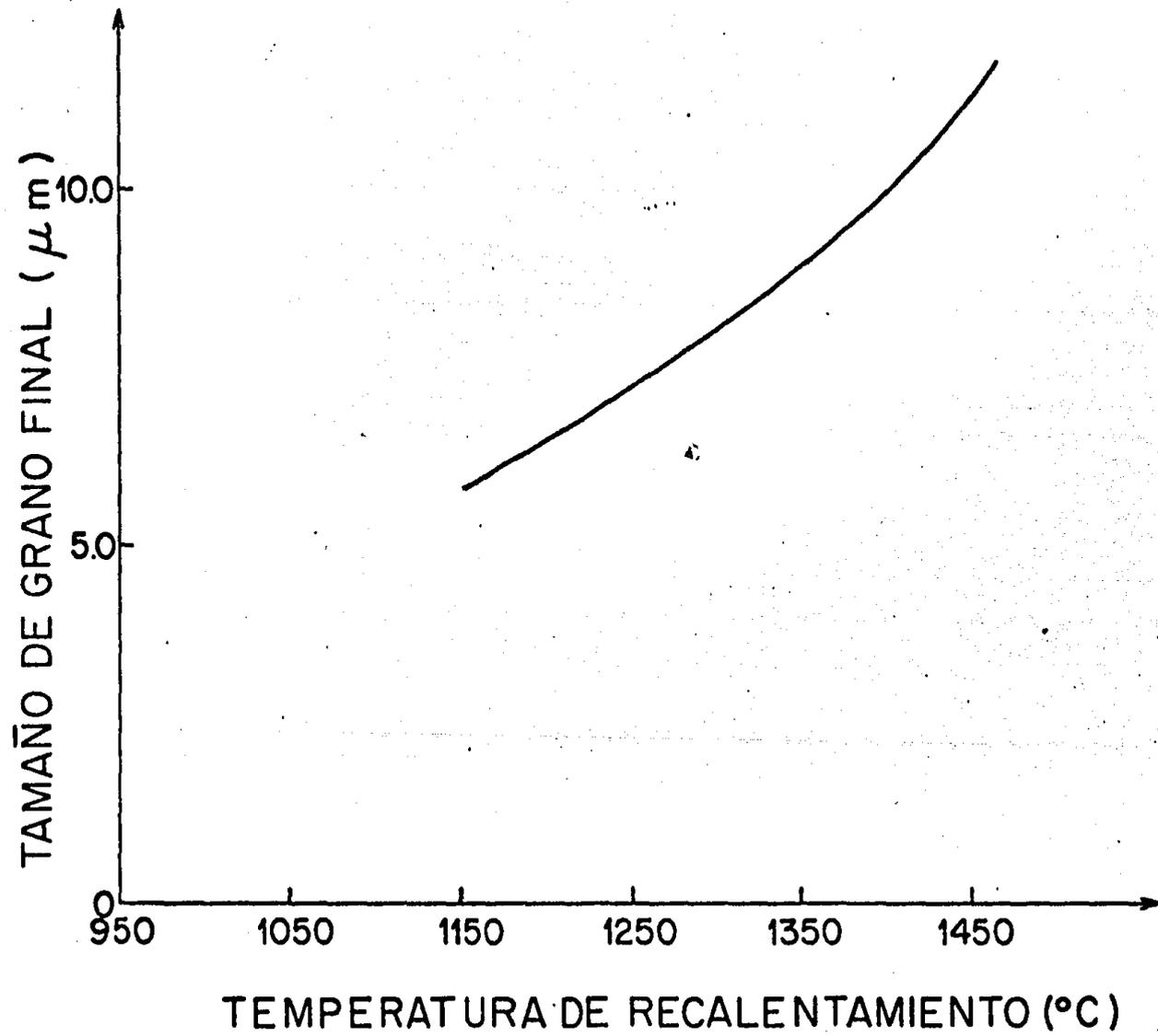


Figura 69. Efecto de la temperatura de recalentamiento so
bre la fracción recristalizada al final de la laminaci
ón.

