

KfK 3512 B
April 1983

**General and Special
Engineering Materials Science
— Ciencia General y Especial
de los Materiales —**

**Vol. I
- Ciencia General de los Materiales -**

G. Ondracek, O. Vöhringer
Institut für Material- und Festkörperforschung

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Material- und Festkörperforschung

KfK 3512 B

General and special engineering materials science
- Ciencia general y especial de los materiales -

Vol. I - Ciencia general de los materiales

G. Ondracek y O. Vöhringer⁺)
Traducción: J.A. Lantarón y U. Röser

⁺) Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Pt UB-Berichte

Die Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH hat im Auftrag des Bundesministers für Forschung und Technologie die Durchführung der Projektträgerschaft für die Aufgabengebiete Universitätsforschung zum nuklearen Brennstoffkreislauf/Stilllegung von Nuklearanlagen (Pt UB/SN) übernommen. Im Rahmen dieses Auftrages betreut sie fachlich und administrativ von der Bundesregierung geförderte F + E-Vorhaben an Universitäten/Hochschulen und an wissenschaftlichen Forschungsinstituten der Privatwirtschaft im Bereich des nuklearen Brennstoffkreislaufs sowie F + E-Vorhaben zur Stilllegung von Nuklearanlagen. Hierbei arbeitet sie eng mit den an F + E-Arbeiten beteiligten Hochschulen und Firmen der kerntechnischen Industrie zusammen.

Der Projektträger gibt in beiden Arbeitsbereichen eine Schriftenreihe heraus, um alle Beteiligten umgehend über Zwischen- und Endergebnisse der durchgeführten Arbeiten zu informieren.

Der vorliegende Pt UB-Bericht dokumentiert Stand und Ergebnisse der F + E-Vorhaben im Bereich des nuklearen Brennstoffkreislaufs und setzt damit die Berichterstattung der bisherigen Projektbegleitung „F + E-Entsorgung“ (PBE-Berichte 1-20) fort. Der Bericht ist nicht zitierfähig. Eine Weitergabe des Berichtes bzw. seines Inhalts kann erst nach Rücksprache mit dem Projektträger UB/SN erfolgen.

Verantwortlich für den Inhalt sind die Autoren. Die Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH übernimmt keine Gewähr insbesondere für die Richtigkeit, Genauigkeit und Vollständigkeit der Angaben sowie die Beachtung privater Rechte Dritter.

Druck und Verbreitung:

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

Printed in Western-Germany

P R O L O G O

La presente serie de tres informes procede de un curso de dos semestres sobre ciencias de los materiales en que los autores participaron como docentes invitados en el Instituto Balseiro, para estudiantes de la carrera de Ingenieros Nucleares de la Universidad de Cuyo en San Carlos de Bariloche, dentro del proyecto "Nuclear Engineering" (ARG/78/020) del Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA), United Nations Development Program (UNDP). Los diferentes capítulos están escritos en idioma inglés o español.

El primer informe trata de la ciencia general de los materiales y está subdividido en capítulos sobre:

- la estructura de los materiales
- la tecnología de los materiales y
- el ensayo de materiales

y se completa mediante un capítulo selecto donde se profundiza el tema de las características mecánicas: elasticidad, plasticidad y mecánica de la fractura.

El segundo informe sobre ciencia especial de los materiales trata de los materiales de reactores bajo condiciones normales de funcionamiento del reactor:

- materiales de vaina y de estructura del reactor,
- combustibles nucleares y elementos combustibles,
- desecho nuclear como problema de material.

El tercer informe - también sobre ciencia especial de los materiales - trata de los materiales de reactores bajo condiciones de accidente:

- materiales de reactores en el accidente con pérdida de refrigerante
- materiales de reactores en el accidente de fusión del núcleo del reactor.

Preface

The present report about general and special engineering materials science is the result of lectures given by the authors in two terms in 1982 at Instituto Balseiro, San Carlos de Bariloche, the graduated college of the Universidad de Cuyo and Comision Nacional de Energia Atomica, Republica Argentina. These lectures were organised in the frame of the project "nuclear engineering" (ARG/78/O20) of the United Nations Development Program (UNDP) by the International Atomic Energy Agency (IAEA).

Some chapters of the report are written in English, others in Spanish.

The report is subdivided into three volumes:

Volume I treats general engineering materials science in 4 capital chapters on

- the structure of materials
- the properties of materials
- materials technology
- materials testing and investigation

supplemented by a selected detailed chapter about elasticity plasticity and rupture mechanics.

Volume II concerns special engineering materials science with respect to nuclear materials under normal reactor operation conditions including

- reactor clad and structural materials
- nuclear fuels and fuel elements
- nuclear waste as a materials viewpoint

Volume III - also concerning special engineering materials science - considers nuclear materials with respect to off-normal ("accident") reactor operation conditions including

- nuclear materials in loss-of-coolant accidents
- nuclear materials in core melt accidents.

Vorwort und Zusammenfassung

Allgemeine und spezielle Werkstoffkunde

Der vorliegende Report über allgemeine und spezielle Werkstoffkunde ist das Ergebnis von Vorlesungen, die die Autoren über zwei Semester 1982 am Institut Balseiro, dem Graduierten-College der Universität von Cuyo und der Comision Nacional de Energía Atómica in San Carlos de Bariloche, Argentinien, gehalten haben. Die Vorlesungen wurden im Rahmen des Projektes Kerntechnik (ARG/78/O20) des Entwicklungsprogramms der Vereinten Nationen (UNDP) veranstaltet und von der Internationalen Atomenergiebehörde (IAEA) in Wien organisiert.

Einige Kapitel des Reports sind in Englisch geschrieben, andere in Spanisch. Der Report gliedert sich in drei Bände:

Band 1 behandelt die Grundlagen der allgemeinen Werkstoffkunde in 4 Kapiteln über

- den Aufbau von Werkstoffen
- die Eigenschaften von Werkstoffen
- die Werkstofftechnologie
- die Werkstoffprüfung und -untersuchung,

die ergänzt werden durch ausgewählte Kapitel über Elastizität, Plastizität und Bruchmechanik.

Band 2 betrifft spezielle Werkstoffkunde und zwar Reaktorwerkstoffe unter normalen Betriebsbedingungen eines Kernreaktors und behandelt

- Reaktorhüll- und Strukturwerkstoffe
- Nukleare Brennstoffe und Brennelemente
- Nuklearen Abfall und seine Behandlung als Werkstoff

Band 3 betrifft ebenfalls spezielle Werkstoffkunde und behandelt Reaktorwerkstoffe unter Störfallbedingungen, wie den Kühlmittelverlust-Unfall und den Core-Schmelzunfall.

I N D I C E

I. Ciencia general de los materiales (G. Ondracek)

	página
1. Definiciones y división del estudio de los materiales	1
2. Estructura de los materiales	5
2.1 Estructura atomística: enlace y configuración atómica	5
2.2 Estructura fina de los materiales	13
2.2.1 La estructura amorfa fina	13
2.2.2 La estructura cristalina fina	15
2.3 Microestructura de los materiales	25
2.4 Clasificación de los materiales: grupos de materiales	31
2.5 Material y energía	36
2.5.1 Energía, equilibrio y desequilibrio	36
2.5.2 Materiales en equilibrio	45
2.5.2.1 Equilibrios de fases y diagramas de estado	45
2.5.2.2 Equilibrios entre superficies límites	66
2.5.3 Materiales en desequilibrio	72
2.5.3.1 Desequilibrios de fases	72
2.5.3.2 Desequilibrios entre superficies límites	77
2.5.3.3 Mecanismos de reducción de desequilibrios	88
3. Propiedades de los materiales	100
3.1 División de las propiedades de los materiales	100
3.2 Propiedades termoquímicas	103
3.2.1 Densidad, coeficiente de dilatación térmica, puntos de transformación, fusión y ebullición	103
3.2.2 Capacidad calorífica	112
3.2.3 Calores latentes	116
3.2.4 Presión de vapor	120
3.2.5 Entalpías libres y energías de las superficies límites	122
3.3 Propiedades de campo	132
3.3.1 División y conceptos	132
3.3.2 Magnitudes eléctricas características	134
3.3.3 Propiedades térmicas y termo-eléctricas	151
3.3.4 Propiedades magnéticas	154
3.3.5 Propiedades ópticas	167
3.3.5.1 Oscilaciones, ondas y rayos	167
3.3.5.2 Magnitudes ópticas características	175

3.4	Propiedades mecánicas	184
3.4.1	División y definiciones	184
3.4.2	Magnitudes elásticas características	190
3.4.3	Magnitudes plásticas características	202
3.4.4	Magnitudes características de la rotura	219
3.4.5	Magnitudes acústicas características	223
4.	Tecnología de los materiales	227
4.1	Fabricación de materiales	227
4.2	Fabricación de piezas útiles	232
4.2.1	Conformación	232
4.2.1.1	Conformación tecnológica mediante solidificación	232
4.2.1.2	Conformación tecnológica de polvos	241
4.2.2	Transformación	249
4.2.3	Técnica de unión	254
4.2.4	Tratamiento superficial	257
5.	Estudio de los materiales	262
5.1	Generalidades	262
5.2	Medición de magnitudes de estado	263
5.3	Estudio de la estructura fina	273
5.4	Estudio de la microestructura	280
5.4.1	Conceptos	280
5.4.2	Preparación	281
5.4.3	Imagen ampliada (microscopía)	292
5.4.4	Cálculos estereológicos	299
5.5	Estudio de las estructuras groseras	303
5.6	Medición de las magnitudes termoquímicas características	306
5.7	Medición de las magnitudes de campo características	322
5.8	Medición de las magnitudes mecánicas características	332

II. Comportamiento a la deformación y a la fractura
de los materiales metálicos (O. Vöhringer)

	página
1. Introducción	363
2. Comportamiento a la deformación elástica	367
2.1 Sollicitación normal uniáxica de los mate- riales quasi isótropos	367
2.2 Tensión cizallante uniáxica de los mate- riales quasi isótropos	372
2.3 Ley de Hook generalizada para materiales quasi isótropos	374
2.4 Ley de Hook generalizada de los cuerpos anisótropos	376
2.5 Variación de E y G con la dirección en los cristales cúbicos	378
2.6 Los módulos E y G de los policristales con distribución de orientación aleatoria de los granos	382
2.7 Explicación atómica de la elasticidad de los metales	384
2.8 Módulos de elasticidad de los materiales polifásicos	386
2.9 Parámetros característicos de las magnitudes características elásticas	388
2.9.1 Temperatura	388
2.9.2 Átomos extraños disueltos	390
2.9.3 Proporción volumétrica de una 2 ^a fase	390
2.9.4 Texturas	391
2.10 Preguntas y problemas	392
3. Aspectos fenomenológicos y cristalográficos de la deformación plástica	397
3.1 Descripción de la curva de tensión-deforma- ción bajo una carga de tensión	397
3.2 Características típicas superficiales	402
3.3 Ley de Schmid	407

3.4	Direcciones y planos de la red y su proyección estereográfica	411
3.5	Sistemas de deslizamiento y de maclas	415
3.6	Sistema de deslizamiento principal	416
3.7	Factores de orientación de los monocristales y policristales	419
3.7.1	Monocristales	419
3.7.2	Policristales	420
	a) Media tomada según Sachs	420
	b) Media tomada según Taylor	422
3.8	Preguntas y problemas	426
4.	Dislocaciones y sus interacciones con perturbaciones de red	431
4.1	Síntesis de las perturbaciones de red importantes	431
4.2	Dislocaciones en la red cúbica primitiva	434
4.2.1	Descripción de las dislocaciones	434
4.2.2	Deslizamiento por movimiento de dislocación	436
4.2.3	Campos de tensión de las dislocaciones	439
	a) Estado de tensión de un punto	439
	b) Campo de tensión de dislocaciones helicoidales	441
	c) Campo de tensión de las dislocaciones en cuña	442
4.2.4	Interacciones de dislocaciones	444
4.2.5	Producción de la dislocación	448
4.2.6	Estancamiento de dislocaciones	450
4.2.7	Interpretaciones posibles de la influencia del tamaño del grano sobre el límite elástico aparente	452
4.2.8	Cortado de líneas de dislocación	456
4.2.9	Trepado y deslizamiento transversal	460
	a) Trepado de dislocaciones en cuña	460
	b) Deslizamiento transversal de dislocaciones helicoidales	461
4.2.10	Cortado y contorneo de partículas	462

4.3	Dislocaciones en cristales reales	466
4.3.1	Dislocaciones parciales	466
4.3.2	Procesos característicos en dislocaciones parciales (ejemplo: estructura cristalina cúbica centrada en las caras)	470
	a) Proceso de cortado en dislocaciones desdobladas	470
	b) Deslizamiento transversal de dislocaciones helicoidales	471
	c) Dislocación de Lomer-Cottrell	472
	d) Dislocación de Frank	473
	e) Dislocación resultante	475
4.3.3	Dislocaciones gemelas y formación mecánica de gemelos (maclas)	476
	a) Materiales con estructura cristalina cúbica centrada en las caras	477
	b) Materiales con estructura cristalina cúbica centrada en el cuerpo	480
	c) Materiales con estructura cristalina hexagonal compacta	482
4.4	Preguntas y problemas	482
5.	Factores influyentes del comportamiento a la deformación bajo una carga de tracción	488
5.1	Introducción	488
5.2	Obstáculos al deslizamiento con acción atérmica	490
5.3	Parte térmica de la tensión de flujo	496
5.4	Variación de la tensión de flujo con la temperatura y la velocidad	501
5.5	Factores influyentes sobre la tensión de flujo de acero no aleados	504
5.6	Preguntas y problemas	515
6.	Bases de la mecánica de la fractura	521
6.1	Resistencia de cristales sin perturbaciones	522
	6.1.1 Rotura por tensión normal	522
	6.1.2 Rotura por tensión cizallante	526

6.2	La resistencia de los cristales ideales agrietados	529
6.2.1	Introducción	529
6.2.2	Balance de energía según Griffith	530
6.3	Magnitudes características mecánicas de fractura para el alargamiento inestable de grietas	535
6.4	Etapas y mecanismos de la rotura	537
6.5	Análisis de las tensiones de grietas	544
6.5.1	Comportamiento lineal elástico ideal de los materiales	544
6.5.2	Comportamiento lineal elástico de los materiales reales	547
6.6	Determinación experimental de la tenacidad a la fisuración	552
6.6.1	Métodos y probetas normales	552
6.6.2	Realización y análisis de las experiencias	554
6.7	Formación y propagación de grietas bajo una carga oscilante	558
6.8	Algunos parámetros que influyen sobre características mecánicas de la fractura	566
6.8.1	Ejemplos de factores que influyen sobre la tenacidad a la fractura	566
6.8.2	Factores que influyen sobre la propagación estable de grietas bajo una carga oscilante	574
6.9	Perspectivas de la mecánica de rotura de fluencia	579
6.10	Preguntas y problemas	585

PARTE I .:

CIENCIA GENERAL DE LOS MATERIALES

G. Ondracek

(Traducción J.A. Lantarón y U. Röser)

Edición original alemana:
expert-Verlag . 7031 Grafenau 1/Württ.
VDE-Verlag GmbH . Berlin

Edición española:
En preparación.
Depósito legal: M-2497-1982
Registro de la Propiedad Intelectual: 117.687

Prólogo a la parte I

El presente libro procede del curso sobre Ciencias de los Materiales que da el autor en el marco de la formación técnica-científica de ingenieros economistas en la Universidad de Karlsruhe. De acuerdo con la audiencia estudiantil ha sido escrito para ingenieros, economistas y científicos a quienes les interesa en primer lugar tener una visión general de este campo y comprender sus fundamentos y relaciones. Por lo tanto se trata de una guía en el sentido de una ciencia general de los materiales, teniendo en cuenta sus bases físicas y químicas, que recurre solamente en ejemplos a la ciencia especial de los materiales, es decir a datos específicos de materiales especiales. El lector que esté interesado en una profundización en detalle del tema o en materiales especiales puede remitirse a la literatura sobre la ciencia especial de los materiales (v. cap. 6).

Dado que en especial se han incluido los fundamentos físicos, esta guía contiene un gran número de ecuaciones. Muchas veces éstas describen la situación en el material de forma no exacta, por lo que representan únicamente descripciones aproximadamente exactas de modelos irreales y por esto aproximaciones de ingeniería. Sin embargo son indispensables para la comprensión más profunda de las relaciones, y no han sido indicadas por mero entusiasmo poco crítico de formulación matemática, detras de cuya fachada teórica impresionante se quiere esconder su importancia insignificante en la práctica. La práctica y la teoría son dos elementos de un conjunto, cada uno de los cuales necesita y merece la valoración del otro.

En el marco de la colaboración internacional entre varios países de la América Latina y la República Federal de Alemania se necesitaba una versión española que proporcionase a los estudiantes y colegas latino-americanos

los conocimientos básicos de la ciencia general de los materiales, necesarios para abordar gran número de problemas de materiales en los proyectos corrientes. La realización de la traducción española ha sido apoyada de modo determinante por el Servicio General de Relaciones Internacionales del Centro de Investigación Nuclear de Karlsruhe.

En el empeño de dar una exposición clara, se han introducido a veces divisiones y definiciones que tienen en cuenta los conceptos que han ido cambiando con el tiempo y que representan proposiciones cuya formulación tendrá que revisarse continuamente en el futuro. El autor agradece a los señores Dipl.-Ing. Pejsa y Prof. Thümmler así como varios estudiantes y colaboradores por su discusión y sus correcciones. Un cierto número de figuras han sido tomadas de los libros citados en las fuentes y modificadas en parte. Otras han sido establecidas de nuevo completamente. En este trabajo han colaborado especialmente las señoras Dñas. Anita Rauch y Vera Karcher, por lo cual les quedo especialmente agradecido.

Karlsruhe y San Carlos de Bariloche
1 de febrero de 1982

Gerhard Juchacz

1. Definiciones y división del estudio de los materiales

Un cuerpo está considerado como material cuando

- su estado sólido de agregación posee propiedades técnicamente utilizables
- es fabricable tecnológica y económicamente.

Estos requisitos son condición previa para el uso de los materiales p.ej.

- en la construcción de máquinas, aparatos y vehículos
- en obras
- en la técnica energética (electrotecnia, tecnología nuclear)
- en la biotecnia (cirugía, odontología)
- en la industria del vidrio y cerámica o
- en la industria textil, papelera y fotográfica.

Un material es un sistema compuesto de átomos de la misma o distinta clase y cantidad (composición), que como conjunto está separado, pero no aislado de su entorno por fronteras externas (superficies) y cuyos componentes están ligados entre sí por fronteras internas (bordes de grano, límites de fase).

El estado de dicho sistema está definido por su energía (entalpía libre), se puede caracterizar por su constitución y sus propiedades y depende de las condiciones de estado a las que el sistema está sometido.

La constitución de un material viene determinada por

- la estructura de sus componentes elementales (átomos, moléculas, enlace; estructura atomística)
- la estructura "interna" de sus microzonas formadas a partir de estos componentes elementales, tales como p.ej. las cristalitas, las partículas de sus fases u otros componentes del material de apariencia uniforme (estructura fina) así como
- de la geometría "externa" de estos componentes y su disposición geométrica dentro del material (microgeometría = microestructura) que determinan también las fronteras internas y

- de su geometría externa, es decir de los aspectos macroscópicos en la superficie y en el interior (precipitados, rechupes) así como de su estado de agregación, apreciable macroscópicamente (estructura gruesa).

Por propiedades de un material entenderemos aquí aquellas magnitudes medibles que sirven para caracterizar su aspecto y su comportamiento bajo determinadas condiciones. La distinción entre estructura y propiedades está siempre sometida a una cierta arbitrariedad. Así, indicaciones sobre la constitución pueden ser también características de las propiedades, dependiendo de la definición. La densidad por ejemplo caracteriza la forma en la que aparece un material como sistema termoquímico, por lo cual, según la sistemática aquí elegida, es una magnitud de las propiedades. Pero, por otra parte, podría utilizarse también para describir la constitución del material y por lo tanto estudiarse en este contexto. Lo mismo ocurre con el coeficiente de difusión que por un lado caracteriza el comportamiento de los materiales como sistemas termoquímicos en desequilibrio, siendo entonces una magnitud de las propiedades, pero por otro lado determina fuertemente la estructura de estos materiales debido al transporte de materia. Como muestran los ejemplos, es inevitable por consiguiente una cierta falta de nitidez en la sistemática aquí elegida.

Debido a ciertas analogías y características comunes, las propiedades de los materiales se pueden resumir en los tres grupos siguientes:

- propiedades termoquímicas son aquellas magnitudes que describen directamente al material como un sistema termoquímico

- propiedades de campo que describen el comportamiento de los materiales frente a la presencia de gradientes de temperatura, campos eléctricos, magnéticos y electromagnéticos. Debido al carácter electromagnético de las ondas luminosas, las propiedades ópticas pueden incluirse en este grupo. En este sentido los campos no están ligados a la materia y por ello no son capaces de actuar en el vacío!
- propiedades mecánicas que describen el comportamiento de un material frente a sollicitaciones mecánicas, es decir bajo el efecto de esfuerzos mecánicos. Puesto que las ondas sonoras se basan en tensiones elásticas y en deformaciones, las propiedades acústicas pueden tratarse como propiedades mecánicas. Los campos de tensión y de deformación mecánicos siempre están ligados a la materia - al contrario de los campos ligados a las propiedades del campo.

La constitución y las propiedades no caracterizan por sí mismas el estado de un material, ya que puede variar en función del mismo, y por lo tanto dependen de las condiciones de estado. Estas vienen determinadas por el propio sistema y - al no ser aislado - por su entorno y están definidas por magnitudes de estado. Entre éstas tenemos:

- la composición
- la presión y
- la temperatura.

Cuando existen condiciones eléctricas, magnéticas, electromagnéticas o radiaciones nucleares - o alguna combinación de las mismas, éstas tienen que ser indicadas por magnitudes de estado adicionales. Cuando la constitución de un material corresponde a sus condiciones de estado, se dice que éste está en equilibrio. Así por ejemplo, la naturaleza y el número de fases vienen dadas por su diagrama de estado.

Si varían las condiciones de estado, el material está en un estado de desequilibrio. Tiende - debido al transporte de materia (difusión) - a modificar su estructura (alteración de fase, cambios del estado de agregación, recristalización, corrosión), de tal modo que se encuentre en equilibrio con las nuevas condiciones de estado. Mientras que la constitución y las propiedades de los materiales que se encuentran en equilibrio son invariables con el tiempo, los materiales en desequilibrio están sometidos a alteraciones a lo largo del tiempo, cuyo origen se encuentra en las transformaciones de energía.

En la tecnología de los materiales, los cambios de propiedades debidos a variaciones de las magnitudes de estado y la relación entre la composición y las propiedades de los materiales se aprovecharán para fabricar y elaborar el material a fin de obtener piezas útiles. La calidad de éstas es controlada por los mismos métodos utilizados para medir las propiedades o estudiar la estructura del material (ensayo de materiales).

Esto es, a grandes rasgos, el cuadro tomado como base de las presentes explicaciones para el estudio de los materiales. Se plantea ahora el tema de describir

- como un material está constituido (estructura del material)
- cuales son sus propiedades (propiedades del material)
- de qué manera se puede fabricar y conformar en una pieza útil (tecnología del material)
- como se determinan experimentalmente las magnitudes necesarias para describir su estructura, propiedades y tecnología (estudio y ensayo del material)

Tratado como un conjunto más amplio, el estudio de los materiales se llama ciencia de los materiales.

Por el contrario, cuando se tratan en primer término partes tales como la constitución y las propiedades de materiales especiales, detalles de su tecnología y ensayo, i.e. cuando el estudio de los materiales tiene que ser orientado hacia sus aplicaciones, se habla entonces de tecnología de los materiales. Pero puesto que el desarrollo social ha hecho necesario que por un lado la investigación esté orientada a la práctica y por otro lado la técnica esté basada en la ciencia, la distinción entre la ciencia y la técnica de los materiales tiene únicamente un valor formal.

2. Estructura de los materiales

2.1. Estructura atomística: enlace y configuración atómica

El átomo consta de un núcleo cargado positivamente y de una envoltura electrónica cargada negativamente y en la misma proporción. Esta envoltura electrónica consta de capas electrónicas situadas a distancias discretas. Cada capa puede ser ocupada por un cierto número de electrones. Cuando una capa electrónica posee un número máximo de electrones previamente determinado, se dice que la capa está completa. Entonces, otros electrones pasan a formar parte de la capa siguiente alrededor del núcleo (fig. 1).

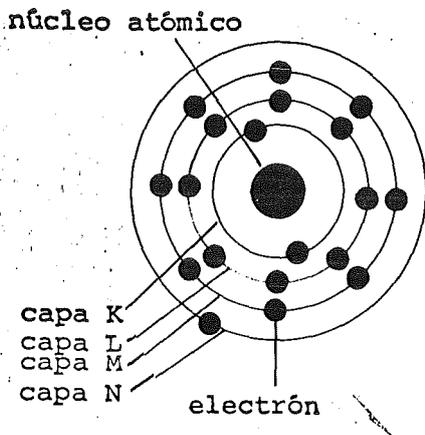


fig. 1 representación esquemática de la configuración atómica

Los electrones se mueven alrededor del propio eje (espín electrónico) y sobre las capas alrededor del núcleo. Cuando se expresa la probabilidad de permanencia del electrón en determinadas posiciones de su capa, es decir la frecuencia con la que éste pasa por dicha posición, así como su carga negativa, la envoltura electrónica se presenta como una nube difusa con diferente densidad de carga.

Los átomos pueden agruparse en conjuntos atómicos. Los conjuntos atómicos compuestos al menos de dos átomos se llaman moléculas. Las fuerzas de interacción entre los átomos en un sólido son de naturaleza electromagnética, dominando las interacciones eléctricas. Estas pueden ser de repulsión o de atracción. Las fuerzas de repulsión impiden la fusión total de los átomos individuales. Se basan en la repulsión entre cargas homólogas. Esta repulsión tiene lugar cuando se acercan progresivamente capas electrónicas completamente ocupadas de dos átomos. Debido a esto, las fuerzas de repulsión aumentan rápidamente al disminuir la distancia entre los átomos (fig. 2). En cambio, las fuerzas de atracción se deben a que las capas electrónicas no están completas. Los átomos tienden a tomar los electrones que les faltan, de otros átomos, o bien a compartirlos por covalencia. Puesto que las envolturas electrónicas de los átomos de elementos distintos tienen una estructura diferente, la unión depende del tipo de elementos implicados.

Las fuerzas de repulsión y de atracción se compensan mutuamente. A distancias interatómicas muy pequeñas, la repulsión es la dominante hasta que, a una distancia determinada (r_0 , fig. 2), tiene lugar un equilibrio de fuerzas. A distancias mayores, las fuerzas de atracción son las que predominan, i.e. aparece la covalencia. La fuerza resultante es la fuerza de enlace. La energía de enlace (H_B) creada por estas fuerzas equivale al trabajo que sería necesario realizar para separar un componente elemental del conjunto atómico. Una separación

de este tipo de los átomos de un material se produce p.ej. . . a través de la energía térmica en la evaporación. De aquí que la energía de enlace y la temperatura de evaporación (T_V) sean proporcionales entre sí ($H_B/T_V = \text{const.}$).

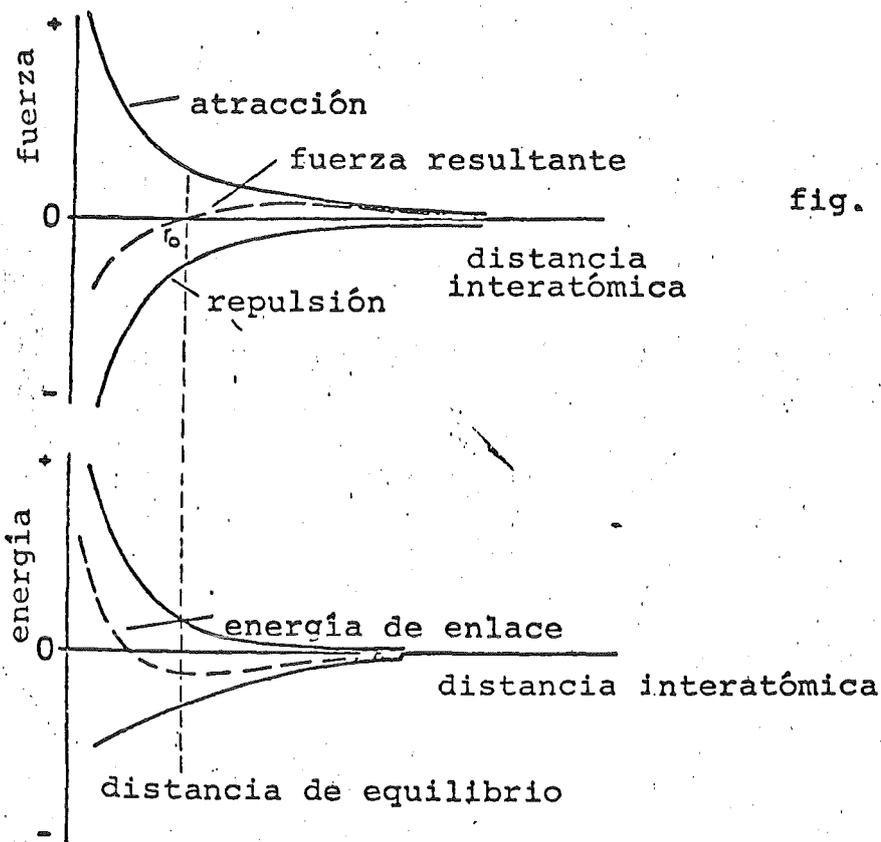


fig. 2 fuerza y energía de enlace entre los átomos

Fundamentalmente se pueden distinguir cuatro clases de enlaces:

- enlace metálico
- enlace heteropolar
- enlace homopolar
- enlace dipolar (enlace de Van-der-Waals).

El enlace metálico se basa en que cada átomo del conjunto atómico cede una parte de sus electrones. Estos electrones forman un gas electrónico quasi-libre (fig. 3). Su carga negativa espacial origina una fuerza superior

a la fuerza de repulsión que existe entre los átomos ionizados del mismo tipo, manteniéndolos unidos.

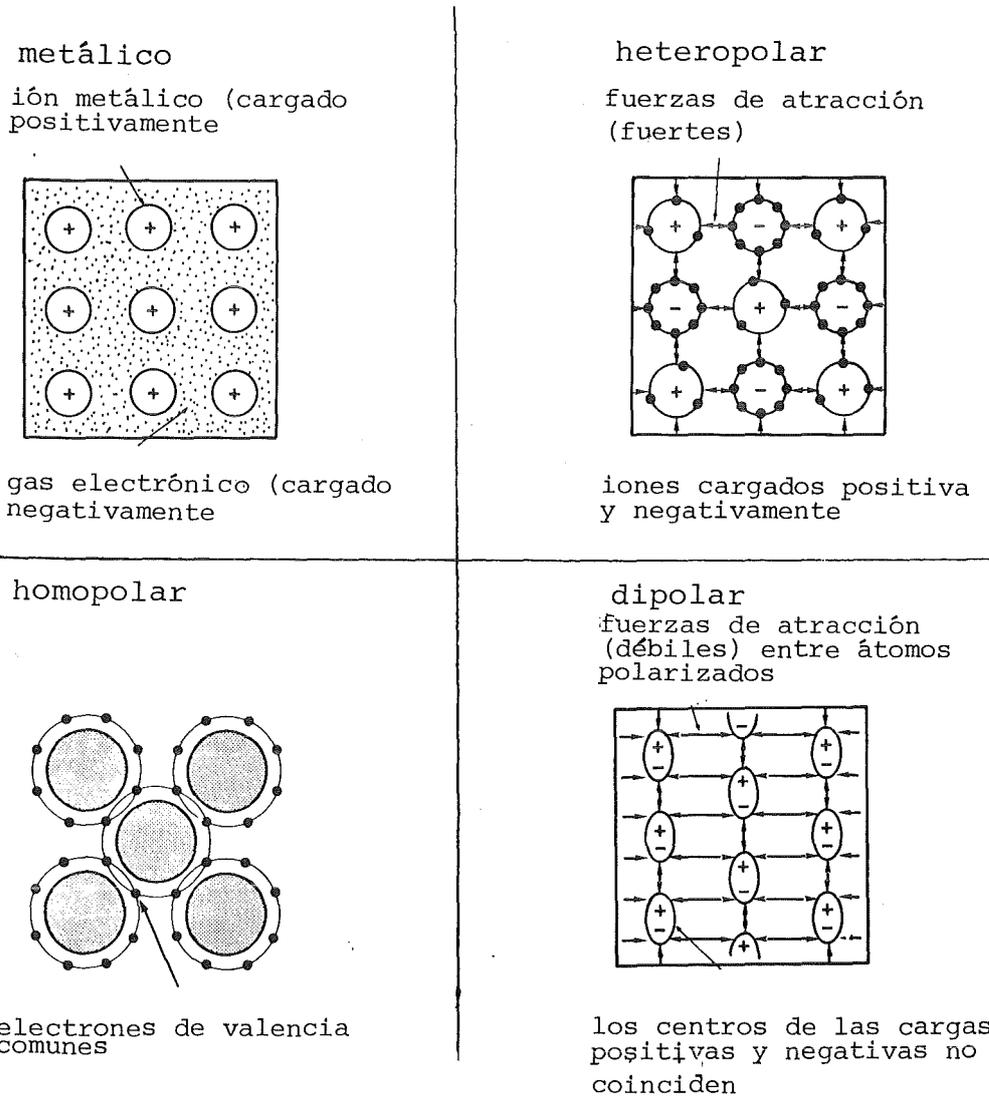


fig. 3: tipos de enlace interatómico

Dicho enlace no tiene una dirección preferencial, dando lugar en las redes cristalinas a una densidad espacial máxima. Las redes cúbicas y hexagonales presentan esta máxima densidad espacial. La mayoría de los materiales metálicos cristalizan en este tipo de red, debido a lo cual el enlace se llama metálico.

El enlace heteropolar también se llama enlace iónico, porque se debe a la atracción de iones de carga opuesta. Se basa en la tendencia que tienen los átomos en completar sus capas electrónicas externas. Por ello preferentemente tiene

lugar entre aquellos átomos en los que uno de los cuales posee una capa electrónica externa casi completa y el otro casi vacía. Este último cede electrones y el primero los recibe. De este modo los dos se convierten en iones de carga opuesta, que se atraen (fig. 3). Normalmente en este proceso los cationes y los aniones no se unen formando pares. La formación de pares se opondría a la formación de un conjunto fijo de muchos átomos - p.ej. un cristal. La carga de un ión actúa de forma proporcional sobre varios iones vecinos de carga opuesta. Los electrones intercambiados en este proceso se llaman electrones de valencia. El número de los mismos que se encuentra disponible determina la valencia de un elemento. Los elementos que toman parte en los enlaces iónicos tienen que distinguirse fuertemente en cuanto al número de sus electrones de valencia se refiere; se dice que tienen que poseer una electronegatividad muy distinta. Las electronegatividades de los elementos pueden determinarse y se desprenden, junto con otros datos, del sistema periódico de los elementos (fig. 4). A partir de ellas se puede estimar la proporción de enlace iónico que existe en una unión entre dos elementos, siempre que esta unión tenga lugar. Esta proporción depende únicamente de la diferencia entre las electronegatividades de los elementos que forman la unión (regla de Pauling, fig. 5). En el enlace homopolar - también llamado enlace covalente - la tendencia a completar las capas electrónicas externas se realiza por que varios átomos "reparten" entre ellos determinados electrones, que por pares pertenecen a los átomos que se unen (fig. 3). No tiene lugar ionización alguna. Por esta razón se habla también de covalencia atómica.

El enlace dipolar o de Van-der-Waals en cambio no se basa en la cesión o la recepción de electrones de valencia. Sus fuerzas de enlace son originadas por efecto dipolar (fig. 3). Los dipolos se basan en que los centros de las cargas negativas (electrones) y positivas (núcleo atómico) pueden repartirse asimétricamente en un átomo o en una molécula. Se

período ↓

grupo

temperatura de ebullición

gases inertes

1	1.00797 -252.7 -259.2 0.071 H Hydrogen								2 4.0026 -268.9 -269.7 0.126 He Helium
2	3 6.939 1330 108.5 0.53 Li Lithium	4 9.0122 2770 1277 1.85 Be Beryllium			7 14.0067 ±3,5,4,2 -195.8 -210 0.81 N Nitrogen	8 15.9994 -183 -218.8 1.14 O Oxygen	9 18.9984 -188.2 -219.6 1.11 F Fluorine	10 20.183 -246 -248.6 1.20 Ne Neon	
3	11 22.9898 892 97.8 0.97 Na Sodium	12 24.312 1107 650 1.74 Mg Magnesium			15 30.9738 280w 44.2w 1.82w P Phosphorus	16 32.064 444.6 119.0 2.07 S Sulfur	17 35.453 -34.7 -101.0 1.56 Cl Chlorine	18 39.948 -185.8 -189.4 1.40 Ar Argon	
4	19 39.102 760 63.7 0.86 K Potassium	20 40.08 1440 838 1.55 Ca Calcium	21 44.956 2730 1539 3.0 Sc Scandium	22 47.88 3260 1668 4.51 Ti Titanium	33 74.922 613* 817 5.72 As Arsenic	34 78.96 685 217 4.79 Se Selenium	35 79.909 58 -7.2 3.12 Br Bromine	36 83.80 -152 -157.3 2.6 Kr Krypton	
5	37 85.47 688 38.9 1.53 Rb Rubidium	38 87.62 1380 768 2.6 Sr Strontium	39 88.905 2927 1509 4.47 Y Yttrium	40 90.92 3580 1852 6.49 Zr Zirconium	51 121.75 1380 630.5 6.62 Sb Antimony	52 127.60 989.8 449.5 6.24 Te Tellurium	53 126.904 183 113.7 4.94 I Iodine	54 131.30 -108.0 -111.9 -3.06 Xe Xenon	
6	55 132.905 690 28.7 1.90 Cs Cesium	56 137.34 1640 714 3.5 Ba Barium	57 138.91 3470 920 6.17 La Lanthanum	72 178.49 5400 2222 13.1 Hf Hafnium	83 208.980 1560 271.3 9.8 Bi Bismuth	84 (210) - 254 (9.2) Po Polonium	85 (210) - (302) - At Astatine	86 (222) - (-61.8) (-71) - Rn Radon	
7	87 (223) (27) - Fr Francium	88 (226) 700 5.0 Ra Radium	89 (227) 1050 - Ac Actinium		★8 167.26 00 97 35 Er Erbium	69 168.934 1727 1545 9.33 Tm Thulium	70 173.04 1427 824 6.98 Yb Ytterbium	71 174.97 3327 1652 9.84 Lu Lutetium	
					★★10 (253) - - Fm Fermium	101 (256) - - Md Mendelevium	102 (254) - - No Nobelium	103 (257) - - (Lw) See note 3 (Lawrencium)	

fig. 4.

- ado en  diamante
- ado en  cúbico
-  romboédrico
-  ortorómbico

período ↓ grupo

radio del (índice de) r h
radio del (índice de) gases inertes

volu 1. ene VB VIB VIIB

1	IA H  0.37 2.1 2.00(-) 0.108 14.1 0.0004 313 3.45	IIB He  0.93 0.020 0.065 31.8 0.0003 567 1.25			
2	IIA Li  Be  1.34 1.0 0.90 1.5 1.55 32.48 1.12 73.9 0.60(+1) 0.72 0.31(+2) 2.8 13.1 0.108 0.25 124 0.17 5.0 0.38 124 0.79 215 0.45	VB O  3.0 0.73 3.5 0.666 0.086 0.815 1.40(-2) 0.053 0.07(+7) 0.09(+2) 0.0006 14 0.0006 17.1 0.247 314 0.218 402 0.18	VIB F  0.72 4.0 0.755 0.061 0.07(+7)	VIIB Ne  1.31 0.431 0.080 16.8 0.0001 497	
3	IIIA Na  Mg  1.54 0.9 1.30 1.2 1.90 24.12 1.60 32.517 0.93(+1) 0.62 0.45(+2) 2.14 0.218 0.224 23.7 0.32 14.0 0.38 119 0.295 176 0.25	IVA S  2.1 1.02 2.5 2.97 3.01 2.44 0.15 1.84(-3) 0.34 2.44 10 17 0.29(+2) 10 13 0.26(+7) 0.007 15.5 0.0002 18.7 0.0002 0.177 239 0.175 300 0.116	VA Cl  0.99 3.0 2.44 0.77 0.26(+7)	VIIB Ar  1.74 1.56 0.281 24.2 0.0004 363 0.125	
4	IIIA Ca  1.74 1.0 1.44 1.3 1.97 36.74 1.62 81 1.47 10 0.99(+2) 2.1 0.81(+2) 3.8 0.90(+2) 3 0.143 0.218 0.015 10.6 29.9 0.3 15.0 0.015 10.6 141 0.149 151 0.13 158 0.	IVB Ti  1.36 1.3 1.48 1.1 1.62 81 1.47 10 1.47 10 2.0 7.75 2.0 0.15 1.84(-3) 0.34 2.44 10 17 0.29(+2) 10 13 0.26(+7) 0.007 15.5 0.0002 18.7 0.0002 0.177 239 0.175 300 0.116	VIB Se  1.16 2.4 1.14 2.8 1.40 3.34 3.58 1.98(-2) 1.25 1.95(-1) 1.26 0.42(+4) 0.08 0.39(+7) 10 13 16.5 0.0001 23.5 225 0.084 273 0.070	VIIA Br  1.14 2.8 3.58 1.26 0.39(+7) 10 13 23.5 273 0.070	VIIIB Kr  1.89 2.16 0.39 32.2 0.0002 323
5	IIIA Rb  Sr  2.11 0.8 1.92 1.0 1.62 1.3 2.48 18.1 2.15 33.8 1.80 93 1.48 12 1.48(+1) 0.55 1.13(+2) 2.1 0.93(+2) 2.7 1.60 12 0.080 0.043 0.019 0.026 55.9 33.7 19.8 0.035 14.1 0.05 96 0.080 131 0.176 152 0.071 160 0.049	IVB Zr  1.48 1.1 1.48 1.1 1.60 12 1.48 12 1.48 12 1.9 46.6 0.026 0.026 0.05 0.049	VIB Te  1.35 2.1 1.33 2.5 1.60 11.9 5.2 2.21(-2) 4.28 2.16(-1) 1.87 0.56(+4) 10 6 0.50(+7) 10 13 20.5 0.014 25.7 0.001 208 0.047 241 0.052	VIIA I  1.33 2.5 5.2 1.87 0.50(+7) 10 13 25.7 0.001 241 0.052	VIIIB Xe  2.09 3.02 0.55 42.9 0.0001 280
6	IIIA Cs  Ba  2.25 0.7 1.98 0.9 1.69 1.1 2.67 16.3 2.22 35.7 1.87 96 1.58 15 1.69(+1) 0.56 1.35(+2) 1.83 1.15(+2) 1.5 0.81(+4) 5 0.053 0.016 0.017 0.009 70 39 22.5 0.033 13.6 0.02 90 0.052 120 0.068 129 0.045 127 0.034	IVB Hf  1.58 1.5 1.58 1.5 1.58 15 1.58 15 1.58 15 1.9 42.7 0.017 0.017 0.02 0.034	VIB Po  1.76 2.9 2.9 8 0.02 22.7	VIIA At  2.2 8 0.02	VIIIB Rn  2.14 3.92 0.015 248
7	IIIA Fr  Ra  0.7 0.9 1.76(+1) 1.40(+2) 45	IVB Ac  1.1 27.4 1.10(+3)	★ Tm  1.2 1.56 1.2 1.70 1.1 1.56 1.2 67 1.74 59 1.92 38 1.74 90 4.1 0.93(+3) 4.4 1.13(+3) 1.8 0.93(+3) 2.7 0.012 0.011 0.94(+3) 0.035 0.015 0.023 18.1 24.8 0.040 0.038 143 0.035 115	★★ Md  No  Lw  See note 3	

crean campos electromagnéticos débiles en los que la interacción entre los distintos átomos o moléculas de un conjunto da lugar a fuerzas de Van-der-Waals. El enlace dipolar es mucho más débil que los enlaces de valencia mencionados anteriormente.

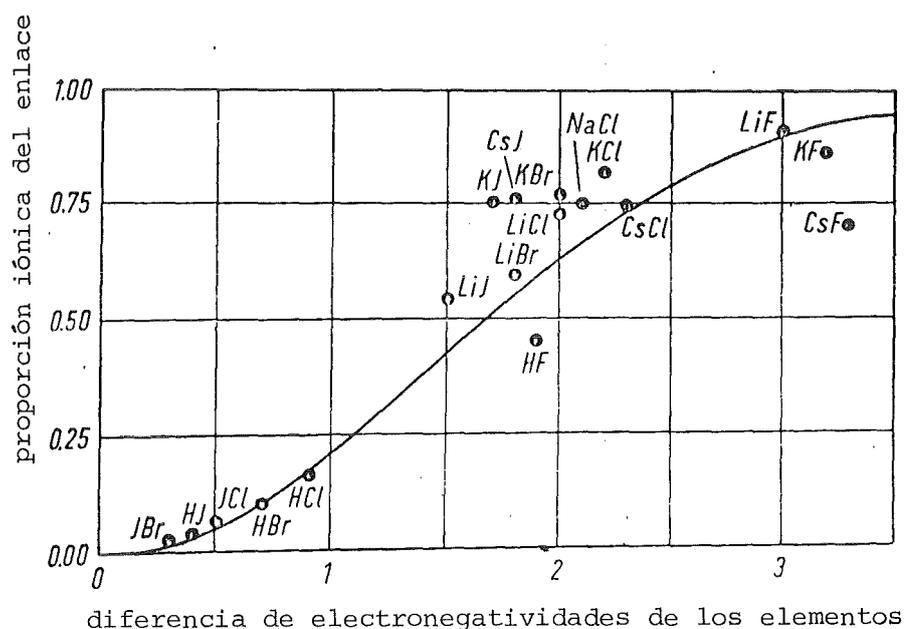


fig 5: Electronegatividades y caracter iónico del enlace (calculadas —, medidas [⊙], según Pauling)

Entre los tipos de enlace de valencia, los enlaces polares son generalmente más fuertes que los metálicos. - A los enlaces polares se les llama también enlaces localizados, y a los metálicos enlaces no localizados. Los enlaces que aparecen en materiales son a menudo mezclas de los cuatro tipos de enlace mencionados.

La aglomeración de muchos átomos o moléculas (macromoléculas) en un material implica que tienen que presentarse espacialmente compactos. Esta fijación local puede tener lugar fundamentalmente según dos principios de configuración: de forma irregular (máximo desorden) o bien de forma regular, ya sea limitada o rigurosa (máximo orden). Según el caso, los materiales presentarán

- una estructura amorfa fina (materiales amorfos, fig. 6a-c)
o una
- estructura cristalina fina (materiales cristalinos, fig. 6d-f).

2.2 Estructura fina de los materiales

2.2.1 La estructura amorfa fina

Los componentes elementales de los "materiales amorfos ideales" - incluso en las regiones más pequeñas - están dispuestos de forma irregular (fig. 6a, b). Pero muchas veces los materiales presentan una constitución regular en pequeñas zonas (orden próximo) (fig. 6c). Dichos materiales "quasi-amorfos" son una primera etapa entre la constitución amorfa ideal y la constitución cristalina de un material. - La estructura amorfa es incluso en el caso más sencillo una red sin reglas, cuyos componentes constitucionales son átomos dispuestos en filas en forma de hilos o grandes moléculas asimétricas (monómeros). El enlace dentro de estas macromoléculas es homopolar o heteropolar. Varios monómeros pueden aparecer sin un enlace directo - simplemente enmarañados mecánicamente. En este caso se mantienen unidos en puntos de contacto ocasionales por medio de fuerzas de enlace débiles (de Van-der-Waals). Otra forma de ligadura de los monómeros a los polímeros se realiza por la formación de puente entre los hilos. En este caso ciertos tipos de moléculas actúan como reticuladores, otros como transformadores de la red. Los reticuladores crean los puntos de ligadura entre las moléculas filiformes (p.ej. puentes de azufre en goma, fig. 6b), mientras que los transformadores de la red los modifican y reducen de tal modo que se llega a pasar desde la plasticidad a la viscosidad a bajas temperaturas. - Cuando las fuerzas que actúan sobre los puentes entre los átomos de los monómeros se hacen idénticas, aparecen redes quasi-amorfos, fuertemente ligadas, como las que se presentan en los vidrios principalmente (estructura de vidrio, fig. 6c).

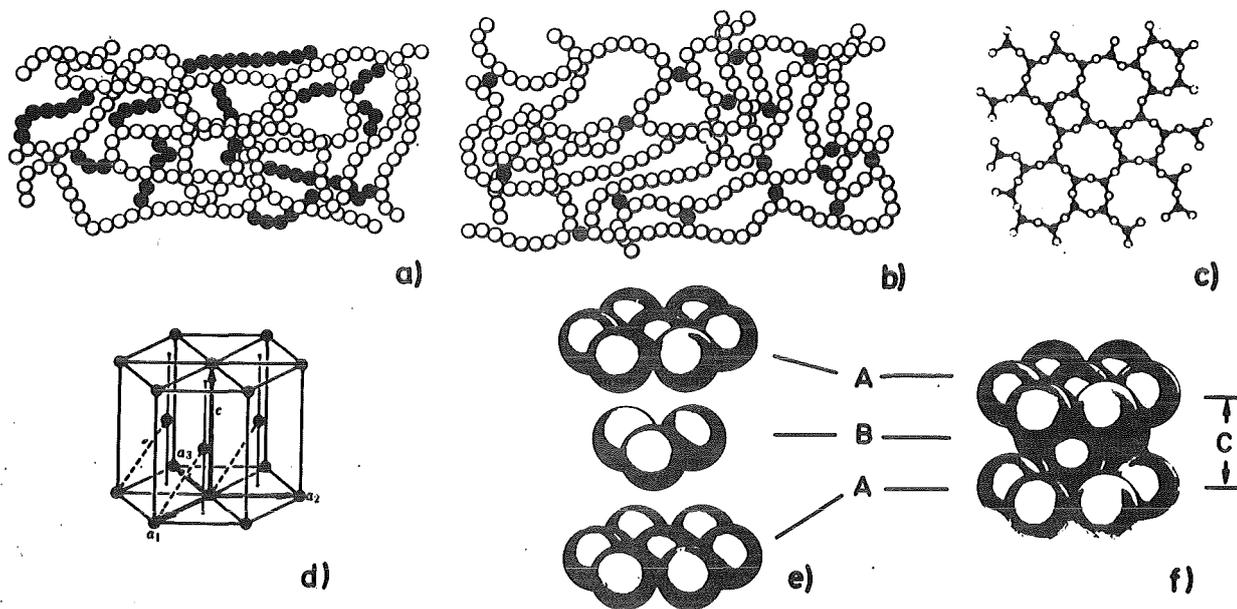


fig. 6: Estructura fina amorfa (a-c) y cristalina (d-f) de un material.

Un material amorfo puede presentar defectos en su constitución. A estos se los llama defectos estructurales. Así p.ej. cadenas de moléculas debido a fuerzas de enlace pueden presentar en distintas direcciones dobladuras, grietas y arrugas (fig. 7). En la estructura amorfa se los puede ver como meandros llamándoseles lazos. Otros defectos estructurales son los lugares atómicos sin ocupar, extremos de cadenas, grietas o poros.

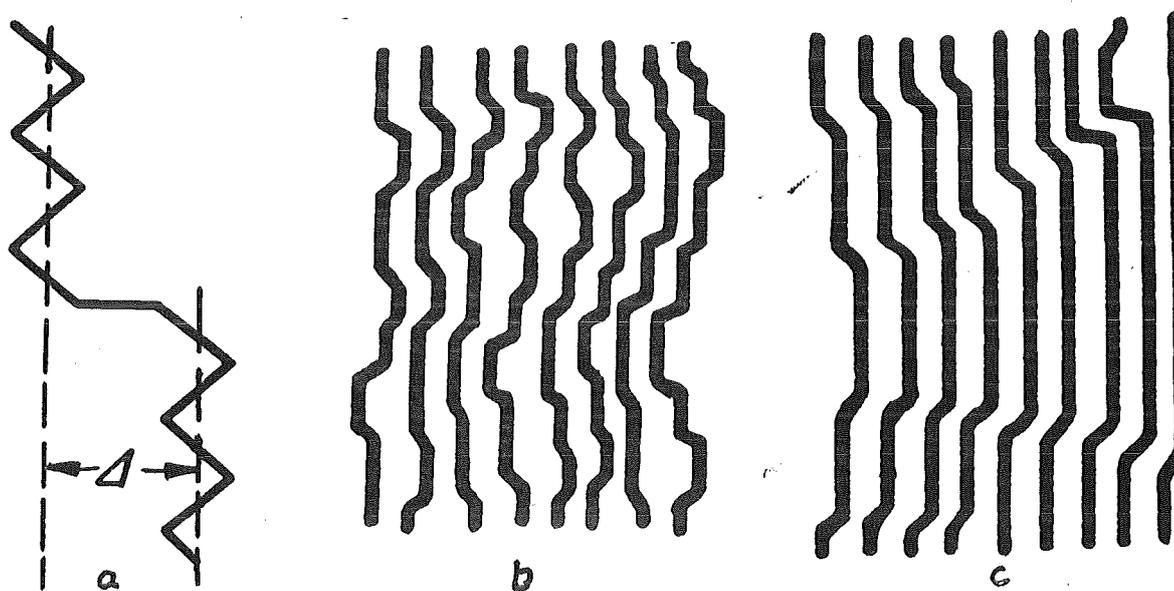


fig. 7: Lazo (a) y bloque de lazos por debajo (b) y por encima (c) del punto de ablandamiento.

2.2.2 La estructura cristalina fina

La estructura cristalina fina ideal de un material está caracterizada por que los átomos están colocados regularmente, es decir según un principio de orden geométrico (orden de largo y corto alcance). De esta manera forman celdas elementales cuya sucesión periódica espacial origina la red cristalina (fig. 6 d-f). Cuando este orden es perturbado se habla entonces de materiales realmente cristalinos o quasi-cristalinos, dependiendo del alcance de la perturbación. Estos representan la etapa de transición hacia la estructura amorfa.

Las celdas elementales - también conocidas como "red fundamental de Bravais" - pueden constituirse según un total de 7 principios geométricos distintos que también pueden describirse por sistemas de coordenadas (fig. 8). En principio, un sistema de coordenadas permite varias disposiciones de los átomos. Así por ejemplo, un cubo se puede formar por 8 átomos dispuestos en sus vértices (red fundamental cúbica simple). Por otra parte, un átomo puede encontrarse en su centro (red fundamental cúbica centrada en el cuerpo), o en cada uno de los centros de las caras del cubo (red fundamental cúbica con caras centradas) (fig. 8). La siguiente condición determina cuales de entre las posibles disposiciones atómicas son las que aparecen realmente en un sistema de coordenadas: Dado que los materiales cristalinos son cuerpos compactos, el cristal tiene que formarse por desplazamiento periódico de celdas elementales (translación) sin que queden "vacíos". Los siete sistemas de ejes permiten en total 14 tipos de celdas elementales (redes de Bravais) que cumplen estos requisitos (fig. 8). - En la fig. 4 están indicadas las redes fundamentales de los elementos puros.

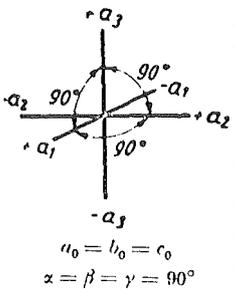
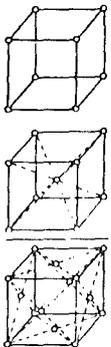
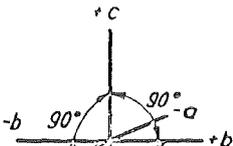
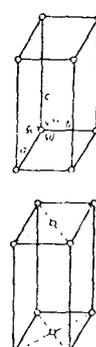
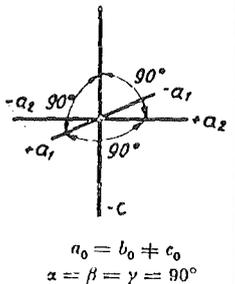
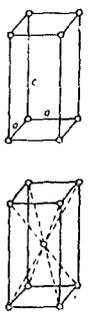
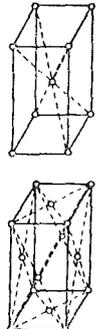
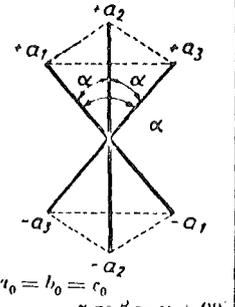
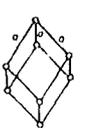
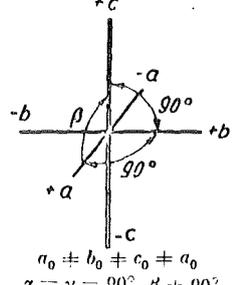
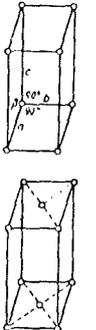
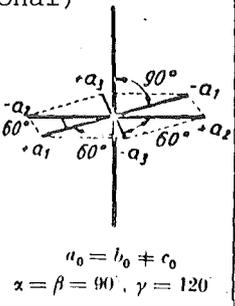
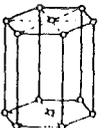
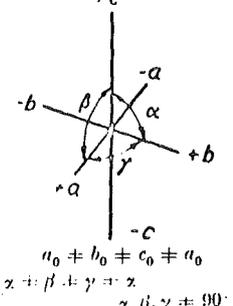
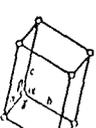
sistema de eje cristalográfico	red fundamental de Bravais (celdas elementales, CE)	sistema de eje cristalográfico	red fundamental de Bravais (celdas elementales, CE)
<p>sistema de eje cubico</p>  <p>$a_0 = b_0 = c_0$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$</p>	 <p>cubo elemental simple</p> <p>cubo elemental centrado en el cuerpo</p> <p>cubo elemental centrado en las caras</p>	<p>sistema de eje rómbico</p>  <p>$a_0 \neq b_0 \neq c_0 \neq a_0$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$</p>	 <p>CE rómbica simple</p> <p>CE rómbica centrada en las bases</p> <p>CE rómbica centrada en el cuerpo</p>
<p>sistema de eje tetragonal</p>  <p>$a_0 = b_0 \neq c_0$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$</p>	 <p>CE tetragonal simple</p> <p>CE tetragonal centrada en el cuerpo</p>	 <p>CE rómbica centrada en las caras</p>	<p>CE rómbica centrada en las caras</p>
<p>sistema de eje romboédrico</p>  <p>$a_0 = b_0 = c_0$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$</p>	 <p>CE romboédrica</p>	<p>sistema de eje monoclinico</p>  <p>$a_0 \neq b_0 \neq c_0 \neq a_0$ $\alpha = \gamma = 90^\circ, \beta \neq 90^\circ$</p>	 <p>CE monoclinica simple</p> <p>CE monoclinica centrada en las caras</p>
<p>sistema de eje hexagonal (trigonal)</p>  <p>$a_0 = b_0 \neq c_0$ $\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$</p>	 <p>CE hexagonal</p>	<p>sistema de eje triclinico</p>  <p>$a_0 \neq b_0 \neq c_0 \neq a_0$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \alpha$ $\alpha, \beta, \gamma \neq 90^\circ$</p>	 <p>CE triclinica</p>

fig. 8: sistemas de ejes cristalográficos y redes fundamentales.

La estructura fina de un material cristalino todavía no queda suficientemente descrita por el tipo de red fundamental que forman sus componentes elementales. Hay que conocer además las dimensiones de sus celdas elementales. Estas vienen determinadas por la clase de átomos que forman el material y la disposición de los mismos, quedando indicado como constantes de la red. Las constantes de la red son las distancias entre los centros de los átomos. La distancia mínima entre los centros de dos átomos corresponde a la suma de sus radios (ver p.ej. constante de red a , fig. 6, y radios atómicos e iónicos de los elementos, fig. 4). Como los átomos están dispuestos en planos de la red, la constante de la red puede también corresponder a una distancia entre planos de la red (p.ej. constante de la red c , fig. 6).

Los átomos que forman una red cristalina pueden pertenecer a un mismo elemento o a elementos distintos (cristales mixtos). En el segundo caso la proporción de los átomos de los elementos que intervienen - al menos en una cierta zona de concentración - puede ser variable (aleaciones) o corresponder a una relación de concentración determinada (estequiometría) - con pequeñas desviaciones (hipoestequiometría, hiperestequiometría) - (compuestos).

La red cristalina de una aleación (cristal mixto) puede contener átomos de diferentes elementos ya en posiciones regulares de la red (fig. 9a) o en posiciones intersticiales (fig. 9b). Cuando todos los átomos se encuentran en posiciones regulares, tienen que ser recíprocamente sustituibles en el caso que tengan lugar variaciones de la concentración. Por esto estos cristales mixtos de sustitución (fig. 9a, c) se forman únicamente entre aquellos elementos cuyos radios atómicos o iónicos (ver fig. 4) no son demasiado diferentes (diferencia $< 15\%$). y además poseen redes similares. Cuando los átomos están colocados en posiciones intersticiales, hablamos entonces de un cristal mixto de intrusión (fig. 9b, d). Estos cristales mixtos de intrusión se forman

cuando los átomos de uno de los elementos son tan pequeños que pueden ser introducidos en posiciones intersticiales sin romper el conjunto reticular (relación de los radios atómicos $< 0,59$).

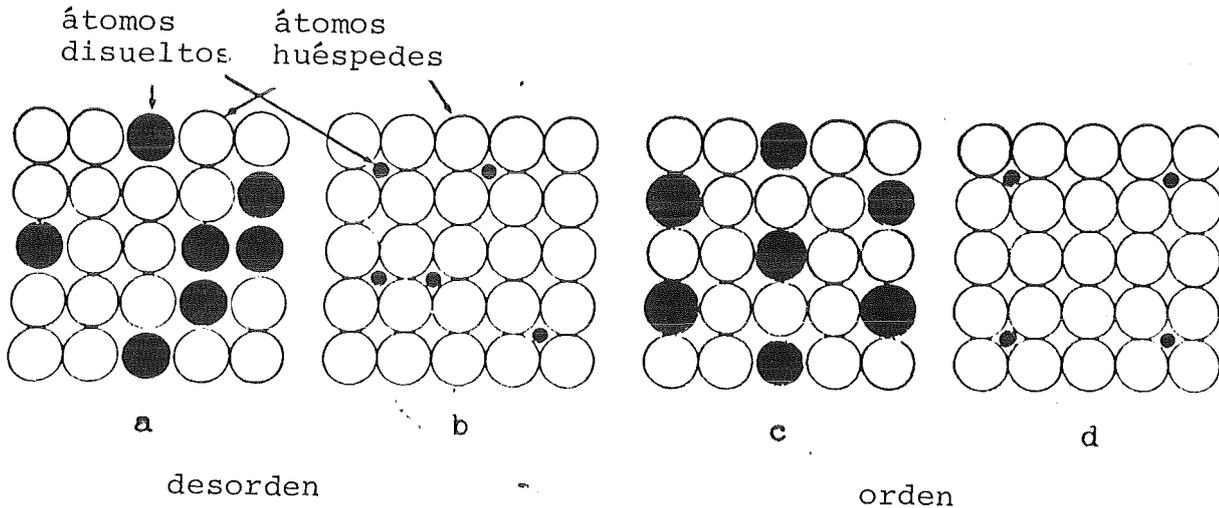


fig. 9: Cristales mixtos

Generalmente la disposición de átomos diferentes en cristales mixtos es estadística, correspondiendo pues al "desorden" (fig. 9a, b). Pero en ciertas zonas de concentración pueden presentarse también disposiciones regulares de los átomos (estructuras ordenadas), fig. 9c, d). Las aleaciones en las zonas de superestructura señaladas están sometidas a ciertas reglas de formación. Por ejemplo, pueden presentar sistemas reticulares completamente nuevos o bien una composición quasi-estequiométrica ($A:B = 1:2 \rightarrow AB_2$). Por eso, ocupan una posición intermedia entre aleaciones y compuestos químicos, llamándose también compuestos intermedios.

Las redes de los materiales cristalinos nunca corresponden de forma totalmente exacta a las reglas de la constitución de las celdas elementales y de las redes espaciales. Poseen defectos estructurales. Por eso sus cristales se llaman cristales reales, en contraste con los cristales ideales que tienen una constitución perfecta de acuerdo con las leyes cristalográficas.

Los defectos estructurales de los materiales cristalinos se pueden resumir en 4 grupos:

(de dimensión cero) defectos puntuales como p.ej. vacantes, átomos intersticiales y de sustitución (fig. 10/1-4)

(monodimensionales) defectos lineales como p.ej. dislocaciones (fig. 10/5-6)

(bidimensionales) defectos superficiales como p. ej. superficies límites (límites de grano, límites de fase (fig. 10/7-10)

(tridimensionales) defectos espaciales tales como aglomeraciones de vacantes, clusters.

Se entiende por dimensión de un defecto de red cualquier deformación que sobrepasa las dimensiones atómicas. Así, p.ej. los defectos lineales poseen una dimensión superior a la atómica en una dirección, y atómica en las otras dos direcciones.

El número de las vacantes consideradas como defectos estructurales de dimensión cero en un cristal se calcula según:

$$c_L = e^{-\Delta U/RT} \quad (1)$$

c_L = número de vacantes por cada posición de la red - para materiales metálicos en el punto de fusión $\sim 0,0001 = 0,01\%$; ΔU = energía de formación molar de la vacante = aumento de la energía interna del cristal; R = constante de los gases; T = temperatura en K.

Cuando se presentan vacantes en cristales con enlaces heteropolares dan lugar a una variante especial de este defecto estructural de dimensión cero: el centro de color.

Por ejemplo, si falta un anión, alrededor de esta vacante existe un exceso de carga eléctrica positiva. En estos vacíos iónicos

se absorbe luz visible que contribuye a una coloración del cristal (v. magnitudes características ópticas).

Las dislocaciones como defectos estructurales mono-dimensionales se forman debido a la falta o la presencia adicional de secciones de planos de red. Existen dos clases de dislocaciones: la dislocación en cuña y la dislocación helicoidal.

La dislocación en cuña (fig. 10/5) consiste en un plano parcial de la red, intercalado, el cual no está deformado sino que es liso. Pero produce deformaciones elásticas en la red. El borde inferior del plano intercalado es la línea de la dislocación.

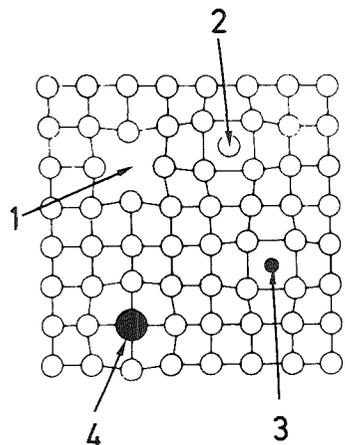
Cuando el plano intercalado ya no es liso, tenemos la dislocación helicoidal. Aquí se considera como línea de dislocación al eje helicoidal (S-E, fig. 10/6). Los planos de la red perpendiculares a la línea de dislocación ya no están separados entre sí exactamente por la misma distancia sino que forman una superficie helicoidal.

Las dislocaciones en cuña y helicoidales son casos extremos. Entre ellas pueden aparecer estados transitorios conocidos como dislocaciones mixtas. Generalmente las dislocaciones comienzan y acaban en las superficies del cristal donde pueden ser visualizadas microscópicamente (fig. 13).

A partir de la combinación de dislocaciones en cuña y helicoidales, i.e. de dislocaciones mixtas en el interior del cristal, pueden formarse también anillos de dislocación cerrados.

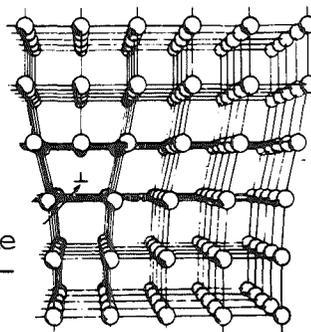
Cuantitativamente la extensión y la dirección de una dislocación se define por el vector de desplazamiento o vector de Burgers (b). Resulta, como se puede ver en la fig. 11a, b para el caso de una dislocación en cuña, al rodear completamente

defectos puntuales



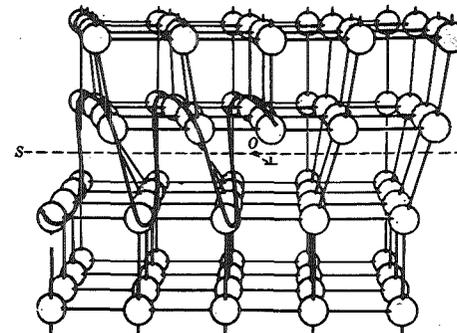
- (1) vacante
- (2) átomo intersticial
- (3) átomo intersticial extraño (átomo huésped)
- (4) átomo extraño de sustitución [≈átomo huésped]

defectos lineales



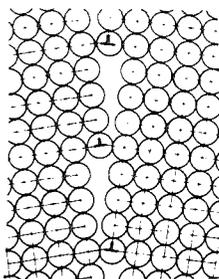
línea de dislocación

dislocación en cuña (5)

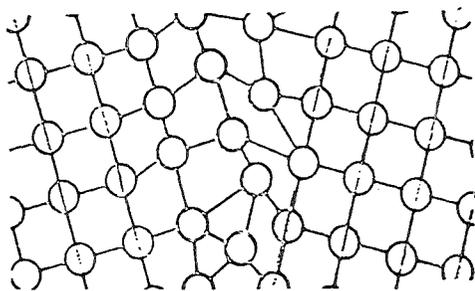


dislocación helicoidal (6)

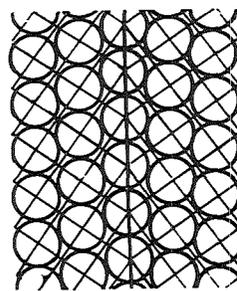
defectos superficiales



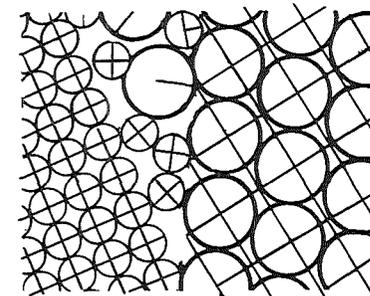
(7)



(8)



(9)



(10)

fig. 10: Defectos estructurales de los cristales

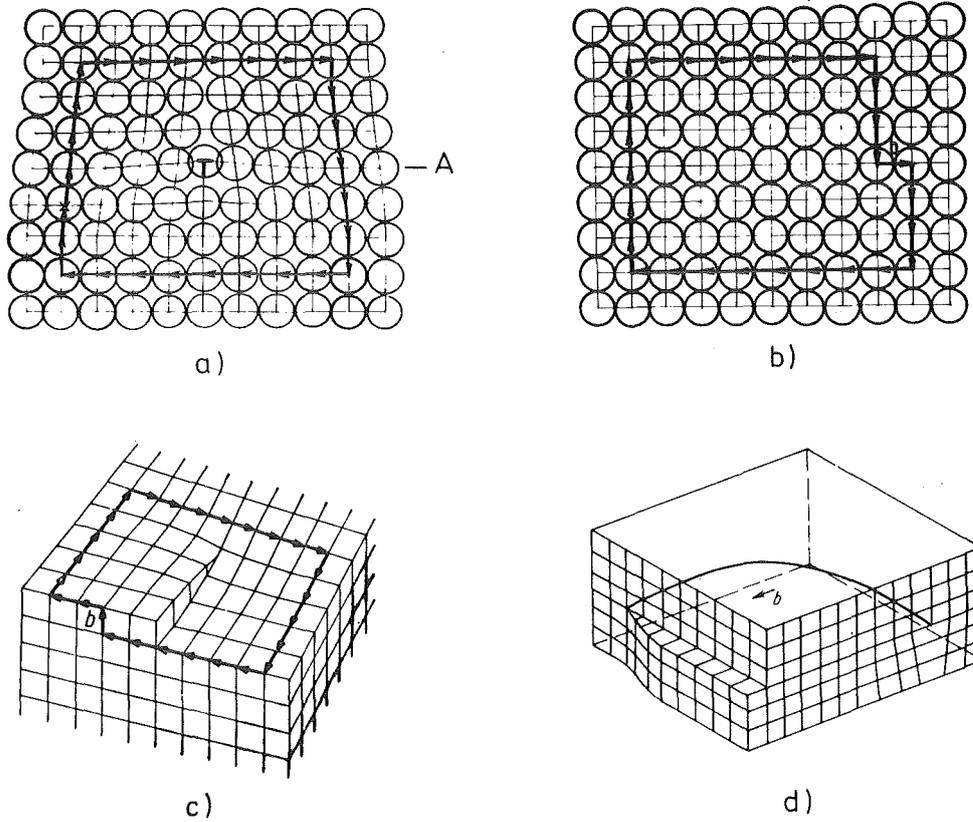


fig. 11: Vector de Burgers en la dislocación en cuña (a, b) y helicoidal (c, d).

a la dislocación de forma que cada paso corresponda a una distancia atómica. Si esta vuelta, con el mismo número de pasos parciales de un átomo a otro, se transfiere al correspondiente cristal ideal, resulta una diferencia de recorrido (fig. 11b), la cual sería necesaria para completar la vuelta. Este paso parcial que falta es el vector de Burgers, el cual se expresa en múltiplos de la constante de la red. - En las dislocaciones en cuña la línea de dislocación es una recta que se desplaza verticalmente sobre sí misma bajo la influencia de una tensión cizallante. Por esto el vector Burgers de una dislocación en cuña es perpendicular (ángulo 90° , símbolo \perp) a la línea de dislocación. La línea de dislocación de las dislocaciones

helicoidales también es una recta, la cual, bajo la acción de una tensión cizallante se puede desplazar en la dirección de su propia orientación. Por esto el vector de Burgers de una dislocación helicoidal está orientado paralelamente a la línea de dislocación (fig. 11c; ángulo 0° , símbolo \ominus). Las dislocaciones mixtas tienen líneas de dislocación curvadas y la dirección de su vector de Burgers es una dirección intermedia entre la paralela y la vertical a la línea de dislocación (ángulo $0 < \alpha < 90^\circ$, fig. 11d).

Las dislocaciones aumentan la energía interna de una red cristalina. La energía de la dislocación se puede calcular. Es proporcional al cuadrado del vector de Burgers ($U \sim b^2$). - Cuando un plano de la red - y sólo uno - presenta una fila de átomos en exceso, i.e. cuando en el plano A (fig. 11) existe únicamente la última fila de átomos del plano intercalado, el defecto lineal así producido se llama "crowdion".

Entre los defectos estructurales bidimensionales, los más importantes son superficies límites (v. p. 66). El tipo más frecuente de superficie límite es el borde de grano. Se forma debido a que en un material policristalino monofásico se yuxtaponen cristalitas (granos) con diferente orientación. Se trata por lo tanto de cristales con idéntica red y la misma composición pero en los que los planos de la red yuxtapuestos en el borde de grano tienen orientaciones diferentes, dando lugar a una zona donde la densidad espacial de ocupación está perturbada.

Según sea de grande la diferencia de orientación entre las cristalitas vecinas, se distingue entre bordes de grano de ángulo pequeño y bordes de grano de ángulo grande. Los bordes de grano de ángulo pequeño (fig. 10/7) se forman cuando las diferencias de orientación de las cristalitas son pequeñas ($< 15\%$). Están formados por dislocaciones, las cuales presentan una ordenación periódica. - Cuando las

diferencia de orientación de los cristales son grandes se forma entre estos un borde_de_grano_de_ángulo_grande (fig. 10/8) constituido por una zona de perturbación con desorden atómico relativamente grande (espesor $\sim 10 \text{ \AA}$). - Un caso especial de los bordes de grano es el borde_de_grano_gemelo (fig. 10/9). En él dos cristalitas se encuentran con un ángulo tal que no se presentan distorsiones de la red. Las dos cristalitas están dispuestas simétricamente respecto al borde de grano gemelo.

La transición más difícil en el material es la que existe entre diferentes fases (v. p. 27). Las superficies_límites_entre_fases (fig. 10/10) como defectos superficiales pueden subdividirse en coherentes, parcialmente coherentes e incoherentes. Cuando las fases yuxtapuestas en un límite de fase tienen una estructura reticular semejante y una composición química análoga, la transición de una fase a otra es coherente a través de la distorsión de la red (fig. 12a). Por el contrario, cuando el acoplamiento sólo es posible con la incorporación periódica de dislocaciones, la transición es parcialmente_coherente (fig. 12b).

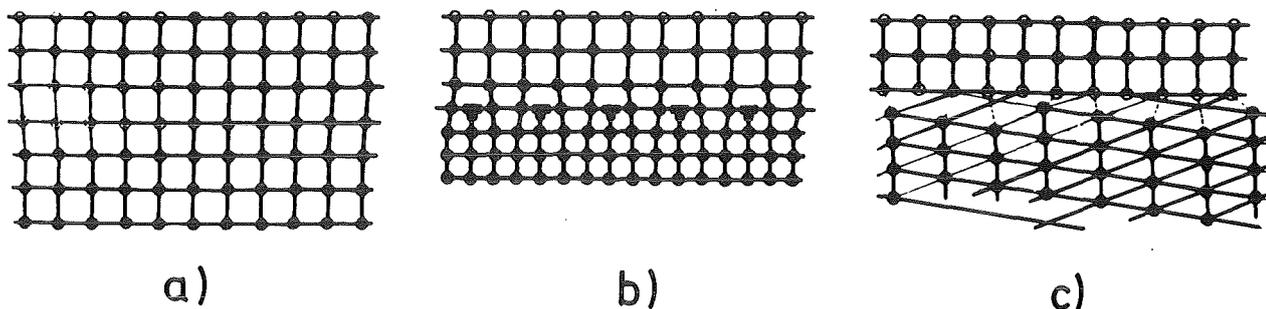


fig. 12 Límite de fase coherente (a), parcialmente coherente (b) e incoherente (c)

En el caso de fases muy diferentes no existe ningún acoplamiento en el límite de las fases, y entonces es incoherente (fig. 12c).

Además de las superficies límites existen una serie de defectos superficiales especiales, tales como "zonas" de átomos extraños substituidos como superficies, o la ordenación periódica de planos perturbada por interposición de dislocaciones (p.ej. A-B en la fig. 6e, f), ("defectos de apilamiento"). - Los defectos estructurales tridimensionales, antes también mencionados, corresponden a aglomeraciones de átomos del mismo tipo en redes de aleación ("cluster") y a aglomeraciones de vacantes. Estos últimos pueden exceder las dimensiones reticulares y dar lugar a defectos macroscópicos (grietas, poros, rechupes).

En la fig. 13 se resumen ejemplos de defectos mono- y bidimensionales en materiales reales, visibles al microscópio (óptico o electrónico).

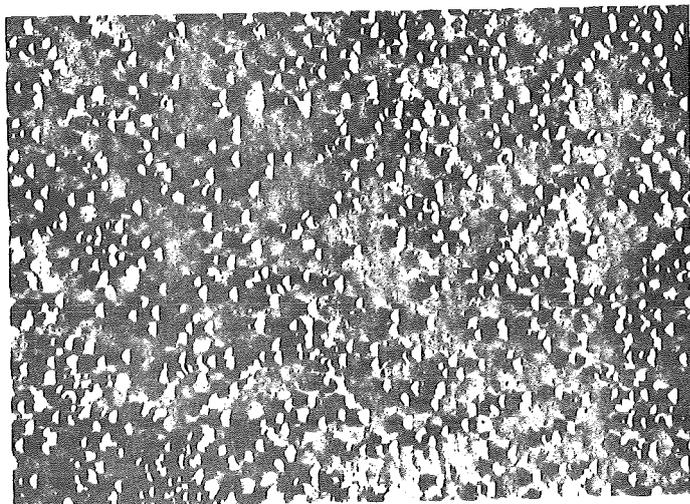
2.3 Microestructura de los materiales

Cuando un material amorfo o cristalino tiene una constitución "enteramente uniforme", i.e. cuando todas sus zonas tienen la misma composición, la misma estructura fina y como consecuencia el mismo estado de agregación, se dice que es homogéneo.

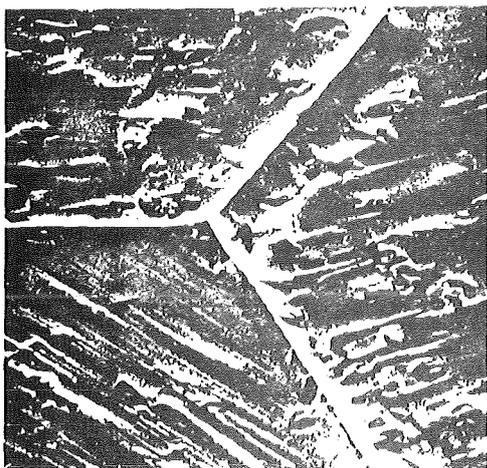
Los estados de agregación son el sólido, el líquido, el gas y el plasma. Plasmas son "gases" de iones y de electrones libres que sólo aparecen a temperaturas muy elevadas. Los estados de agregación sólido y líquido se les agrupa a veces bajo el concepto de estado de agregación "condensado".

Los materiales homogéneos constan de una sola fase (materiales monofásicos). Una fase puede estar constituida por átomos de un elemento químico (fase pura) (sistema periódico de los elementos, v. fig. 4). Pero también puede constar de diferentes tipos de átomos repartidos macroscópicamente de forma uniforme (fase mixta).

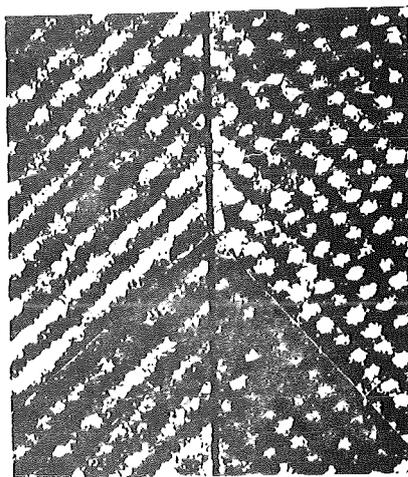
La composición material de una fase se define por la naturaleza y cantidad de los componentes que contiene, i.e. de las materias primas de partida. Se entiende por número de componentes de una fase o de un material, el número



a)



b)



c)

fig. 13: Textura de LiF con puntos hundidos a través de líneas de dislocación (a, microscópico óptico, por Reppich), textura de UO₂ con bordes de grano (b, microscópico-electrónico de barrido, por Nikolopoulos) y textura de Nb₁₂O₂₉ con bordes de grano gemelos (c, microscópico-electrónico, por Kontron+Jeol).

mínimo de constituyentes químicamente uniformes que es necesario para definir la composición del material. Normalmente equivale al número de moléculas de diferente clase que participan en la formación del material. Por ejemplo una fase que contiene los elementos wolframio (W), carbono (C) y cobalto (Co) puede haberse formado a partir del carburo de wolframio y cobalto como materias iniciales. Los componentes de esta fase son el carburo de wolframio y de cobalto, y sus elementos por el contrario son wolframio, carbono y cobalto.

Los materiales de constitución heterogénea constan de varias fases, i.e. de zonas homogéneas diferentes que están separadas entre sí por límites de fase (materiales polifásicos).

Cuando zonas estructurales del mismo tipo - p.ej. cristales - o fases diferentes se unen para formar un material, éstas y sus superficies límites determinan la microestructura del material. Las superficies límites entre zonas estructurales del mismo tipo como p.ej. las cristalitas se llaman límites de grano y las que existen entre fases diferentes, límites de fase. La microestructura de un material está caracterizada por la geometría y la disposición geométrica (estereología) de sus componentes, i.e. por su magnitud y número ($\hat{=}$ fracción volumétrica), su forma, orientación y distribución. Los componentes de la microestructura de los materiales cristalinos monofásicos son las cristalitas. Los de los materiales polifásicos son las partículas de la fase y - si las fases son cristalinas - las cristalitas de las partículas de las fases. Además podemos considerar como componentes de microestructura independientes a regiones estructurales de diferentes fases, uniformes espacialmente, que se encuentran separadas de otros componentes de la microestructura (p.ej. perlita u otro eutéctico, v.p.59). Dependiendo del modo de formación un mismo material puede presentar distintas microestructuras. P.ej. los materiales cristalinos en la mayoría de los casos no están compuestos de un único cristal (monocristal), sino de una multitud de cristales unidos por los

bordes de grano. La forma de estos cristales en la microestructura corresponde a la de un monocristal, el cual puede formarse espacialmente sin ningún obstáculo. Los cristales en la microestructura en cuanto a su forma se refiere deben disponerse recíprocamente de tal modo que el material que se origina sea compacto, sin vacíos. Por esto a los cristales en el conjunto de la microestructura policristalina se llaman también cristalitas.

La forma y tamaño están relacionados con la geometría de los componentes de la microestructura, mientras que el número, la orientación y la distribución se refieren a su disposición geométrica. Estos "parámetros de la microestructura" pueden variar independientemente entre sí. Por ejemplo cuando solamente varía la orientación de los componentes de estructura de un material, si se puede apreciar una dirección privilegiada de la orientación, su estructura posee una textura. Se dice entonces que el material es anisótropo y su microestructura está texturada. Las texturas pueden existir en microestructuras monofásicas (fig. 14a) y polifásicas (fig. 14 b). Por consiguiente las microestructuras isótropas no poseen textura (fig. 14 c, d).

Dentro de las microestructuras polifásicas estereológicamente pueden distinguirse dos tipos fundamentales: la microestructura de inclusión y la microestructura de penetración. Se tiene microestructura de inclusión cuando por lo menos una fase (fase de inclusión) está discontinuamente incorporada en al menos una fase continua (fase matricial) (fig. 15a, b). Puede darse el caso de que la fase incorporada tenga una concentración mayor que la fase matricial (fig. 15a).

En cambio se tiene una microestructura de penetración cuando todas las fases contenidas en el material se presentan de forma continua (fig. 15 c). Generalmente éste es el caso cuando las fases se penetran unas a otras tridimensionalmente en forma de estructuras reticulares esponjosas. Se excluye, cuando fases aisladas o completas se presentan de forma continua

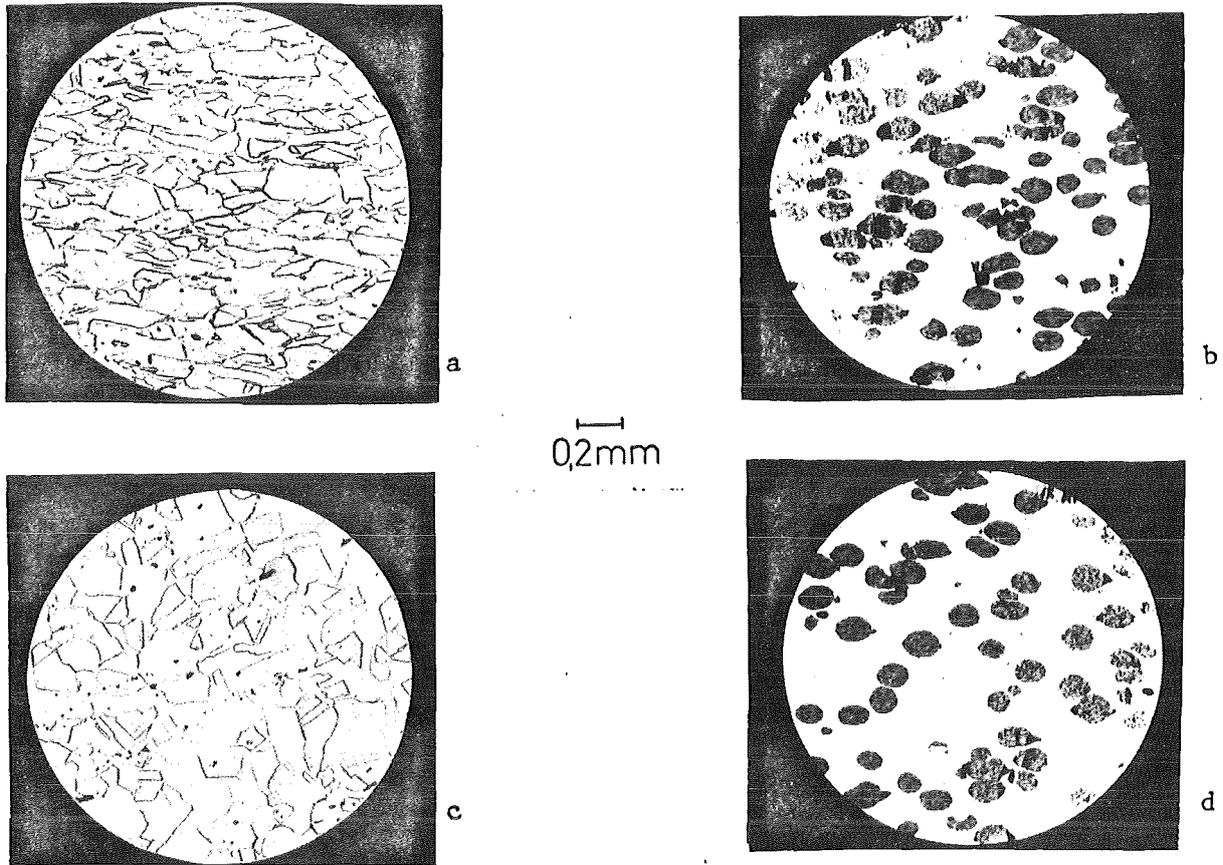


fig. 14 Microestructuras isotropas (c, d) y anisotropas (a, b) de materiales

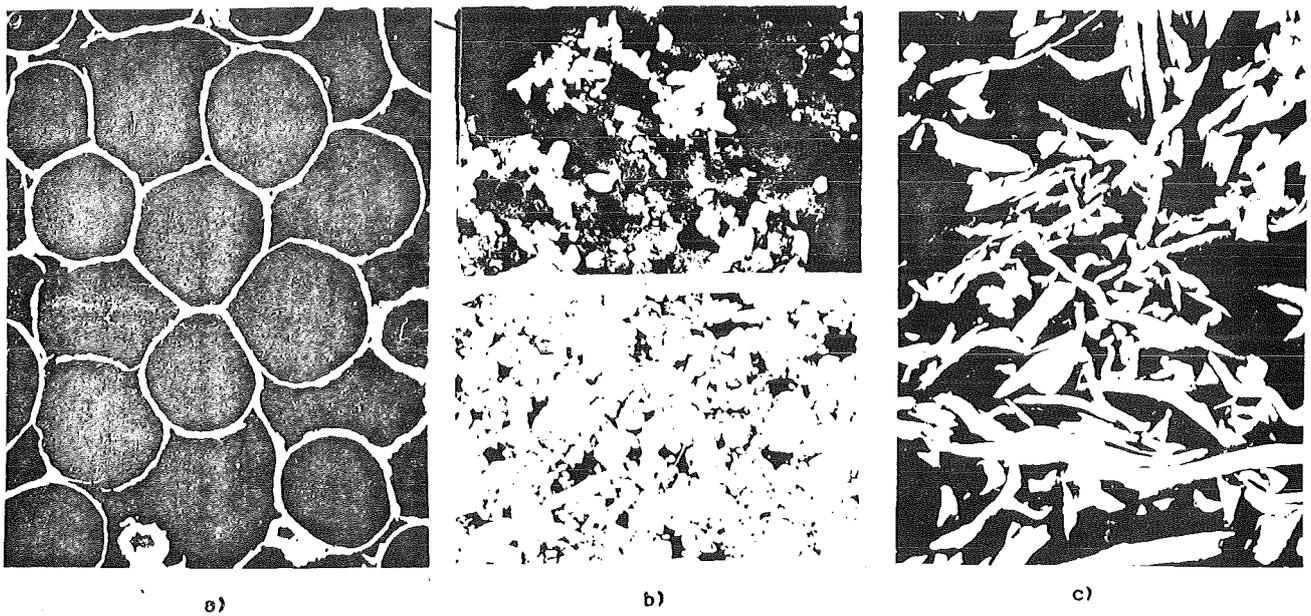


fig. 15 Microestructura de inclusión (a, b) y de penetración (c)

en materiales polifásicos solamente en dos o una dimensión. Dicho material tendrá posiblemente una microestructura de penetración en una dirección y una microestructura de inclusión en otra y es anisótropo. El que se presente en un material polifásico uno u otro tipo fundamental de microestructura viene determinado por los cinco parámetros de microestructura: forma, tamaño, número, orientación y distribución de los componentes de la microestructura.

La parte superior de la fig. 16 muestra esquemáticamente como cambia el aspecto de una microestructura de inclusión cuando solamente varían dos de sus parámetros microestructurales - la orientación y la distribución - mientras que los otros tres permanecen constantes. En la fig. 16 (abajo) se da además una representación - también esquemática - de la transición entre las microestructuras de inclusión y de penetración.

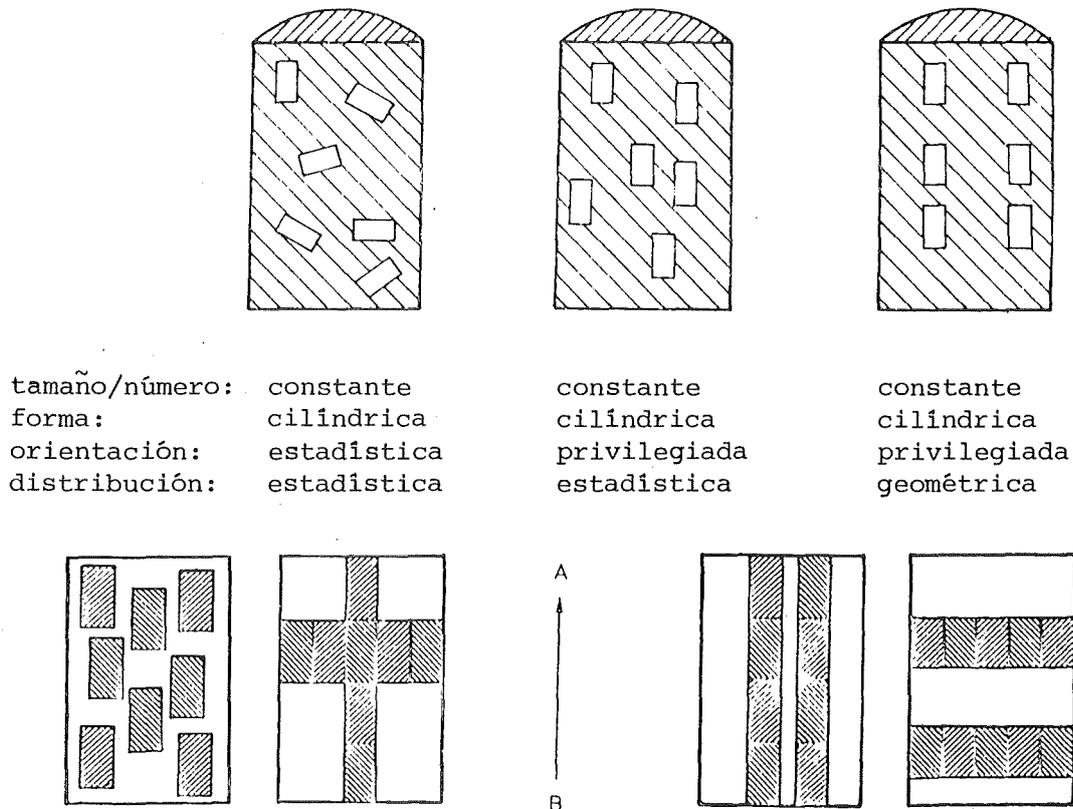


fig. 16 Cambio de una microestructura de inclusión con la variación de sus parámetros estructurales (arriba) y transiciones entre microestructura de inclusión y de penetración (abajo)

2.4 Clasificación de los materiales

Los materiales pueden clasificarse en cuatro grupos según su composición, estructura fina y microestructura (fig. 17). Las características complementarias dadas en la fig. 17 no son absolutamente exclusivas para un grupo de materiales.

materiales predominantemente metálicos

enlace metálico
estructura cristalina
buen conductor
plástico
químicamente inestable

materiales cerámicos

enlace predominantemente heteropolar
estructura cristalina o amorfa
mal conductor
no plástico
químicamente estable

materiales compuestos

materiales no metálicos

enlace predominantemente homopolar y dipolar
estructura amorfa
mal conductor
plástico a altas temperaturas
químicamente estable

fig. 17 Principales grupos de materiales

Así por ejemplo todos los materiales cristalinos pueden presentarse por lo menos en capas delgadas, y transitoriamente como materia amorfa, por sublimación, enfriamiento rápido desde la fase líquida ("líquidos sobreenfriados") o por bombardeo con fragmentos de fisión nucleares o partículas nucleares ("irradiación por el reactor"). Por otra parte, hay materiales quasi-cristalinos (moléculas gigantes ortorómbicas del polietileno) y materiales cerámicos no cristalinos (cerámica del vidrio). Las características pueden generalizarse sólo de forma limitada (p.ej. buena conductibilidad del óxido de berilio).

Los materiales metálicos están compuestos exclusivamente por átomos de elementos metálicos cuyo enlace entre sí es predominantemente metálico. En la mayoría de los casos están cristalizados en redes con la máxima densidad espacial (cúbica, hexagonal), y se los clasifica aún más, según diferentes criterios como p.ej.

- según la tecnología: metales fundidos, metales sinterizados
- según la densidad: metales ligeros (p.ej. Al, Be),
metales pesados (p.ej. Co, Pb)
- según el color: metales no férreos (p.ej. Cu)
metales blancos (p.ej. Ag)
metales férreos (p.ej. Fe)
- según la composición material: metales no ferreos, hierro y acero.

Los metales muy frecuentemente utilizados como los aceros están sometidos a reglamentos nacionales e internacionales en cuanto a su composición material, características determinadas y su tecnología, y correspondientemente caracterizados. Estos reglamentos pueden afectar también a otros grupos de materiales. Se conocen por normas de los materiales.

Los materiales cerámicos o no metálicos-inorgánicos están compuestos por átomos de elementos metálicos y no metálicos cuyo enlace entre sí es predominantemente heteropolar. Se los clasifica también, p.ej. en

- materiales cerámicos arcillosos (base del óxido de aluminio)
- materiales cerámicos especiales.

Según las zonas características de la longitud macroscópica detectable de inhomogeneidades se distingue entre

- cerámica gruesa (inhomogeneidades $> 0,1$ hasta $0,2$ mm)
 - cerámica fina (inhomogeneidades $< 0,1$ hasta $0,2$ mm)
- y según la capacidad de absorción de agua entre:
- cerámica gruesa porosa (capacidad de absorción de agua $> 6\%$)
 - cerámica fina porosa (capacidad de absorción de agua $> 2\%$)
 - cerámica gruesa densa (capacidad de absorción de agua $< 6\%$)
 - cerámica fina densa (capacidad de absorción de agua $< 2\%$)

En la fig. 18 están clasificados los materiales cerámicos conocidos según esta división.

Los materiales no metálicos o no metálicos-orgánicos están compuestos exclusivamente por átomos de elementos no metálicos cuyo enlace entre sí es predominantemente homopolar y dipolar. Aquí pertenecen por una parte las materias naturales como marfil, madera, goma, lana o seda y sus productos derivados (lacas, celulosa, papel, celuloide) y - como grupo más extenso - los macropolímeros sintéticos ("plásticos"). Su principal componente es el carbono (C) junto con el nitrógeno (N), hidrógeno (H), oxígeno (O) y el azufre (S). - Los materiales polímeros con mayor frecuencia se subdividen según su tecnología, en:

- polimerizados (preparados por polimerización (ver p. 231)
- policondensados (preparados por policondensación, ver p. 231)
- poliañadidos (preparados por poliadición (ver p. 231)

Otra división se basa en la constitución, distinguiéndose los siguientes grupos principales:

- plastómeros (termoplásticos; monómeros ramificados lineal o mecánicamente, reversiblemente reblandecibles térmicamente).
- elastómeros (parcialmente reticulados; con permanente elasticidad hasta la temperatura de reticulación)
- durómeros (duroplásticos; altamente reticulados = "endurecidos" irreversiblemente, no reblandecibles térmicamente).

Una posición intermedia entre los materiales cerámicos y los no metálicos la ocupan los elementos sólidos no metálicos (p.ej. boro, grafito, fosforo, azufre) así como los compuestos de éstos que no contienen átomos metálicos (p.ej. B_4C , BN).

Los materiales metálicos, cerámicos y no metálicos pueden ser monofásicos y polifásicos. Las fases de un material polifásico de cualquiera de éstos tres grupos principales pertenecen siempre

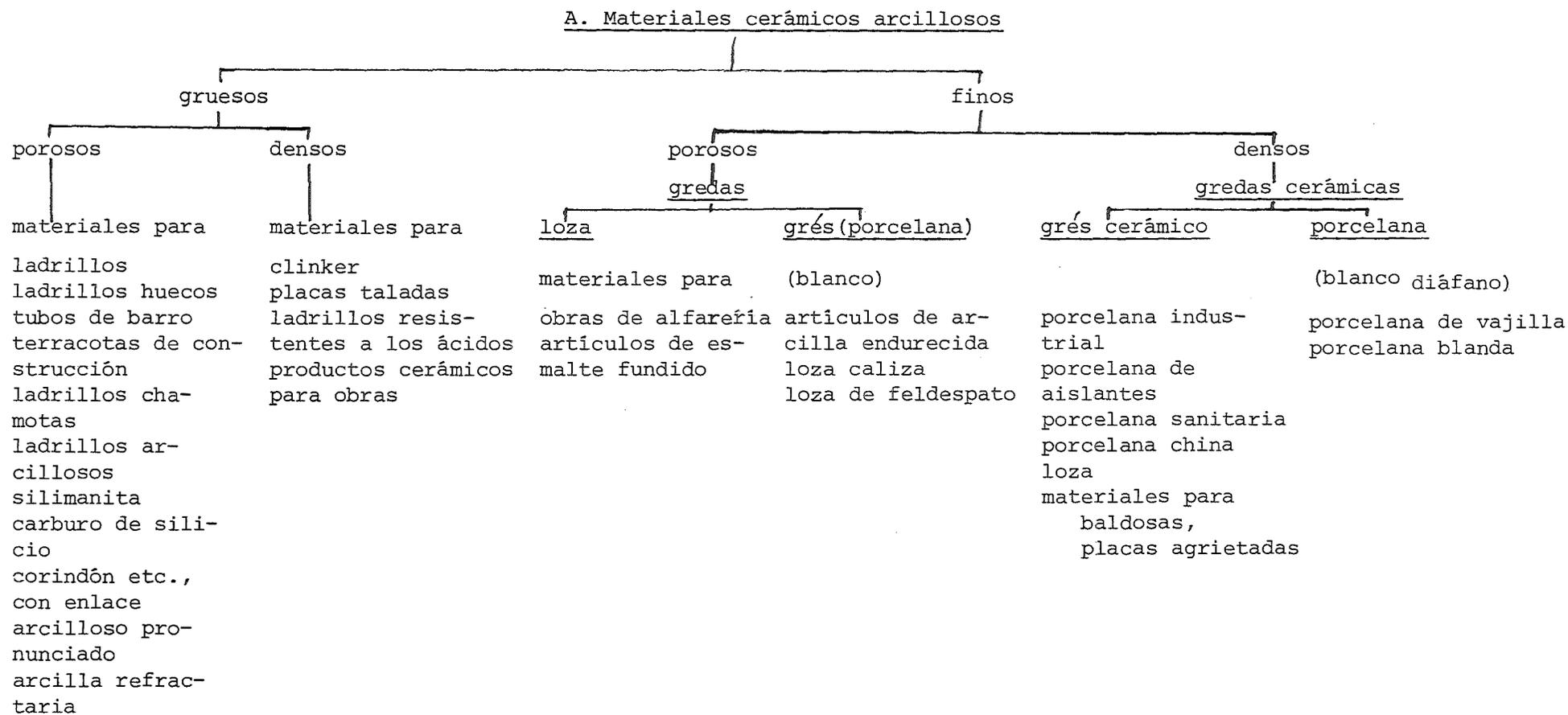


fig. 18 División de los materiales cerámicos (según Hennicke)

B. Materiales cerámicos especiales

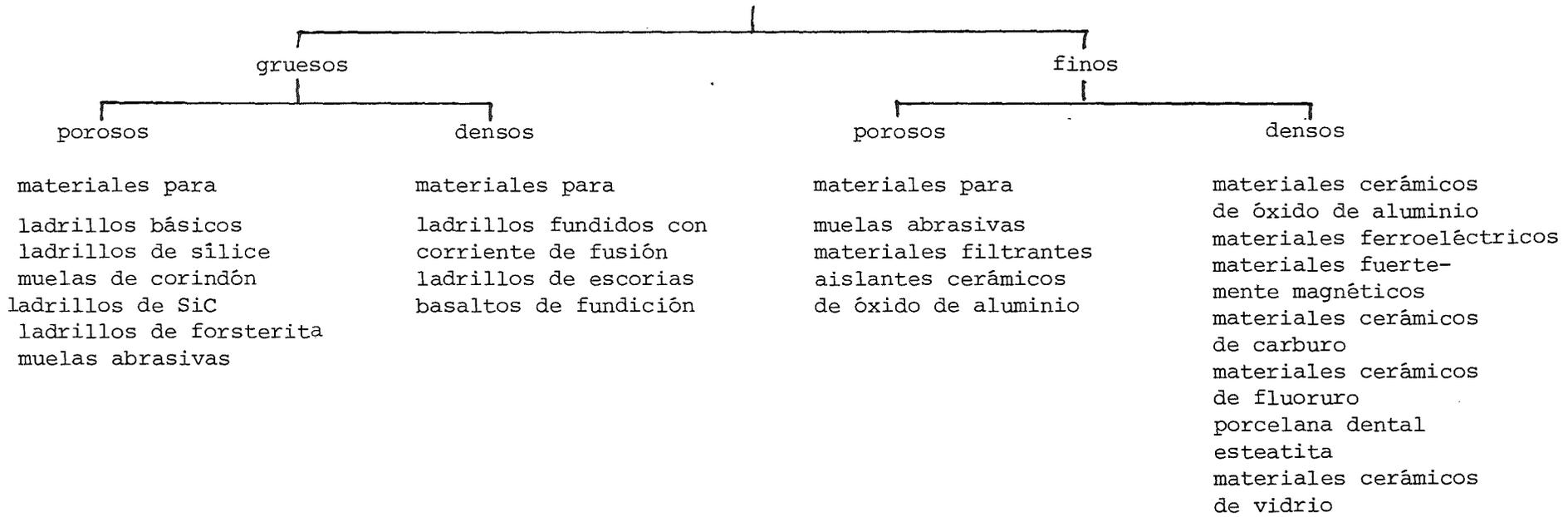


fig. 18 División de los materiales cerámicos (según Hennicke)

al mismo grupo principal de material. P.ej. un material metálico con varias fases se compone exclusivamente de fases metálicas. - Sin embargo, cuando las fases de un material polifásico pertenecen a diferentes grupos de material se forma un material compuesto. Por esto todos los materiales compuestos tienen varias fases. Pueden ser - según la figura 17 - combinaciones de fases

metálicas y cerámicas
cerámicas y no metálicas y
no metálicas y metálicas,

o incluso componerse de fases metálicas y cerámicas y no metálicas. P.ej. los materiales compuestos de fases cerámicas y metálicas se los llama Cermets (del inglés Ceramic + Metal). Para delimitar de una forma general a los Cermets como grupo de materiales frente a otros materiales compuestos los definimos según /1/:

"combinaciones de materiales que están compuestos de al menos una fase con enlace reticular predominantemente metálico (no localizado) y al menos una fase cuya red tiene enlace predominantemente no metálico (localizado) y donde en la constitución de esta última red participan átomos de elementos metálicos y no metálicos".

2.5 Material y energía

2.5.1 Energía, equilibrio y desequilibrio

Según el modo por el que se unan los componentes elementales de cada materia, los átomos unidos forman sistemas distintos. Como consecuencia los materiales son también sistemas. Un sistema es una parte del todo que está separado del resto por límites definidos. El mundo exterior a estos límites es el entorno del sistema.

El sistema puede - pero no tiene que - estar aislado de su entorno. Por aislamiento se entiende aquí la imposibilidad de

toda interacción entre el sistema y el entorno.

El estado de un sistema está caracterizado por su energía. Todo cambio de estado está acompañado de una pérdida o ganancia de "energía".

Un material - considerado como sistema no aislado - puede cambiar de estado de dos formas: mecánica o termoquímicamente. El estado mecánico de un sistema viene determinado por su situación en el campo gravitatorio (gravedad) y su movimiento "exterior". Así por ejemplo se puede desplazar su centro de gravedad a favor o en contra de la gravedad o puede acelerarse o frenarse. En ambos casos el sistema realiza un trabajo mecánico (elevando o acelerando el centro de gravedad) o lo produce (descenso del centro de gravedad o frenado). Entonces se habla de cambio del estado mecánico de un sistema.

A parte de por su estado mecánico el estado de un sistema material puede variar como consecuencia de

- alteraciones que aparecen en sus componentes elementales, átomos, p.ej. cuando los electrones saltan de una capa a otra (excitación electrónica)
- alteraciones que aparecen en el enlace entre los componentes elementales (unión de moléculas, unión de redes)
- alteraciones debidas al movimiento de los componentes elementales en el sistema (movimiento "interno" = "oscilaciones térmicas").

Siempre puede tener lugar un cambio de estado en la ejecución de un trabajo. Cuando este trabajo lo realiza el sistema en el entorno, se le dá signo negativo. El sistema cede "energía". En el caso contrario, cuando el trabajo lo realiza el entorno en el sistema, tiene signo positivo. El sistema recibe "energía". Por consiguiente, la energía es la capacidad de un sistema para realizar un trabajo.

Según los posibles cambios de estado el contenido en energía de un sistema se compone de su energía mecánica y termoquímica.

La energía mecánica puede dividirse en

- energía potencial (E_{pot} = energía en el campo gravitatorio)
- energía cinética (E_{cin} = energía del movimiento "exterior" del sistema).

Del mismo modo, la energía termoquímica puede dividirse en

- energía química (E_{q} = energía de enlace entre las partículas elementales en el átomo, es decir electron-núcleo atómico, energía de los electrones excitados y de enlace entre los átomos, es decir unión molecular, unión de redes, energía de las superficies límites)
- energía térmica (E_{t} = movimiento "interior" de los componentes elementales del sistema).

Entonces la energía total de un sistema es:

$$E = E_{\text{pot}} + E_{\text{cin}} + E_{\text{q}} + E_{\text{t}} \quad (2)$$

El valor absoluto de las diferentes formas de energía en un sistema - p.ej. en un material - no puede indicarse. No se conoce su energía - absoluta. Pero sí se puede saber la variación de esta energía cuando el sistema pasa de un estado (inicial) (E_{I}) a otro estado (final) (E_{F}) por cesión o aportación de energía. Cuando se aporta energía a un sistema su estado final es más rico en energía que su estado inicial. Se comprueba entonces que el sistema siempre toma solo una parte de la energía aportada y la almacena como energía química y/o térmica. Durante la transformación de la energía, el resto lo recibe el sistema, pero se cede de nuevo directamente al entorno. El balance de energía entre la parte de energía aportada (ΔH), almacenada en el sistema (ΔE) y aquella parte (A) que solamente pasa por el sistema durante la transformación, es:

$$\Delta E = \Delta H - A \quad (3)$$

Por otra parte la energía acumulada en el sistema es la diferencia de energía entre el estado final (E_{F}) e inicial (E_{I}):

$$\Delta E = E_{\text{F}} - E_{\text{I}} \quad (4)$$

Así, con la ecuación (2) se tiene:

$$E_{\text{potF}} + E_{\text{cinF}} + E_{\text{qF}} + E_{\text{tF}} - E_{\text{potI}} - E_{\text{cinI}} - E_{\text{qI}} - E_{\text{tI}} = \Delta H - A \quad (5)$$

Los cambios de estado mecánicos generalmente no tienen ninguna influencia sobre la estructura y las propiedades de materiales. En el siguiente tratamiento puede suponerse:

$$E_{\text{potF}} = E_{\text{potI}} ; E_{\text{cinF}} = E_{\text{cinI}} \quad (6)$$

y con la ecuación 6, la ecuación 5 queda:

$$\Delta E_{\text{q}} + \Delta E_{\text{t}} = \Delta H - A \quad (7)$$

Según la ecuación 7 el balance de energía se debe al cambio del estado termoquímico de un sistema material. Todo estado termoquímico depende de las condiciones de estado termoquímicas, las cuales vienen determinadas por magnitudes termoquímicas de estado (variables de estado). En el caso de un material, normalmente la composición, la temperatura y la presión o el volumen son magnitudes de estado. La alternativa entre las dos magnitudes de estado, presión y volumen resulta de que un material considerado como sistema termoquímico (fig. 19 a), en el caso de intercambio de energía con su entorno a presión constante (p) en el entorno puede aumentar su volumen (V) (fig. 19 b) o a volumen constante, aumentar su presión en el entorno (fig. 19 c). Generalmente, los cambios de estado de un material tienen lugar a presión constante.

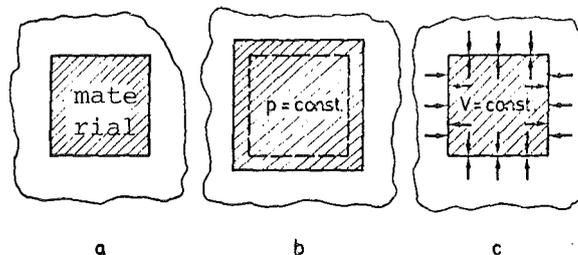


fig. 19 Cambios de estado a presión o a volumen constante

En este caso la energía aportada al sistema por el entorno se llama entalpía (ΔH), y la energía almacenada en el sistema se llama entalpía libre (ΔG):

$$\Delta G = \Delta H - A \quad (8)$$

La parte de energía (A) que solo durante el cambio de estado recorre el sistema, en la mayoría de los casos pasa al entorno en forma de calor (Q) exclusivamente y es proporcional a la magnitud de estado temperatura (T):

$$A = \Delta Q \sim T \quad (9)$$

Con un factor de proporcionalidad (ΔS) se tiene la ecuación a partir de la proporcionalidad

$$\Delta Q = T \cdot \Delta S \quad (10)$$

El factor de proporcionalidad se llama entropía. En el caso de materiales cristalinos es menor que en los amorfos, y para sólidos es generalmente menor que para líquidos, y para estos últimos es menor que para gases. Haciendo uso de la ecuación (10) la ecuación se convierte en:

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S \quad (11)$$

La entalpía libre es aquella función de estado que describe energéticamente el cambio de estado termoquímico de un material considerado como sistema termoquímico a presión constante en función de sus magnitudes de estado - temperatura y concentración de sus componentes. La adición "libre" se refiere entonces a aquella parte de la energía transformada durante el cambio de estado que mediante la incorporación al sistema puede transformarse libremente de un tipo de energía a otra.

Fundamentalmente se distinguen dos estados posibles de un sistema: desequilibrio y equilibrio. Cuando un sistema está en desequilibrio, su estado no corresponde a las condiciones de estado reinantes. Por esto tiende a adaptarse a estas

condiciones de estado cambiando "espontáneamente" - es decir por sí mismo - su estado con el tiempo. Por consiguiente, los estados de desequilibrio son inestables. Solamente cuando un sistema no muestre ninguna tendencia a cambiar con el tiempo, estará en equilibrio. Consecuentemente, los estados de equilibrio son estables y todo sistema tenderá "espontáneamente" a ellos.

La definición de estos estados desde el punto de vista energético puede reflejarse mejor por medio del ejemplo del cambio del estado mecánico de un sistema como consecuencia del desplazamiento del centro de gravedad en el campo gravitatorio. Según la fig. 20 a, para un sistema mecánico de forma esférica, además de los estados de desequilibrio se tienen cuatro estados de equilibrio diferentes: inestable, indiferente, metaestable y estable. Característica común es que

- no cambian con el tiempo
- adoptan un valor extremo o notable de energía frente a los estados vecinos.

El estado más próximo al desequilibrio es el estado de equilibrio inestable. Domina cuando el valor extremo de la energía corresponde a un máximo. Un estado de equilibrio inestable pasa al desequilibrio cuando tiene lugar un cambio "virtual" de las condiciones de estado. - Cuando el centro de gravedad de un sistema tal como la "esfera en una superficie plana" ni se eleva ni se desciende en la transición a otro estado vecino, dentro del campo gravitatorio, su energía permanece invariable; el sistema se encuentra en el estado de equilibrio indiferente. Por el contrario, siempre que se eleve el centro de gravedad durante el paso a estados vecinos se tiene un estado de equilibrio metaestable o estable. Ambos casos están caracterizados por un mínimo de energía frente a los estados vecinos. Un estado de equilibrio es siempre metaestable cuando además de su mínimo energético frente a los estados inmediatamente vecinos es posible otro estado cuyo mínimo energético se encuentre más bajo (fig. 20 a). Los estados de equilibrio que pueden ser presentados por un sistema dependen del sistema mismo. En el ejemplo de la fig. 20,

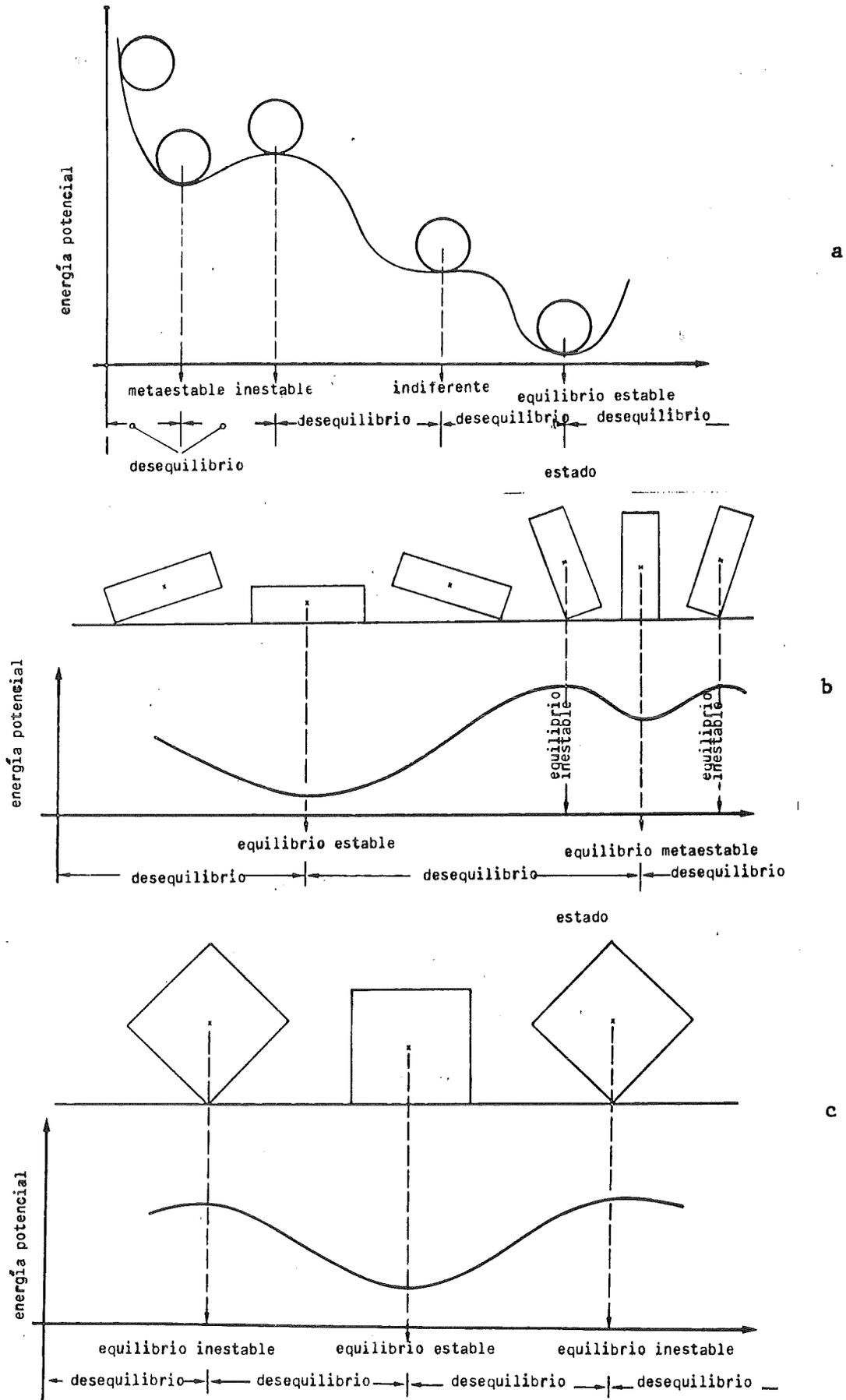


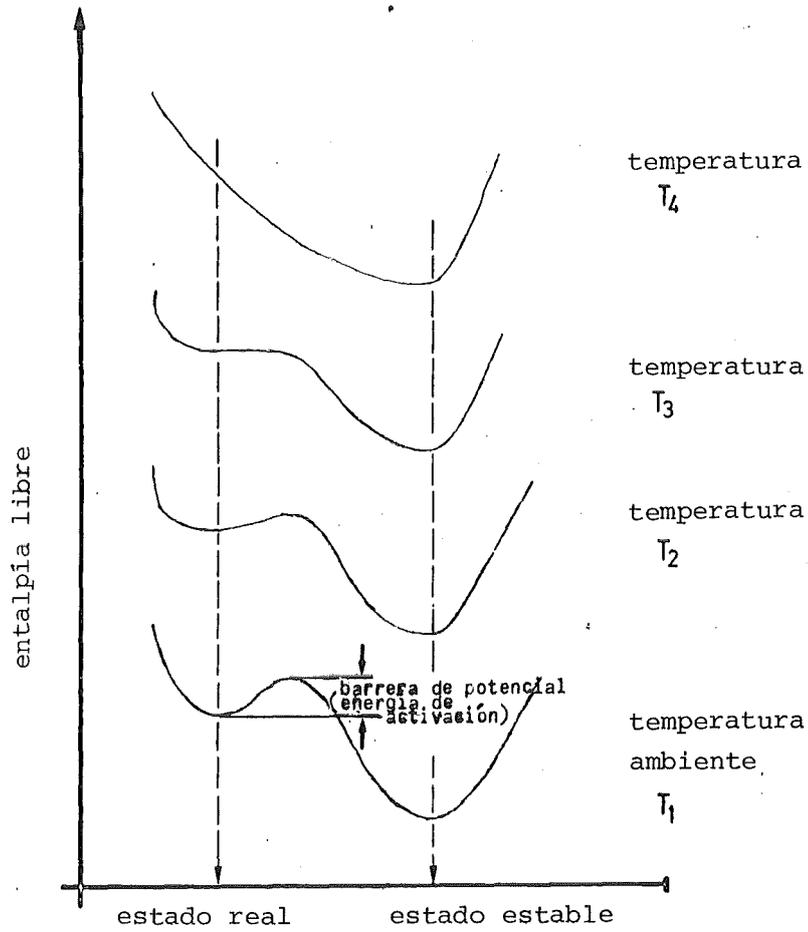
fig. 20 Equilibrios y desequilibrios en el ejemplo de la energía potencial de cuerpos

sistemas con forma paralelepédica pueden presentar el estado de equilibrio inestable, metaestable y estable (fig. 20 b), por el contrario, sistemas en forma cúbica solamente pueden presentar el estado inestable y estable, pero no el estado de equilibrio indiferente ni el metaestable (fig. 20 c).

Un sistema pasa del estado de equilibrio metaestable al estable cuando se le aporta la energía de activación (fig. 21) que necesita para salvar la "barrera de potencial". Además de pasar por estados de desequilibrio pasa también por el estado de equilibrio inestable e indiferente. En otras palabras esto quiere decir que un sistema pasa del estado de equilibrio metaestable al estable cuando se cambian sus condiciones del estado de forma tal que disponga de la energía de activación necesaria (ver fig. 21, cambio de la temperatura).

Cuando se transpasa la caracterización de equilibrio obtenida al material como sistema termoquímico, este material se encuentra en equilibrio termoquímico - metaestable o estable - siempre y cuando su entalpía libre es mínima frente a los estados vecinos. Como generalmente los estados metaestables y estables aparecen al final de un cambio de estado, según la ecuación (4) y (11) respectivamente, la entalpía libre de dichos estados es negativa ($E_I > E_F$).

Ahora bien, un material consta de fases y de superficies límites. Por consiguiente, su entalpía libre total viene dada por la de sus fases y la de sus superficies límites. P.ej., en el estado de equilibrio estable ambas partes de la entalpía libre tienen que poseer por separado un mínimo; es decir existen equilibrios de fases y equilibrios de superficies límites como partes del estado del equilibrio termoquímico de un material.



de un sistema termodinámico con unas condiciones del estado dadas

fig. 21 Energía de activación y cambio de estado

2.5.2 Materiales en equilibrio

2.5.2.1 Equilibrios de fases y diagramas de estado

Con respecto a sus fases, en un material se distinguen equilibrios homogéneos y heterogéneos. Los equilibrios homogéneos se refieren al estado de equilibrio en una fase, los equilibrios heterogéneos se refieren al correspondiente entre varias fases. Se entiende por equilibrios heterogéneos principalmente aquellos que existen entre varias fases sólidas. Pero también se llama heterogéneo p.ej. al equilibrio entre la fase líquida (el líquido) y la sólida en el punto de fusión de un material.

La fase de un material está en equilibrio termoquímico estable homogéneo cuando su entalpía libre en función de su composición material (concentración de sus componentes c) y de su temperatura tenga un mínimo a una presión dada; es decir no hay diferencias de temperatura en ella (equilibrio térmico) ni diferencias de concentración (equilibrio químico). Matemáticamente, esto se formula

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T}\right)_{p,c} = 0, \quad \begin{array}{l} \text{condiciones de equilibrio} \\ \text{homogéneas} \end{array} \quad (12)$$
$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial c}\right)_{p,T} = 0$$

Los índices que figuran en los paréntesis indican las variables del estado que permanecen constantes en cada caso.

En el equilibrio estable heterogéneo el material contiene varias fases, p.ej. dos (α, β). También aquí su entalpía libre, la entalpía libre del sistema de todas las fases, tiene que ser un mínimo en función de las magnitudes de estado:

$$\Delta G(T, c)_p = \Delta G_\alpha(T, c_\alpha)_p + \Delta G_\beta(T, c_\beta)_p \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T}\right)_{p, c} = \left(\frac{\partial \Delta G_\alpha}{\partial T}\right)_{p, c_\alpha} + \left(\frac{\partial \Delta G_\beta}{\partial T}\right)_{p, c_\beta} = 0 \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial c}\right)_{p, T} = \left(\frac{\partial \Delta G_\alpha}{\partial c}\right)_{p, T} + \left(\frac{\partial \Delta G_\beta}{\partial c}\right)_{p, T} = 0 \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial \Delta G_\alpha}{\partial T}\right)_{p, c} = - \left(\frac{\partial \Delta G_\beta}{\partial T}\right)_{p, c} \quad (14a)$$

condiciones de
equilibrio de
fases heterogéneas

$$\left(\frac{\partial \Delta G_\alpha}{\partial c_\alpha}\right)_{p, T} = - \left(\frac{\partial \Delta G_\beta}{\partial c_\beta}\right)_{p, T} \quad (15a)$$

y como

$$c_\alpha = \frac{m_A}{m_A + m_B} \quad c_\beta = \frac{m_B}{m_A + m_B} \quad c_\alpha + c_\beta = 1 \quad (15b)$$

($m_{A,B}$ = número de átomos o moléculas de los componentes A,B)

vale

$$\left(\frac{\partial \Delta G_\alpha}{\partial c_\alpha}\right)_{p, T} = - \left(\frac{\partial \Delta G_\beta}{\partial (1-c_\alpha)}\right)_{p, T} = \left(\frac{\partial \Delta G_\beta}{\partial c_\alpha}\right)_{p, T} \quad (15c)$$

Estas condiciones de equilibrio de fases homogéneas - igual valor de las derivadas - pueden ser satisfechas en varias posiciones en las dos curvas ΔG -T o ΔG -c (v. fig. 22). Pero con "condiciones de equilibrio de fases heterogéneas de segundo orden" puede verse que las condiciones de equilibrio de fases heterogéneas sólo expresan que en el equilibrio las dos fases coexistentes son las que tienen una tangente común sobre las curvas ΔG -T y ΔG -c. La fig. 22 es una representación gráfica de este hecho para la función de la concentración frente a las entalpías libres de ambas fases.

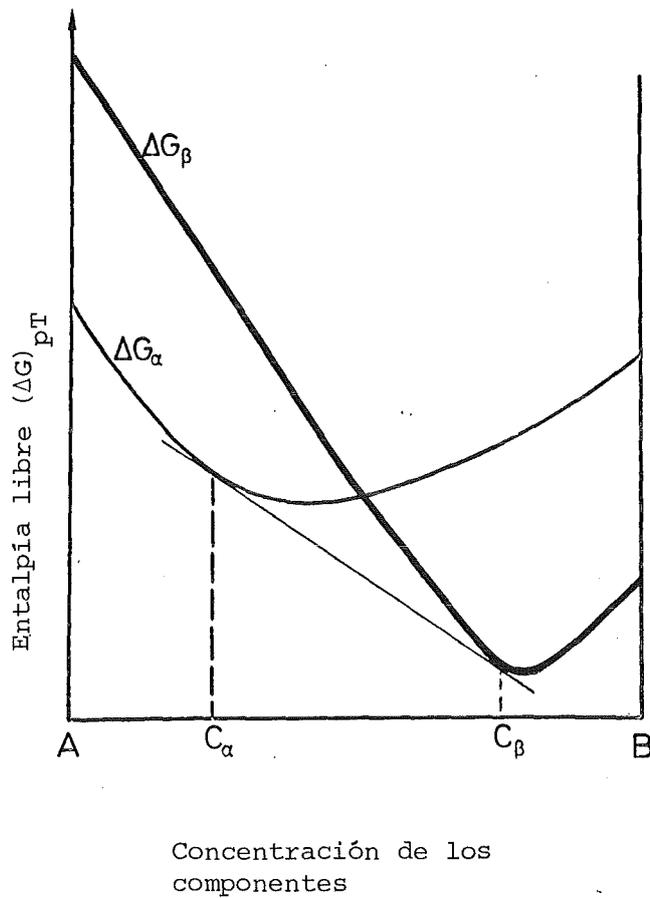


Fig. 22: Equilibrio estable heterogéneo de un material bifásico en función de la concentración

La variación diferencial de la entalpía libre de una fase con la concentración (molar) (n_i) de un componente (i) también se llama "potencial químico" (μ_i) de este componente en la fase respectiva:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial \Delta G_\alpha}{\partial n_i} \right)_{p, T, n_j \neq n_i} \quad (16)$$

La condición de equilibrio (15a) también puede expresarse de la siguiente forma: En el equilibrio de fase heterogéneo, cada componente tiene el mismo potencial químico en cada fase.

Por consiguiente el potencial químico caracteriza aquella parte de la energía total de una fase que corresponde a un componente determinado en la fase. No tiene que coincidir con la energía que tiene el componente, si éste no está disuelto en la fase. En este caso a las magnitudes de los componentes de la solución, referidas al estado disuelto, se las llama "magnitudes parciales". Entonces, el potencial químico es la energía parcial de un componente disuelto en una fase. Su variación con la concentración del componente en la fase describe la variación del estado energético del componente disuelto en la fase ($\mu_i =$ función parcial de estado del componente i en la fase). - Las funciones parciales de estado corresponden a las magnitudes parciales de estado. Por esto, la concentración parcial del componente i en una fase puede ser distinta de la magnitud de estado "concentración del componente" en esta fase, lo cual puede explicarse como sigue:

Cuando se mezclan por ejemplo dos componentes (A,B) que no se disuelven en si, el volumen total (V_t) viene dado por adición de los volúmenes de los componentes (V_A, V_B).

$$V_t = V_A + V_B \quad (17)$$

Por el contrario, cuando el componente B se disuelve en el componente A (disolvente), la llamada regla de mezcla (aditividad de las magnitudes parciales) según la ecuación 17 no se cumple generalmente. El volumen total no es la suma de los volúmenes parciales sino más pequeño. Este fenómeno puede conducir incluso a que el volumen total sea aún más pequeño que el volumen inicial del disolvente. Se debe a que las fuerzas de interacción entre los componentes elementales (A-A; A-B; B-B) de una solución son distintas en cada estado de agregación (solución sólida: p.ej. cristal

mixto; solución líquida: líquido de varios componentes; solución gaseosa: gas de varios componentes) a las que existen en el estado no disuelto, de los componentes (A-A o B-B).

Las magnitudes parciales de estado se obtienen multiplicando las magnitudes correspondientes en el estado no disuelto (índice 0) por un factor característico conveniente que, para cada caso, sólo es válido para una composición determinada de la solución y que es uno o inferior a uno. Este factor se llama p.ej. "coeficiente de actividad" (f_i) para la concentración de los componentes

$$c_i = f_i \cdot c_{0i} \quad (18)$$

y la concentración parcial del componente (c_i) se llama "actividad". Se puede demostrar además que el potencial químico, como función parcial de estado, varía con la magnitud de estado "concentración parcial del componente = actividad" de la siguiente forma:

$$\mu_i = \mu_{0i} + RT \ln c_i = \mu_{0i} + RT \ln c_{0i} + RT \ln f_i \quad (19)$$

- (μ_i = potencial químico del componente i en la solución;
- μ_{0i} = potencial químico del componente i no disuelto;
- c_i = actividad del componente i en la solución;
- c_{0i} = concentración del componente i en la solución;
- f_i = coeficiente de actividad del componente i;
- R = constante universal de los gases).

A las soluciones en las que las magnitudes parciales de los componentes no se diferencian de las del estado no disuelto, se las llaman soluciones ideales ($f_i = 1$). Las soluciones reales pueden tratarse de forma aproximada como soluciones ideales cuando el componente disuelto se presenta con baja

concentración, es decir, fuertemente diluido. Un caso especial son los "gases ideales". Los gases ideales pueden ser una solución gaseosa con varios componentes; pero también pueden estar compuestos de un solo componente que está "disuelto en el vacío". En cualquier caso, los átomos o moléculas de un gas ideal no interaccionan entre sí. Para ellos vale la ley de los gases ideales

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad (20)$$

(p = presión; V = volúmen; n = número de moles; R = constante universal de los gases; T = temperatura).

Con estas consideraciones generales sobre el estado de equilibrio termoquímico de fases pueden establecerse ahora los diagramas que representan los equilibrios de fases en materiales con cualquier componente, en función de su concentración y temperatura: los diagramas de estado.

Los diagramas de estado en que se representan dos componentes ("sistemas binarios") se llaman diagramas de estado binarios. Aquellos que representan el equilibrio de fases de tres componentes ("sistemas ternarios") se llaman diagramas de estado ternarios. Los equilibrios de fases de los sistemas ternarios pueden representarse tridimensionalmente en diagramas de estado ternarios, y para más de tres componentes (sistemas n-arios), la representación en diagramas ("diagramas de estado n-arios") es ficticia. - Por esto el diagrama de estado más usual es el binario. En el sistema binario pueden aparecer una, dos o tres fases. Por consiguiente, los materiales mono-, bi- o polifásicos no corresponden necesariamente a sistemas de un componente, binarios o n-arios. - Entre el número de los componentes de un sistema, sus fases en equilibrio y las magnitudes variables de estado existe una relación según una ley teórica: la regla de las fases de Gibbs.

$$P + F = K + 1 \quad (21)$$

(P = número de las fases; K = número de los componentes; F = grados de libertad).

El número de grados de libertad indica el número de magnitudes de estado (temperatura y concentración de los componentes en las fases que pueden variarse independientemente entre sí, en un equilibrio dado de fases, sin que por ello cambie el número de las fases coexistentes. P.ej. cuando en un sistema binario ($K = 2$) aparezca un equilibrio bifásico ($P = 2$), el sistema no tiene más que un grado de libertad, es decir si se varia la temperatura queriendo mantener el equilibrio bifásico, entonces cambia obligatoriamente también la composición material de las fases y viceversa. En cuanto a sus grados de libertad se habla de equilibrios bivariantes ($F = 2$), monovariantes ($F = 1$) o no variantes ($F = 0$) en sistemas binarios. - La fig. 23 representa la relación entre el diagrama de estado de sistemas binarios y las entalpías libres de sus fases.

Estas entalpías libres están representadas a distintas temperaturas (T) en función de la concentración. En la parte izquierda de la fig. 23, puede verse como para temperaturas (T) inferiores al punto de fusión del componente A ($T_{SA} > T$), la entalpía libre de la fase sólida (ΔG_K) es inferior a la de la fase líquida (ΔG_S) para cualquier concentración. No hay tangente común a ambas curvas. Por consiguiente a estas temperaturas solamente aparece el material sólido monofásico. - Por el contrario, para temperaturas intermedias entre el punto de fusión del componente A y el del componente B ($T_{SB} > T > T_{SA}$), existe una tangente común a las curvas $\Delta G-c$ para las fases sólida y líquida. Luego, a estas temperaturas, la fase líquida y la fase sólida a unas concentraciones determinadas c_S y c_K respectivamente están en equilibrio.

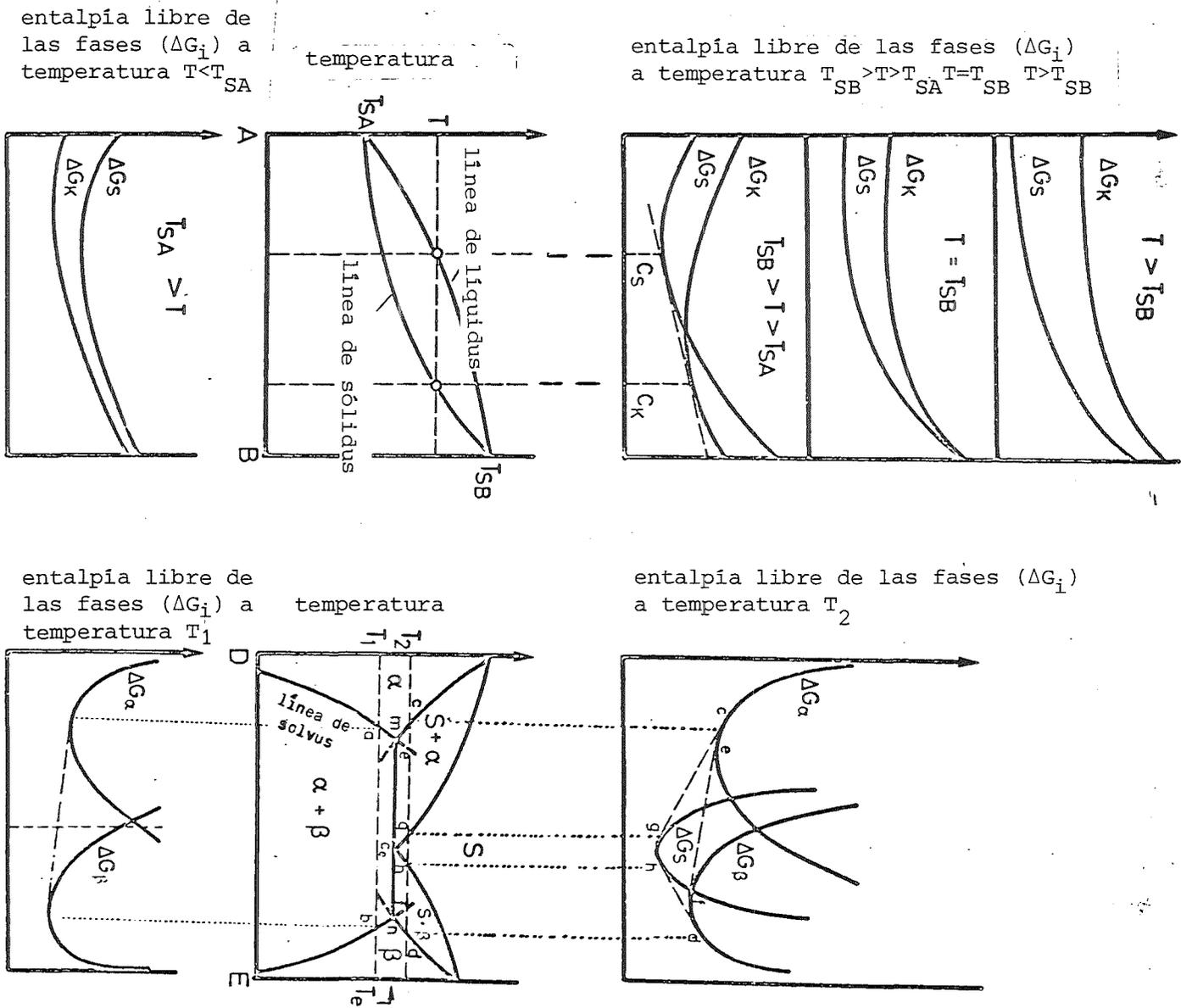


Fig. 23: Diagramas de estado y entalpía libre

Cuando se plasman estas concentraciones de las fases coexistentes en un diagrama temperatura/concentración (fig. 23), se obtiene el diagrama de estado del sistema A-B. De él se puede desprender que por debajo de la línea de sólidos solamente existe una fase sólida, mientras que por encima de la línea de líquidos hay solamente una fase líquida (líquido). Sin embargo, entre ambas líneas la fase sólida y la líquida están en equilibrio. En la fase líquida, a la concentración de equilibrio (c_S) "flotan" partes de la fase sólida con otra concentración de equilibrio (c_K). - A la temperatura de fusión del componente B ($T = T_{SB}$), las curvas ΔG -c se unen en este punto de fusión. Se podría considerar como si los puntos de tangente común coincidieran a una concentración determinada ($c_S = c_K$). La fase sólida es el componente B puro, el cual está en equilibrio con su fase líquida. Por supuesto, ambas tienen la misma concentración ($c = c_B = 1$). - Cuando las temperaturas son superiores al punto de fusión del componente con el punto de fusión más elevado B ($T > T_{SB}$), la entalpía libre de la fase líquida es en todos los puntos inferior a la de la fase sólida. No hay tangente común. A cualquier concentración la fase líquida es estable y monofásica.

Estas consideraciones se han hecho sobre un sistema que es monofásico en el estado de agregación sólido y líquido. Semejantes conclusiones con las curvas ΔG -c para un sistema en el que aparecen dos fases sólidas, se tienen en la parte derecha de la fig. 23. Su composición puede deducirse de las líneas solvus. Así p.ej., la fase sólida α del sistema D-E en la fig. 23, a la temperatura T_1 , tiene la concentración de equilibrio a, mientras que la fase β coexistente tiene la concentración de equilibrio b. Las líneas de líquidos se cortan en el punto eutéctico. Este está caracterizado por que a esta composición - eutéctica - (c_e) la fase líquida monofásica se solidifica a la temperatura más baja dentro

del sistema (temperatura eutéctica T_e), formando dos fases sólidas, y se encuentra en la línea eutéctica. Esta línea de unión isotérmica (m-n en la fig. 23) entre los puntos de intersección de las líneas sólidos y solvus de la fase α y β respectivamente está caracterizada por un equilibrio sin ningún grado de libertad (cero grados de libertad según la ecuación 21). La fase líquida eutéctica está en equilibrio tanto con la fase α de concentración (m) como con la fase β de diferente concentración, pero también determinada (n). Una fase líquida de composición eutéctica tiene un solo punto de fusión al igual que los componentes puros. A todas las otras concentraciones existe un intervalo de fusión por encima de la zona que existe entre la línea de líquidus y la de sólidos (concentración $< m$ o $> n$) o entre la línea de líquidus y la línea eutéctica respectivamente (concentración entre m y n).

Los diagramas de estado derivados según la fig. 23 a partir de curvas $\Delta G-c$ corresponden a dos de los tres tipos fundamentales de los diagramas de estado binarios: el diagrama de estado isomorfo y el diagrama de estado eutéctico. Variando las curvas de la entalpía libre de las fases que aparecen a temperaturas determinadas se obtiene un tercer tipo fundamental: el diagrama de estado peritéctico (fig. 24, línea superior). Estos tres tipos fundamentales de diagramas de estado están caracterizados por que:

- en el sistema isomorfo, la fase líquida se solidifica siempre en una sola fase sólida,
- en el sistema eutéctico, la fase líquida puede solidificarse en dos fases a temperaturas siempre inferiores a los puntos de fusión de los componentes,
- en el sistema peritéctico, la fase líquida puede solidificarse en dos fases sólidas a aquellas temperaturas que se encuentran siempre entre los puntos de fusión de los componentes.

sistemas fundamentales	designación	isomorfo	eutéctico		peritéctico	
	diagrama de estado					
	símbolo	\overline{S} α	α \overline{S} β		α \overline{S} β	
casos especiales	designación		eutectoide	monotéctico	sintéctico	peritéctico
	diagrama de estado					
	símbolo		α \overline{S} β	α $\overline{S_1}$ $\overline{S_2}$	$\overline{S_1}$ $\overline{S_2}$ α	α \overline{S} β γ
casos límites						

fig. 24 Sistemas fundamentales, casos especiales y límites de diagramas de estado binarios

Por analogía inversa al punto eutéctico, el punto peritético en la fig. 24 corresponde a aquella composición - peritética -, con que la fase β alcanza su máxima temperatura de sólidos y se descompone en dos fases - en una líquida y otra sólida. Muchos diagramas de estado de sistemas reales se componen de partes de diferentes sistemas fundamentales, lo cual se muestra p.ej. esquemáticamente en la fig. 25. En este caso los dos componentes (A,B) de un sistema binario forman un compuesto. Si este tiene un punto de fusión definido se llama compuesto con fusión congruente o compuesto intermetálico (A_3B_2 , $A_2B_{3\pm x}$ en la fig. 25).

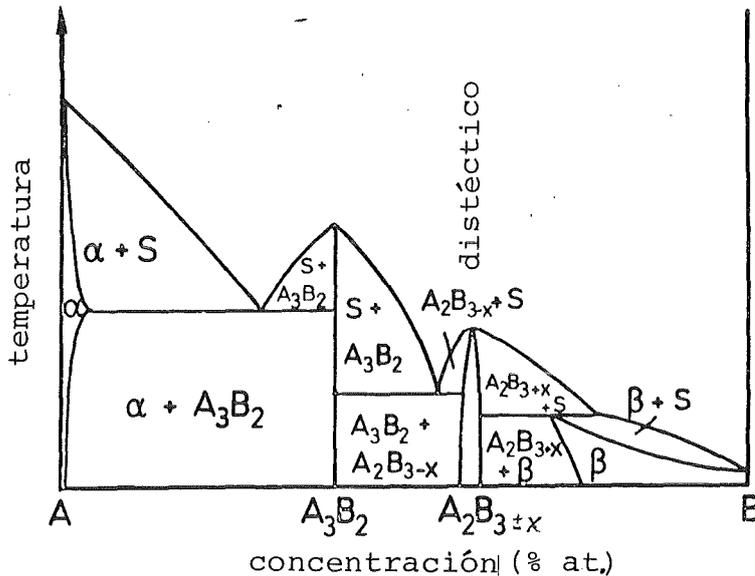


Fig. 25: Diagrama de estado compuesto

Por el contrario, un material funde de forma incongruente cuando pasa a través de una zona (zona de fusión) a la fase líquida - monofásica en la que la fase líquida y la fase sólida coexisten. Los compuestos de los componentes en los diagramas de estado pueden tener una composición estequiométrica (A_3B_2 en la fig. 25) o poseer una zona de homogeneidad de concentración ($A_2B_{3\pm x}$ en la fig. 25); es decir el compuesto puede presentarse como hipostequiométrico (A_2B_{3-x}), estequiométrico (A_2B_3) o hiperestequiométrico (A_2B_{3+x}). En el caso de

fases líquidas, estos compuestos pueden disociarse en sus componentes o pasar como moléculas a la fase líquida. Cuando se sabe esto de un compuesto, con la línea de líquidus continúa por el punto de fusión del compuesto se indica con esto que el compuesto se disocia en la fase líquida (A_2B_{3+x}). Un máximo del punto de fusión de esta forma se llama distéctico. Cuando por el contrario la fase líquida no se disocia, la línea de líquidus presenta un pico - discontinuo - (A_3B_2 en la fig. 25). - El diagrama de estado de la fig. 25 podría descomponerse en tres diagramas individuales. El primero ($A-A_3B_2$) sería p.ej. eutéctico y tendría un elemento y un compuesto (A_3B_2) como componentes. -

Varios "casos especiales" de diagramas de estado lineales resultan de un modo análogo combinando varios sistemas fundamentales iguales o distintos. Se obtienen p.ej. diagramas de estado isomorfos con valores extremos de puntos de fusión congruentes cuando se unen dos sistemas isomorfos. La fig. 24 muestra este caso y otros ejemplos de casos especiales, así como algunos "casos límites". Estos últimos aparecen p.ej.:

- cuando un punto eutéctico o peritéctico coincide prácticamente con el punto de fusión de un componente,
- cuando prácticamente no existe ninguna solubilidad de un componente en una fase,
- cuando la insolubilidad de dos fases líquidas se extiende prácticamente a todo el campo de concentraciones,
- cuando una fase de varios componentes no tiene ninguna zona de homogeneidad.

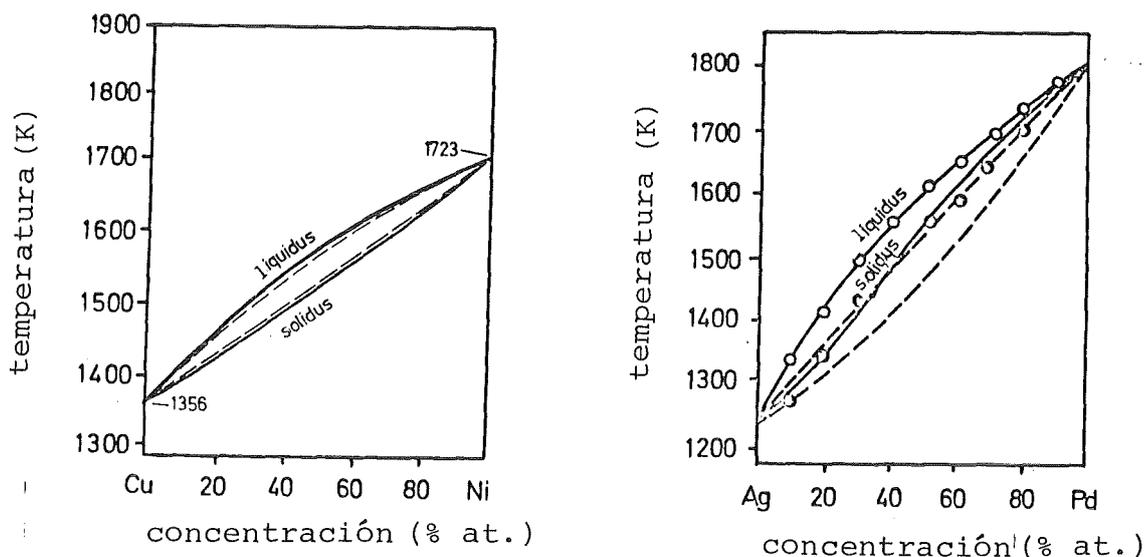


Fig. 26 Líneas de líquidus y sólidus medidas (-) y calculadas (---) en diagramas de estado isomorfos (según Prigogine, Defay y Seltz).

La fig. 26 representa dos diagramas de estado isomorfos reales y la fig. 27 dos eutécticos reales. Estos últimos están compuestos cada uno de ellos de tres elementos y de dos componentes que practicamente en el estado sólido son completamente insolubles entre sí.

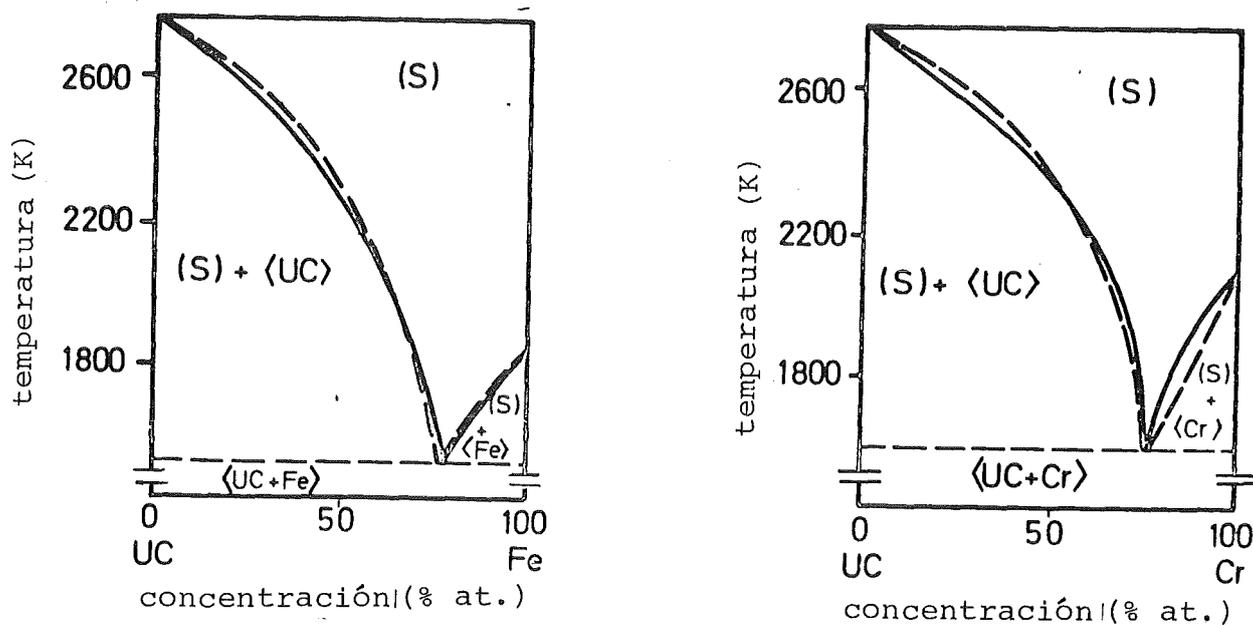


Fig. 27 Líneas de líquidus medidas (-) y calculadas (---) en diagramas de estado eutécticos.

La fig. 28 muestra el diagrama de estado real más conocido, el cual se compone de diferentes sistemas fundamentales: el diagrama de estado del hierro - carburo de hierro. Contiene transformaciones de fases eutécticas, eutéctoides y peritécticas. El primer componente del diagrama de estado Fe-Fe₃C, el hierro puro, se presenta en tres modificaciones según el campo de temperaturas:

- hierro α (hasta 1183 K) con red cúbica-centrada
- hierro γ (1184 - 1665 K) con red cúbica centrada en las caras
- hierro δ (1666 - 1809 K) con red cúbica-centrada

A las soluciones de carbono en el hierro α se las llama ferrita, a los cristales mixtos de hierro γ y carbono se les llama austenita. - El carburo de hierro, el otro componente del diagrama de estado de Fe-Fe₃-C, se llama cementita. El eutéctico de cementita y austenita se le conoce como ledeburita, que por transformación eutéctode a partir de ferrita y de cementita origina la perlita. Desde el punto de vista técnico, son de gran importancia los materiales de hierro que contienen hasta 2,1% en peso de carbono. Se los conoce como aceros (> 2,1% en peso = fundiciones). Conforme al diagrama de estado, los aceros se dividen en:

- aceros ferríticos (< 0,02% en peso de C)
- aceros hipo-eutéctoides (0,02 ÷ < 0,8% en peso de C)
- aceros eutéctoides (0,8% en peso de C)
- aceros hipereutéctoides (> 0,8% ÷ 2% en peso de C)

Además añadiendo otros componentes (sistema ternario - n-ario), es posible obtener aceros austeníticos (aceros aleados) a la temperatura ambiente. - Los aceros son - especialmente a temperaturas elevadas (austenita) fácilmente deformables (conformables) y soldables. Al enfriarles, a través de la descomposición en ferrita y cementita resulta un material de alta resistencia donde la concentración de los componentes,

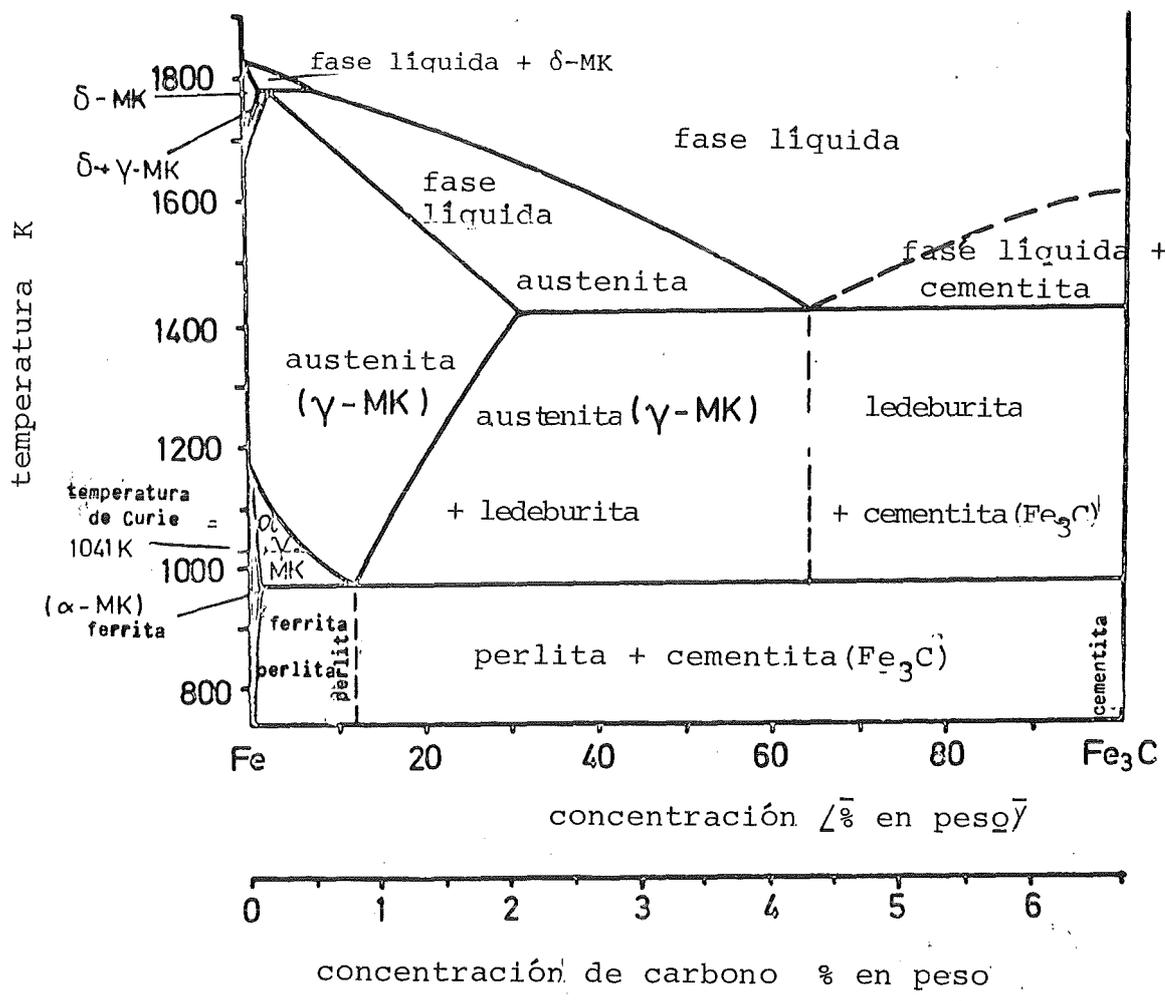


Fig. 28 Diagrama de estado del Fe-Fe₃-C (CM 3 cristal mixto)

el modo del enfriamiento y del tratamiento térmico consiguiente (temple del acero) permiten una variación considerable de las características mecánicas (comparar con la fig. 46). P.ej. el temple martensítico se obtiene transfiriendo la alta solubilidad del carbono en la fase γ (de alta temperatura) del hierro a la fase α (de temperatura ambiente) mediante un enfriamiento rápido. La sobresaturación de esta fase de hierro α con átomos de carbono no se reduce por difusión (v.p. 100). Más bien provoca una fuerte distorsión de la red

que se descompone sin difusión por cizalladura de zonas de red completas (transformación martensítica) y produce una estructura característica (martensita).

Las líneas de líquidus y sólidus de sistemas isomorfos cuyos componentes

- forman una solución ideal en la fase líquida (actividad = concentración de los componentes, v. p. 49)
- tienen calores de fusión (p.117) independientes de la temperatura en la zona de los puntos de fusión de los componentes,

pueden calcularse (ecuación de Schröder-van-Laar):

$$c_{\text{Bliq}} = \frac{e^n - 1}{e^n - e^{-m}} ; c_{\text{Bsol}} = \frac{e^n - 1}{e^{n+m} - 1} \quad (22)$$

con

$$n = \frac{\Delta H_{\text{SA}}}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{SA}}} \right) ; m = \frac{\Delta H_{\text{SB}}}{R} \left(\frac{1}{T_{\text{SB}}} - \frac{1}{T} \right) \quad (23)$$

(c_{Bliq} , c_{Bsol} = concentración de equilibrio del componente B sobre la línea de líquidus y de sólidus respectivamente; R = constante universal de los gases;

ΔH_{SA} ; ΔH_{SB} = calores de fusión de los componentes;

T_{SA} ; T_{SB} = puntos de fusión de los componentes).

Las líneas de líquidus de sistemas eutécticos cuyos componentes son insolubles entre sí en el estado sólido pueden calcularse según:

$$c_{\text{Liq.}} = e^{\frac{\Delta H_{\text{S}}}{R} \left(\frac{1}{T_{\text{S}}} - \frac{1}{T_{\text{liq}}} \right)} \quad (24)$$

(T_{liq} = temperatura de líquidus en K a la concentración c ;
 T_S = punto de fusión del componente con calor de fusión
 ΔH_S ; R = constante universal de los gases).

Dependiendo del componente para el que se sustituye el punto de fusión, el calor de fusión y la concentración en la ecuación 24, se obtienen dos líneas de líquidus. Estas se cortan en el punto eutéctico. - Pero las condiciones de esta ecuación nunca se satisfacen totalmente; pues se puede demostrar teóricamente que no existe una insolubilidad total entre los componentes en el estado sólido. Por esto las divergencias siempre existentes frente a las condiciones supuestas pueden conducir a diferencias considerables entre las líneas de líquidus y sólidos determinadas experimentalmente y calculadas. En las fig. 26 y 27 se comparan líneas de líquidus y sólidos de sistemas reales calculadas y medidas.

Dependiendo del diagrama de estado, los materiales solidificados p.ej. de modo eutéctico, monotéctico o peritéctico tienen estructuras de aspecto diferente (fig. 29).

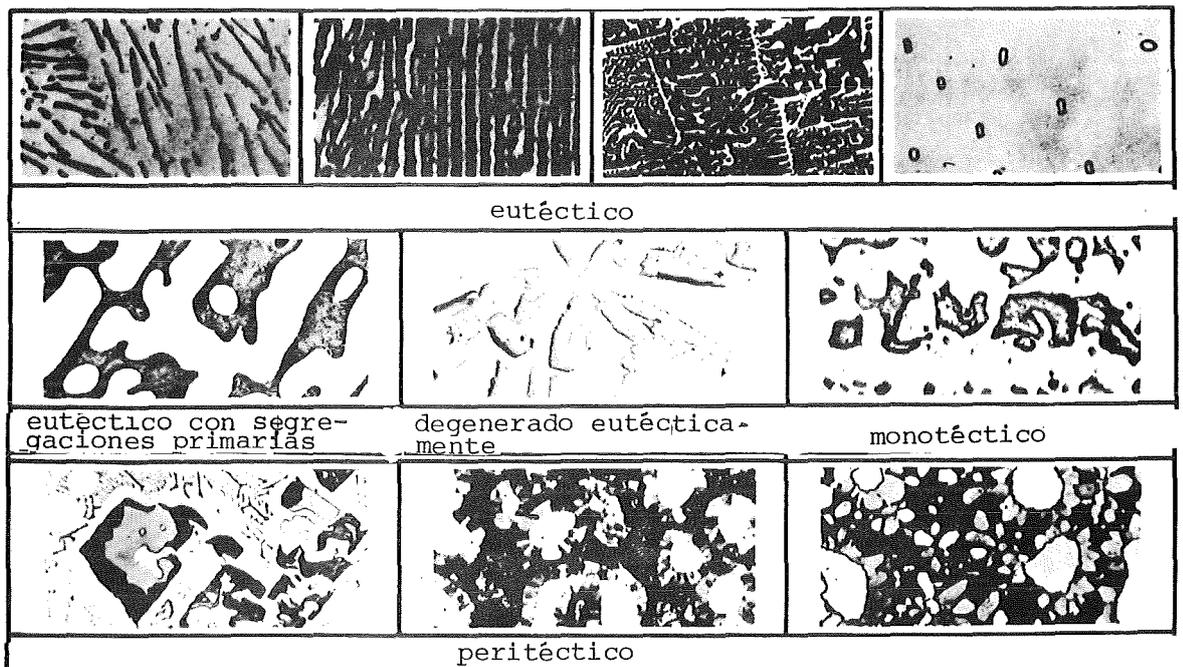


Fig. 29 Micrografías de diferentes estructuras

La composición de un determinado material viene dada en el diagrama de estado por una parte a través de la "concentración de sus componentes" (magnitud de estado) en todo el material (c_1 en la fig. 30), y por otra parte en cada una de sus fases (c_α, c_β en la fig. 30). Pero el diagrama de estado suministra también la cantidad de fase, i.e. la "concentración de las fases" (parámetro de la estructura). Esta determinación cuantitativa se hace a través de la llamada regla de la palanca. Según esta las fracciones cuantitativas de las fases coexistentes a una determinada temperatura y concentración son inversamente proporcionales a los segmentos que existen entre el punto fijado por esta temperatura y concentración en el diagrama de estado y las correspondientes líneas de equilibrio..

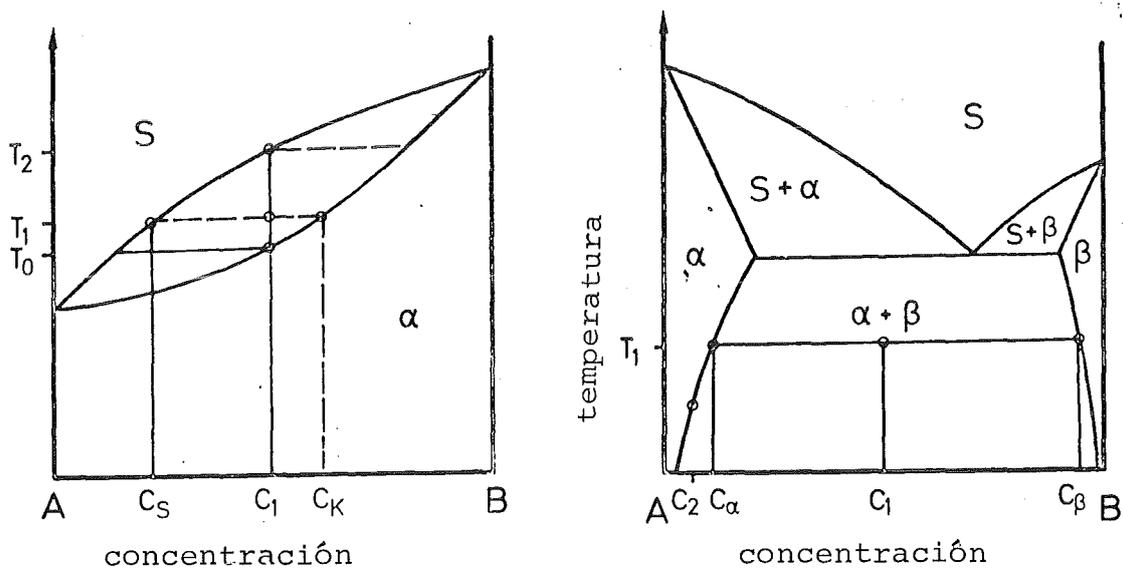


Fig. 30 Regla de la palanca en el diagrama de estado

La fig. 30 muestra esto para un diagrama de estado isomorfo y para la zona bifásica de un diagrama de estado eutéctico. - En el caso del sistema isomorfo, la cantidad de fase líquida (M_S) está relacionada con la cantidad de fase sólida (M_K), a la temperatura T_1 , como los segmentos de concentración ("palanca") desde el punto $C_1 T_1$ hasta las líneas de equilibrio, o sea:

$$\frac{M_S}{M_K} = \frac{c_K - c_1}{c_1 - c_S} \quad (25)$$

Como

$$M_S + M_K = 1 \quad (26)$$

se obtiene para la fracción cuantitativa de fase líquida

$$M_S = \frac{c_K - c_1}{c_K - c_S} \quad (27)$$

y para la fracción cuantitativa de fase sólida

$$M_K = \frac{c_1 - c_S}{c_K - c_S} \quad (28)$$

Como a la temperatura de sólidos (T_0) y correspondientemente a la temperatura de líquidos (T_2) un "brazo de la palanca" es cero, a esta temperatura no hay más que fase sólida ($M_K = 1$; $M_S = 0$) o fase líquida ($M_S = 1$; $M_K = 0$) respectivamente. - Para determinar las fracciones de la fase α y β a la temperatura T_1 y concentración c_1 en el diagrama de estado eutéctico binario, análogamente se escribe:

$$M_\alpha = \frac{c_\beta - c_1}{c_\beta - c_\alpha} \quad (29)$$

$$M_\beta = \frac{c_1 - c_\alpha}{c_\beta - c_\alpha} \quad (30)$$

Las fracciones calculadas pueden expresarse en tantos por ciento en peso (masa), volumen y molares o atómicos respectivamente según la unidad en que está indicada la concentración en el diagrama de estado. Esto hay que tenerlo en cuenta para la representación en los diagramas de estado. Los tantos por

ciento en peso (masa), volúmen y atómicos (molares) pueden convertirse entre sí ($G_{A,B}$ = tantos por ciento en peso o masa de los componentes A,B; $M_{A,B}$ = peso atómico o masa atómica o, respectivamente, peso o masa molar de los componentes A,B; $X_{A,B}$ = tantos por ciento atómicos o molares de los componentes A,B; $\rho_{A,B}$ = densidad de los componentes A,B; $V_{A,B}$ = tantos por ciento en volumen de los componentes A,B)

Conversión de porcentajes másicos en porcentajes atómicos

$$X_A = \frac{100}{\frac{G_B M_A}{1 + \frac{G_A M_B}{G_B M_A}}} \quad \text{porcentajes atómicos A} \quad (31)$$

$$X_B = \frac{100}{\frac{G_A M_B}{1 + \frac{G_B M_A}{G_A M_B}}} \quad \text{porcentajes atómicos B}$$

Conversión de porcentajes atómicos en porcentajes másicos

$$G_A = \frac{100}{\frac{X_B M_B}{1 + \frac{X_A M_A}{X_B M_B}}} \quad \text{porcentajes másicos A} \quad (32)$$

$$G_B = \frac{100}{\frac{X_A M_A}{1 + \frac{X_B M_B}{X_A M_A}}} \quad \text{porcentajes másicos B}$$

Conversión de porcentajes másicos en porcentajes volumétricos

$$V_A = \frac{100}{\frac{G_B \rho_A}{1 + \frac{G_A \rho_B}{G_B \rho_A}}} \quad \text{porcentajes volumétricos A} \quad (33)$$

$$V_B = \frac{100}{\frac{G_A \rho_B}{1 + \frac{G_B \rho_A}{G_A \rho_B}}} \quad \text{porcentajes volumétricos B}$$

Conversión de porcentajes volumétricos en porcentajes másicos

$$G_A = \frac{100}{1 + \frac{V_B \rho_B}{V_A \rho_A}} \quad \text{porcentajes másicos A} \quad (34)$$

$$G_B = \frac{100}{1 + \frac{V_A \rho_A}{V_B \rho_B}} \quad \text{porcentajes másicos B}$$

Conversión de porcentajes atómicos en porcentajes volumétricos

$$V_A = \frac{100}{1 + \frac{X_B M_B}{\rho_B} \cdot \frac{\rho_A}{X_A M_A}} \quad \text{porcentajes volumétricos A} \quad (35)$$

$$V_B = \frac{100}{1 + \frac{X_A M_A}{\rho_A} \cdot \frac{\rho_B}{X_B M_B}} \quad \text{porcentajes volumétricos B}$$

Conversión de porcentajes volumétricos en porcentajes atómicos

$$X_A = \frac{100}{1 + \frac{\rho_B V_B}{M_B} \cdot \frac{M_A}{\rho_A V_A}} \quad \text{porcentajes atómicos A} \quad (36)$$

$$X_B = \frac{100}{1 + \frac{\rho_A V_A}{M_A} \cdot \frac{M_B}{\rho_B V_B}} \quad \text{porcentajes atómicos B}$$

2.5.2.2 Equilibrios entre superficies límite

Las superficies límites son zonas de discontinuidad entre diferentes estados de agregación, fases o zonas de una fase con orientación distinta.

Así existen tres tipos de superficies límites:

- superficies = superficies límite entre una fase condensada (sólida o líquida) y una fase gaseosa o de vapor respectivamente (también un vacío)

- límites de fases = superficies límites entre dos fases condensadas (substancia sólida - fase líquida; fase líquida 1 - fase líquida 2; fase líquida α - fase líquida β)
- bordes de grano = superficies límites entre zonas diferente-mente orientadas de la misma fase sólida ("granos" = cristalitas en el caso del material cristalino).

Los enlaces de un componente elemental de un material que no está situado en una superficie límite están saturados simétricamente (por todos los lados) por enlaces vecinos; sobre ellos actúan fuerzas de enlace iguales en todos los lados. Por el contrario en los átomos, iones o moléculas situados en superficies límites esta saturación es asimétrica, como lo muestra esquemáticamente la fig. 31 para una superficie.

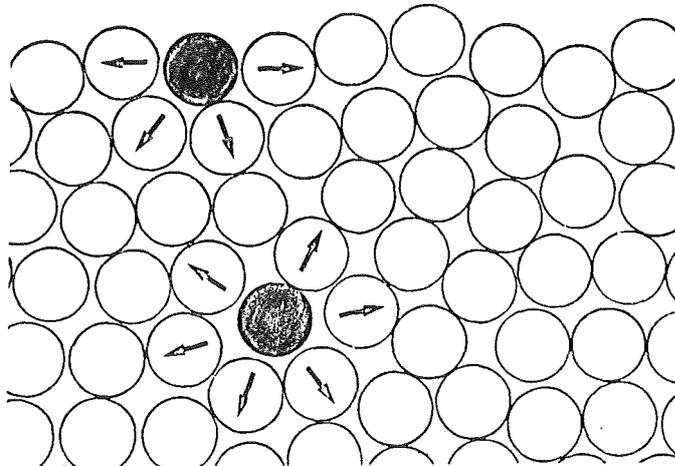


Fig. 31 Acción de las fuerzas sobre átomos en el interior y en la superficie de un material.

Por esto los átomos de las superficies límites tienden a abandonar las superficies límites en dirección hacia las posiciones saturadas simétricamente. Producen así una presión dirigida hacia el interior ("presión capilar"). Para llevar un átomo, ión o molécula desde la posición interior hasta la

superficie límite, se necesita entonces trabajo. El aumento de la energía de los componentes elementales de las superficies límite y con ello de la entalpía libre de la superficie límite corresponde a la energía de la superficie límite. Según la unidad de superficie (dimensión J/cm^2) y el tipo especial de la superficie límite, ésta se llama:

- energía específica de superficie
- energía específica del límite de fase
- energía específica del borde de grano

siendo γ una constante específica del material.

La tendencia de los componentes elementales de las superficies límites a abandonar la superficie límite puede considerarse también como una fuerza que actúa tangencialmente a la superficie límite y que tiende a disminuir todo lo posible la superficie límite. Esta hipótesis puede ilustrarse teniendo en cuenta la fig. 32. Cuando por un desplazamiento (Δx) del arco (A-B) mediante una fuerza (K) se aumenta la superficie de la lámina de líquido (por los dos lados), la energía específica de esta nueva superficie formada es

$$\gamma = \frac{K\Delta}{2l\Delta x} = \frac{K}{2l} \quad (37)$$

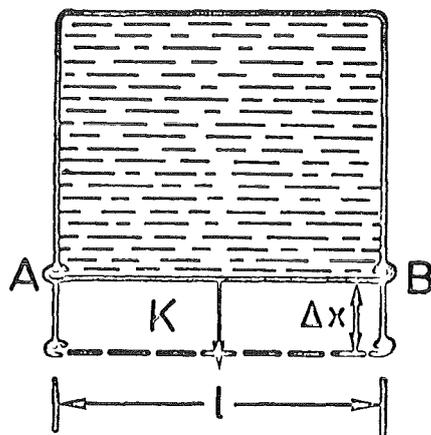


Fig. 32 Energía y tensión de una superficie límite

La fuerza referida a la unidad de longitud ("tensión superficial") actúa "tangencialmente" a la superficie y es idéntica, en valor absoluto al doble de energía específica de superficie.

Cuando las superficies de dos fases están en contacto, coinciden tres tensiones de superficies límites en el punto x (fig. 33): las dos tensiones superficiales ($\gamma_{\alpha G}$, $\gamma_{\beta G}$) y las tensiones de las superficies límites de fases ($\gamma_{\alpha\beta}$). En el estado de equilibrio - invariable con el tiempo - estas tensiones tienen que mantener el equilibrio de fuerzas. Cuando se las representa por vectores, tangenciales a sus superficies límites, el equilibrio de fuerzas resulta del paralelogramo de las fuerzas (fig. 33a). Este caso viene dado en la fig. 33b, con el ejemplo de una fase sólida mojada por una fase líquida.

Si las dos fases condensadas son idénticas y sólidas ($\alpha = \beta$), la tensión de la superficie límite se convierte en tensión de borde de grano (fig. 33c) y los ángulos de contacto entre los vectores son iguales. Finalmente si la fase gaseosa se sustituye por otra fase - del mismo (fig. 33d) o de diferente tipo (fig. 33e) -, se está en el interior del material monofásico (fig. 33d) o bifásico respectivamente (fig. 33e).

En general, el equilibrio de las tensiones en superficies límites puede formularse mediante la ecuación de Young-Dupré (ver componentes de los vectores, fig. 33):

$$\gamma_{ik} = \gamma_{ij} \cos \varphi_i + \gamma_{kj} \cos \varphi_k \quad (38)$$

(γ = energía específica de la superficie límite; i, j, k = índices de las fases; φ = ángulo de contacto).

De aquí resulta que los ángulos de contacto entre tres fases idénticas tienen que ser iguales en el equilibrio de superficies límites (ángulo de contacto entre bordes de grano, $\varphi = 120^\circ$, ver micrografía de una estructura real, fig. 33d).

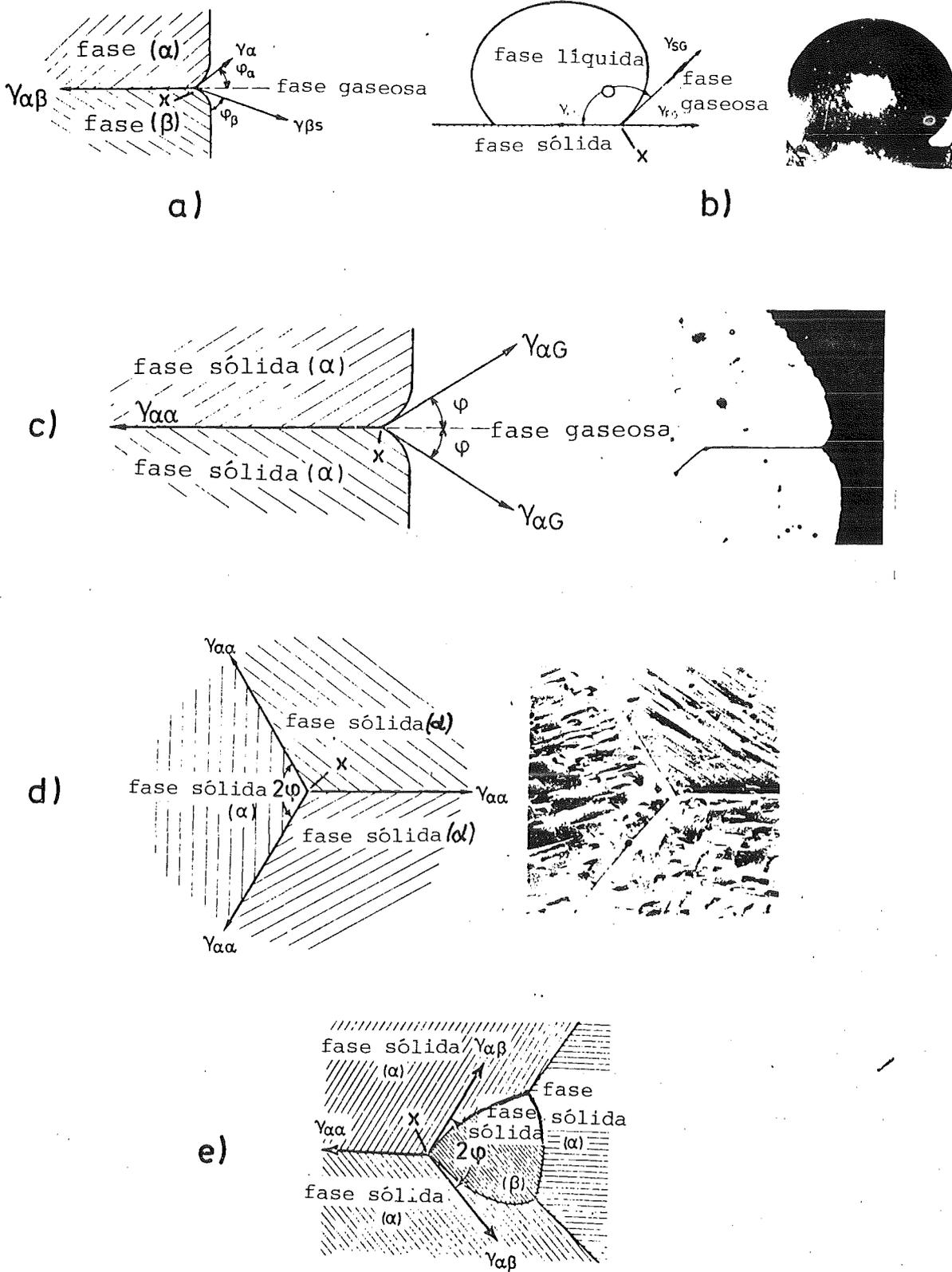


fig. 33 Equilíbrio de superfícies limites (Índices: F = fase sólida α ou β ; S = fase líquida; G = fase gasosa)

De las consideraciones sobre el equilibrio de fuerzas en superficies límites resulta directamente la condición para el equilibrio energético de superficies límites. Para la formación de una superficie límite a partir de otras dos, por ejemplo para la formación de un límite de fase entre una fase α sólida y una fase β sólida a partir de sus superficies, se obtiene según el principio energético

$$\gamma_{\alpha\beta} - \gamma_{\alpha G} - \gamma_{\beta G} = \Delta\gamma < 0 \quad (39)$$

Una nueva superficie límite únicamente se forma cuando su energía es inferior a la de las superficies límites a partir de las cuales se origina. - La diferencia en la ecuación 39 corresponde a aquella cantidad de energía que se libera durante la formación de una superficie límite o que se consume en forma de trabajo durante su separación ("trabajo de adhesión").

2.5.3 Materiales en desequilibrio

2.5.3.1 Desequilibrios de fases

Un material - como sistema termoquímico - está en desequilibrio cuando su estado varía con el tiempo (p.41). Desequilibrio quiere decir que la energía del sistema no tiene un valor extremo (p.41). Entonces los estados de desequilibrio son siempre inestables. Tienden espontáneamente - i.e. si ninguna fuerza exterior se lo impide - a un estado de equilibrio estable (p.41). Los estados de equilibrio estables están caracterizados frente al estado de desequilibrio por el hecho de que su contenido en energía es menor. Los estados de desequilibrio de los materiales dependen de las mismas magnitudes de estado que los de equilibrio: la composición, la temperatura y la presión. Esta última generalmente se supone constante. Los estados de desequilibrio - al igual que los de equilibrio - se refieren por un lado a las fases y por otro a las superficies límites.

El estado de desequilibrio más conocido de un material monofásico en lo que a la temperatura se refiere es la cristalización retardada. El material cristalino - aunque se haya enfriado a una temperatura inferior a su punto de fusión - se presenta como líquido sobreenfriado. - Otro estado de desequilibrio de las fases en lo que a la concentración de sus componentes se refiere y que aparece con el enfriamiento a partir de la fase líquida, es la segregación de cristales (segregación de grano). En la fig. 34 se ilustra este fenómeno con un detalle de un diagrama de estado peritético. Durante el enfriamiento de una fase líquida (S) de composición c_B , se segrega una fase sólida (α) a la temperatura T_1 (equilibrio bifásico $S_1 + \alpha_1$). Si se continua enfriando hasta la temperatura T_2 , el material permanece bifásico pero las fases tienen nuevas concentraciones de equilibrio ($S_2; \alpha_2$). Debido a la mayor movilidad de los átomos de sus componentes, la fase líquida puede cambiar su composición a lo largo de la línea de líquidus, conforme al equilibrio. Por el contrario, la fase sólida solidificada a la temperatura T_1 mantiene también su composición a la temperatura T_2 . Alrededor de ella la fase líquida se solidifica formando fase sólida con la nueva composición de equilibrio (α_2).

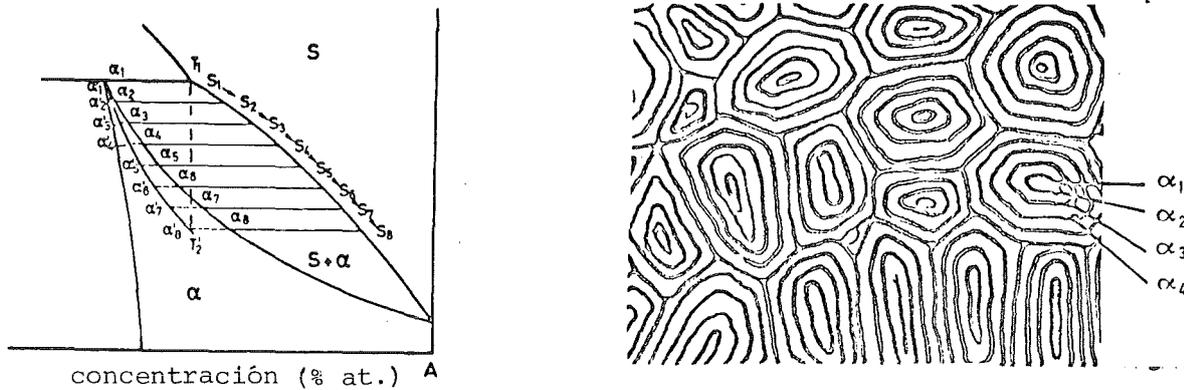


fig. 34 Segregación de grano

La concentración media a la temperatura T_2 no se encuentra ahora sobre la línea de sólidos sino que está desplazada hacia la izquierda. Reduciendo aún más la temperatura, la composición media de la fase sólida no sigue la línea de sólidos correspondiente al equilibrio, sino la curva que indica el desequilibrio debido a la concentración, $\alpha_1' - \alpha_8'$. Dicho estado de desequilibrio se observa frecuentemente en transformaciones peritéticas, cuando a consecuencia de un enfriamiento demasiado rápido por debajo de la temperatura peritética, los cristales α segregados en primer lugar no pueden transformarse totalmente en cristales β , por interacción con la fase líquida (halos peritéticos). Cuando otra fase sólida reemplaza a la fase del líquido también está sometida a estos desplazamientos de concentración. Las fases que aparecen con concentraciones de desequilibrio están pues sobresaturadas de un componente. Dichas fases sobresaturadas tienden a conseguir sus concentraciones de equilibrio segregando las fases coexistentes que en el caso de los materiales cristalinos se presentan en la cristalita o en sus bordes de grano. En la micrografía de la fig. 35, se puede ver estas segregaciones en forma de finas agujas.

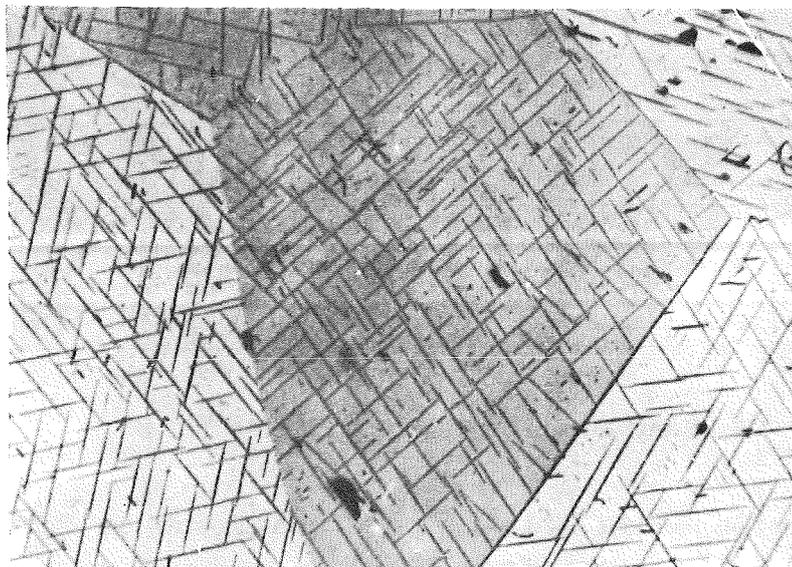


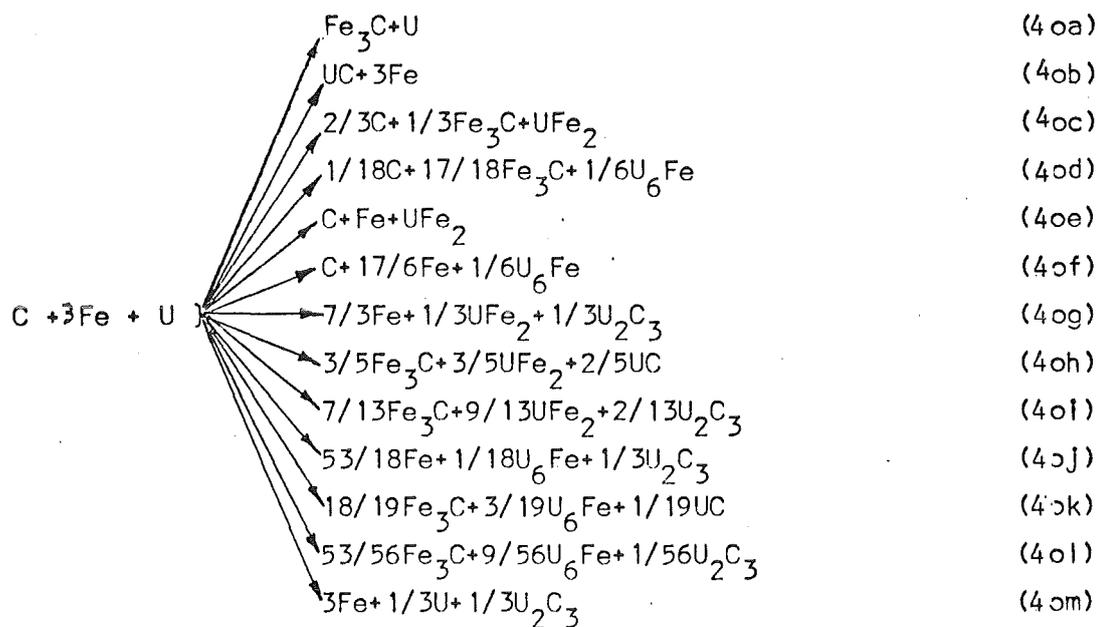
fig. 35 Segregaciones de agujas de UC_2 en cristalitas de UC (según C. Politis)

El desequilibrio de fases antes mencionado es debido a que la solubilidad real de una fase de acuerdo con el diagrama de estado no ha sido alcanzada o sobrepasada en las condiciones de estado dadas para un componente determinado. Recibiendo (solución) o cediendo (segregación) átomos, la fase intenta alcanzar su solubilidad de equilibrio. En tanto que ésta no es alcanzada, el material es inestable.

Pero un material también es inestable cuando existen otros constituyentes distintos a los suyos y su entalpía libre es menor. En este caso no hay solamente un intercambio de átomos de componentes (solución, segregación) entre las fases presentes sino que estos reaccionan químicamente entre sí a fin de formar otras fases energéticamente más estables:

Sea p.ej. un material con los componentes carbono, uranio e hierro y de concentración elemental hierro : carbono : uranio =

= 3 : 1 : 1 (% at.). La pregunta es, con qué combinación de fases y temperaturas está el material en equilibrio; pues a parte de Fe_3C , los elementos hierro, carbono y uranio también pueden formar los compuestos UFe_2 , U_6Fe , UC , U_2C_3 y UC_2 . Ya que en el ejemplo antes dado se considera solamente el caso de la reacción química, se excluye la solubilidad recíproca de los diferentes elementos y compuestos, es decir la formación de fases mezcladas. Por consiguiente los elementos y compuestos enumerados son también al mismo tiempo las fases posibles del material. Con la concentración dada y las fases posibles, son imaginables las siguientes combinaciones de fases:



Mediante la entalpía libre de los componentes que participan en la reacción se puede determinar la combinación más estable: combinación de las fases de equilibrio. A temperatura constante, la "entalpía libre de la reacción" (ΔG^r ; diferencia de entalpías libres), para la reacción dada por la ecuación 40 b resulta:

$$\Delta G^r = 3 G_{\text{Fe}} + G_{\text{C}} + G_{\text{U}} - G_{\text{UC}} - 3 G_{\text{Fe}} \quad (40n)$$

Esta corresponde a la energía que se necesita para formar el monocarburo de uranio a partir del uranio y del carbono ($U + C = UC$), es decir a la entalpía libre de formación (ΔG^f) del monocarburo de uranio:

$$\Delta G^r = \Delta G_{UC}^f = G_C + G_U - G_{UC} \quad (40p)$$

Estas entalpías libres de formación para muchas sustancias son conocidas en función de la temperatura. P.ej. la entalpía libre de formación del monocarburo de uranio en función de la temperatura es:

$$\Delta G_{UC}^f(T) = - 20900 + 1,4 T \text{ (cal/conversión formal)} \quad (40q)$$

Para las entalpías libres de formación de otras posibles fases existen funciones semejantes de la temperatura de la forma siguiente:

$$\Delta G^f(T) = A + BT + CT \log T \dots \quad (40r)$$

Con ellas, según las conversiones formales, ecuaciones 40a-40m, se pueden calcular las diferencias de entalpías libres válidas para esta reacción (entalpías libres de reacción) a diferentes temperaturas. Estas están representadas gráficamente en función de la temperatura en la fig. 36. De esta representación resulta que en el supuesto que no se forman fases mixtas con campos de homogeneidad, es decir los elementos hierro, carbono y uranio sólo forman sus compuestos químicos posibles, la combinación de fase monocarburo de uranio-hierro es la más estable en el campo de temperaturas considerado. Todas las demás combinaciones están en desequilibrio y tienden a lograr la combinación de fase estable a través de reacción química.

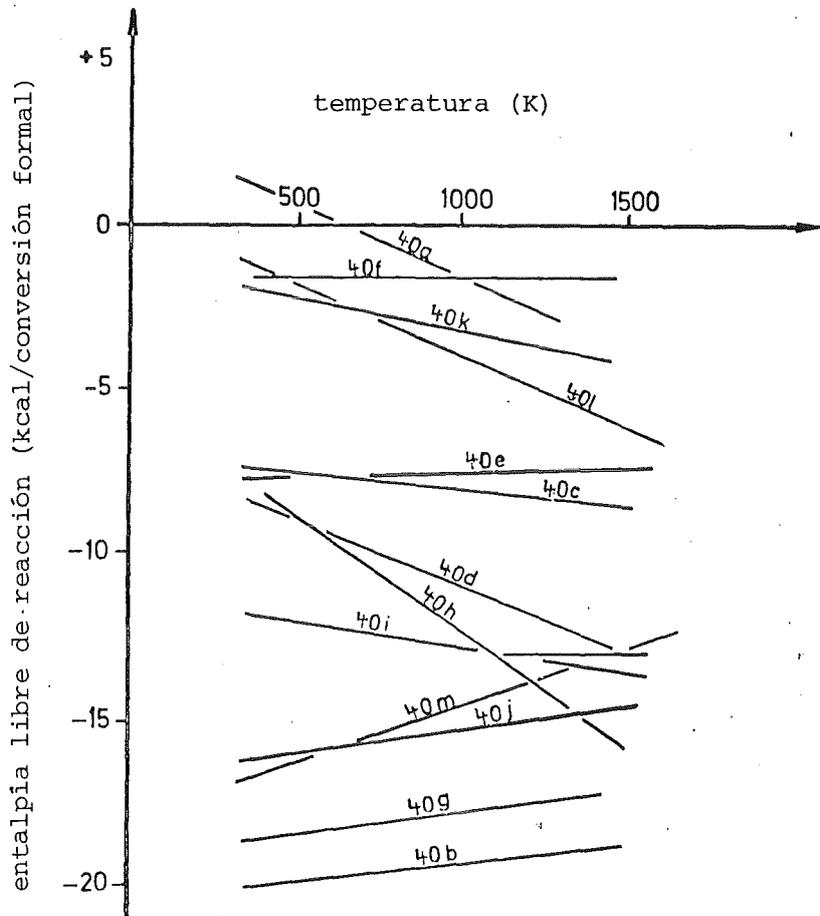


fig. 36 Entalpía libre de reacción para la determinación de productos de reacción estables

2.5.3.2 Desequilibrios entre superficies límites

Además de los desequilibrios que en la variación de las fases de materiales aparecen con el tiempo, hay otros en los que las superficies límites del material cambian con el tiempo. Estos cambios pueden afectar a todas las superficies límites que existen en el material y tienen denominaciones específicas:

- restauración y recristalización para los bordes de grano
- germinación del grano (germinación de Ostwald) para los límites de fases
- corrosión y sinterización para las superficies.

Los bordes de grano están en desequilibrio cuando no forman entre ellos ángulos de 120° según la ecuación 38 (fig. 33d). Este es siempre el caso si los defectos (defectos puntuales, defectos lineales) - inducidos p.ej. por enfriamiento rápido, irradiación en un reactor o deformación - a partir de los cuales se han formado estos defectos superficiales, energéticamente están más desfavorablemente ordenados de lo que podían estar. Entonces la energía del borde de grano es mayor que la que sería "necesaria", y los átomos en el borde de grano tan pronto lo admita su movilidad, tienden a posiciones energéticamente más favorables (reordenamiento de vacantes, v. fig. 37).

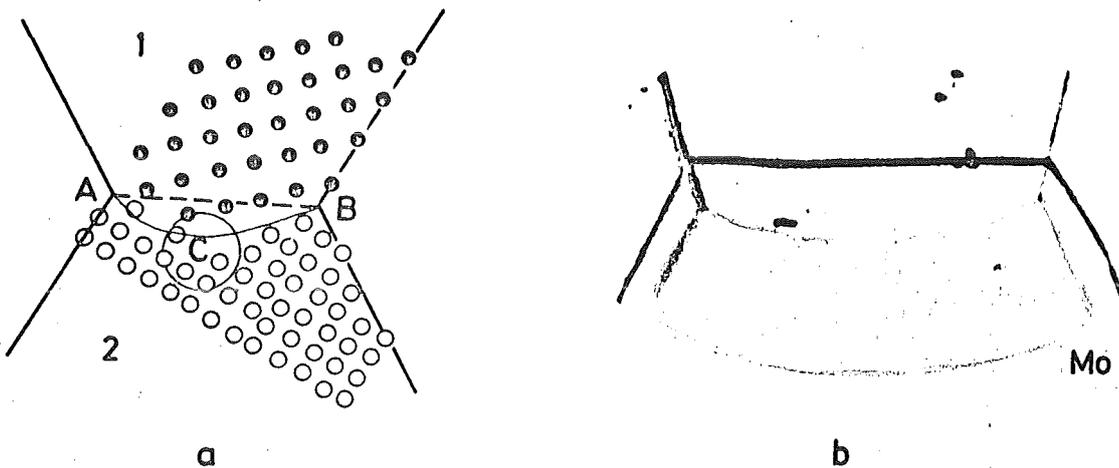


fig. 37 Restauración de un borde de grano

Esta restauración se lleva a cabo por trepado de vacantes. La vacante (C) en el borde de grano (A-B) de la fig. 37a teóricamente puede ser ocupada por átomos de las celdas 1 o 2. Trazando un círculo cualquiera (o, especialmente visto, una esfera) alrededor de esta vacante se ve que la fuerza que actúa sobre la vacante desde los átomos de la celda 2 es mayor debido a su número más elevado que la de los átomos de la celda 1. Por consiguiente, un átomo de la celda 1 es atraído hacia el interior de la vacante, el borde de grano se hace más pequeño, su curvatura disminuye. En el equilibrio tiene la menor expansión posible,

las celdas están "poligonizadas", sus ángulos de contacto son todos de 120° . En la fig. 37b se pueden ver estos "sub-bordes de grano" formados por restauración junto a los bordes de grano iniciales, en el molibdeno.

Si el reordenamiento de los defectos conduce a una concentración de un gran número de imperfecciones estructurales, estas forman una zona de perturbación más extensa en el borde de grano con ángulo grande. Esta se compone principalmente de dislocaciones. La concentración de imperfecciones estructurales con la que se forman este tipo de zonas de bordes de grano se llama densidad de dislocación crítica. Constituye el embrión a partir del cual se forman zonas completamente nuevas, energéticamente más favorables en la estructura del material. Estas crecen hasta tocarse recíprocamente, absorbiendo casi por completo la estructura inicial (fig. 38). Este movimiento lo facilita la diferencia entre las entalpías libres del material en ambos estados de las superficies límites. Ya que este fenómeno se observa sobre todo en materiales cristalinos se llama recristalización. La recristalización es un fenómeno que tiene su origen en embriones de recristalización con alta concentración de defectos, que conduce al restablecimiento de las imperfecciones estructurales y forma una estructura con granulación nueva. El tamaño del grano depende de la energía aportada al material antes de la recristalización por enfriamiento (velocidad de enfriamiento), irradiación en un reactor (intensidad de dosis) o deformación (grado de la deformación), es decir del grado de su desequilibrio, y se comprende en los diagramas de recristalización (fig. 39). El crecimiento de los embriones de recristalización hasta el contacto mutuo (recristalización primaria) puede ser completado por un segundo proceso de crecimiento de grano (recristalización secundaria) en el que se reducen los nuevos bordes de grano de energía de borde de grano superior. - La recristalización influye sobre muchas características de los materiales - sobre todo de los materiales monofásicos.

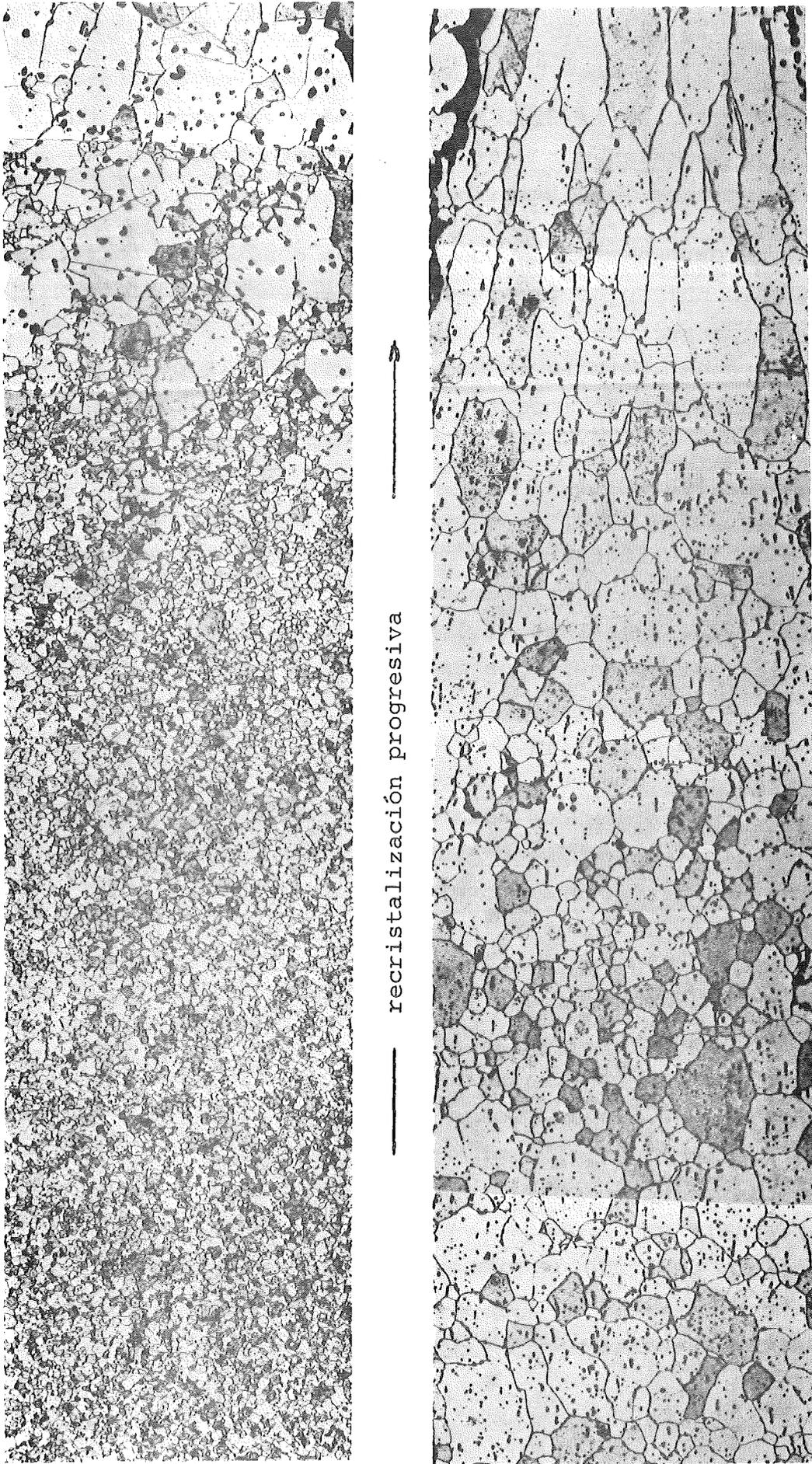


fig. 38 Estructura de recristalización del UO_2

La recristalización y la restauración son fenómenos cuyo origen es un estado de desequilibrio de las superficies límites entre constituyentes de fases del mismo tipo, i.e. entre los bordes de grano de un material. Con respecto a los límites de fase, la germinación del grano (germinación de Ostwald) representa un fenómeno muy parecido. La energía - integral - es tanto mayor

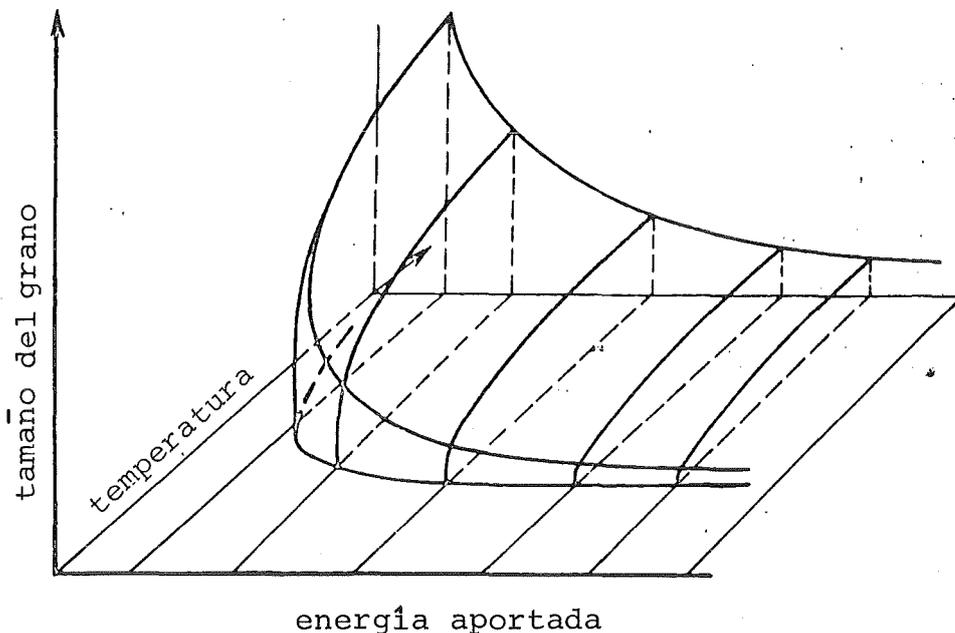


fig. 39 Diagrama de recristalización

cuantas más partículas individuales de las fases existen. Las microestructuras con estructura de penetración tienen generalmente energías intergrales de superficie límite más pequeñas que las de las microestructuras con estructura de inclusión; pues al crecer el número y disminuir el tamaño de las partículas de una fase crece la proporción de la superficie límite de la fase por volumen de material. Entonces, la energía integral de la superficie límite de la fase disminuye con el número de las partículas de la fase. Esto es posible y se observa también en materiales polifásicos cuando una fase tiene una cierta solubilidad frente a los elementos de la otra fase. Se puede probar

termoquímicamente que este caso de una solubilidad muy pequeña teóricamente siempre tiene que ser satisfecho. Las partículas de fases en las que la relación de la superficie límite de la fase con el volumen es grande (pequeñas partículas de fase) son menos favorables desde el punto de vista energético que las grandes partículas de fase. En tanto que en el material polifásico existan estos gradientes de energía, la energía de la superficie límite de la fase en el material disminuye debido al transporte de materia desde partículas más pequeñas hacia partículas más grandes de la misma fase, a través de la otra fase. Las pequeñas partículas de la fase, en materiales polifásicos se desintegran debido a la germinación del grano, el tamaño de grano de las partículas de la fase se desplaza hacia valores mayores (engrosamiento del grano).

Los cambios hasta aquí discutidos de superficies límites de materiales debidos a un estado de desequilibrio se referían a los límites de grano y de fase. Ahora quedan todavía por tratar las consecuencias que tienen los estados de desequilibrio sobre las superficies. Resultan del hecho de que el material está en desequilibrio con el medio que le rodea. Tiende a abandonar este desequilibrio por interacción formando fases de equilibrio. El cambio que se produce entonces en las superficies del material se llama corrosión.

El medio que le rodea puede ser gaseoso o líquido. La corrosión que tiene lugar por reacción uniforme de la superficie del material con el entorno se llama corrosión química. Por el contrario, cuando esta reacción se desarrolla localmente de forma irregular en la superficie del material, se trata de una corrosión electrolítica. Desde el punto de vista físico-químico la distinción no es inequívoca, puesto que en el caso de corrosión química se tiene difusión iónica a través de la capa (electrolito sólido).

El ataque corrosivo uniforme de la superficie del material en el caso de la corrosión química (corrosión superficial) supone buena mojabilidad entre el medio de corrosión y el material.

Este es generalmente el caso con los gases y vapores ("cascarilla de óxido"), la mayoría de las soluciones ácidas y básicas fuertemente agresivas y de disolventes orgánicos, y muchas veces con las fases fundidas (escorias líquidas, sales, metales etc.). En el curso de la corrosión química se forman productos de reacción que

- se disuelven en el medio de corrosión (fases de reacción volátiles en el caso de medios de corrosión gaseosos, solubles en el de medios de corrosión líquidos) o
- que forman capas (capas oxidadas, cascarillas de óxido, capas de corrosión, p.ej. óxido, pátina) sobre las superficies del material.

Cuando los productos de reacción se disuelven o las capas son porosas la corrosión progresa continuamente y poco a poco afecta todo el material. Los materiales metálicos y cerámicos se disuelven o se transforman completamente ("escorificación"), los materiales polímeros "envejecen" (p.ej. fragilización de la goma debida a la influencia del oxígeno), "se queman" con el oxígeno del medio de corrosión ("pirólisis") o se hinchan. Cuando el "hinchamiento" es debido a la interacción con agua, se habla de "hidrólisis".

Cuando las capas de corrosión formadas son tan densas que impiden otra reacción entre el material y el medio de corrosión, la superficie del material está protegida frente a otra corrosión química (pasivación).

A diferencia del ataque superficial uniforme en la corrosión química, el ataque en la corrosión electrolítica es irregular. Provoca daños locales en el material y aparece con preferencia en los metales. La superficie del material está en contacto con líquidos eléctricamente conductores (electrólitos). De la superficie del material se separan primero átomos superficiales (M), los cuales ceden electrones (e) al medio de corrosión líquido:



Este proceso que va acompañado de una liberación de electrones se llama reacción anódica (= oxidación). Pero los materiales reales son inhomogéneos por naturaleza: en los materiales monofásicos las superficies límites internas (bordes de grano) se distinguen de los constituyentes homogéneos. Estos se distinguen a su vez por diferentes concentraciones de defectos. Cuando el material monofásico es cristalino, las superficies de las cristalitas de la superficie del material pueden estar densamente ocupadas de forma diferente (orientación diferente de las cristalitas). En los materiales polifásicos hay que añadir la composición diferente de las fases. Estas diferencias de los constituyentes de las superficies conducen a que la reacción anódica de acuerdo con la ecuación 41a sea localmente distinta con respecto a la velocidad, así como con respecto a la cantidad y al tipo de los iones formados. Así p.ej., la ionización de la solución de los elementos metálicos de una fase conduce como consecuencia a diferencias de potencial eléctrico completamente distintas. Para algunos metales están resumidas en la siguiente serie de potenciales (fig. 40).

Debido a estas diferencias de potencial eléctrico se forman elementos locales sobre la superficie del material. Su circuito está compuesto por una corriente electrónica en el material (ecuación 41a) y por una corriente iónica en el electrólito. Los iones positivos migran hacia posiciones fuertemente cargadas negativamente de la superficie donde son absorbidos (41b):



Este fenómeno se llama reacción catódica (= reducción) porque va acompañado de un consumo de electrones. Lo que se "disuelve" es siempre el "electrodo menos noble" del elemento local. Este transporte de material es la causa del ataque local por corrosión electrolítica. Recibe su impulso por la diferencia de potencial eléctrico, la fuerza electromotriz (f.e.m.).

Se distinguen varios casos especiales de corrosión electrolítica (fig. 41). Cuando en los materiales cristalinos los electrodos son los bordes de grano y las cristalitas se disuelven los

metal		E_o (voltio)	
K	potasio	K/K^+	- 2,92
Ca	calcio	Ca/Ca^{2+}	- 2,76
Na	sodio	Na/Na^+	- 2,71
Mg	magnesio	Mg/Mg^{2+}	- 2,40
Al	aluminio	Al/Al^{3+}	- 1,69
Zn	cinc	Zn/Zn^{2+}	- 0,76
Cr	cromo	Cr/Cr^{2+}	- 0,51
Fe	hierro	Fe/Fe^{2+}	- 0,44
Cd	cadmio	Cd/Cd^{2+}	- 0,40
Co	cobalto	Co/Co^{2+}	- 0,29
Ni	níquel	Ni/Ni^{2+}	- 0,25
Sn	estaño	Sn/Sn^{2+}	- 0,16
Pb	plomo	Pb/Pb^{2+}	- 0,13
<hr/>			
H_2	hidrógeno	H_2/H_3O^+	$\pm 0,00$
<hr/>			
Cu	cobre	Cu/Cu^{2+}	+ 0,35
Ag	plata	Ag/Ag^+	+ 0,81
Hg	mercurio	Hg/Hg^{2+}	+ 0,86
Au	oro	Au/Au^{3+}	+ 1,38
Pt	platino	Pt/Pt^{2+}	+ 1,60

fig. 40 Serie de potenciales de los metales

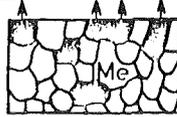
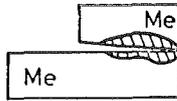
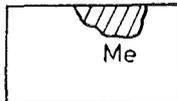
corrosión inter-cristalina	
corrosión selectiva	
corrosión por contacto	
corrosión por disociación	
corrosión por picadura	
corrosión baja tensión	

fig. 41 Casos especiales de corrosión electrolítica

bordes de grano (corrosión inter-cristalina). Cuando sólo se forman elementos locales entre determinados constituyentes de la estructura, i.e. cuando solamente algunas zonas de la superficie del material están en desequilibrio, se tiene corrosión selectiva. Esta forma de ataque puede presentarse también en la corrosión no electrolítica (casarilla selectiva de óxido). - Entre zonas macroscópicamente diferentes de un material (p.ej. cordón de soldadura - material soldado) puede desarrollarse un elemento electrolítico que es considerablemente mayor que los elementos locales microscópicos (corrosión por contacto). Cuando en la superficie del material existen posiciones con alta energía de deformación, p.ej. microgrietas, la corrosión se produce allí preferentemente (corrosión por disociación). Si capas de pasivación se destruyen o faltan en ciertos puntos de la superficie del material, en especial son atacados fuertemente o

incluso exclusivamente estos puntos (picadura).

Finalmente, todavía hay una serie de fenómenos de corrosión en los que las sollicitaciones mecánicas y el ataque corrosivo actúan conjuntamente. Estas sollicitaciones pueden crearse debido a medios de corrosión turbulentos (corrosión por erosión) o debido al movimiento del material en el medio de corrosión (corrosión por cavitación, p.ej. en los álabes de la turbina); y además por sollicitación dinámica (corrosión bajo fatiga) o estática. En este último caso de la corrosión bajo tensión el ataque corrosivo reduce la resistencia del material de forma tal que se restablecen las tensiones presentes en él y forman espontáneamente fisuras.

Los enormes gastos que se ocasionan debido al desgaste de los materiales por corrosión hace que la técnica de protección de la corrosión tenga una especial importancia económica. Se basa en la formación de capas protectoras (protección pasiva de la corrosión) o bien se modifica el sistema que corroe (material - medio de corrosión) o las condiciones de la corrosión (temperatura, presión, movimiento del medio exterior etc.) con el objeto de reducir la corrosión (protección activa de la corrosión).

Otro proceso que permite modificar la superficie de un material es la sinterización. Cuando el material se presenta en forma de polvo o esqueleto poroso tiene una gran superficie y por consiguiente una alta energía integral de superficie. Además, también por interacción con el entorno (corrosión), existe la posibilidad de modificar esta superficie a fin de que mediante la unión de sus superficies las partículas de polvo formen fronteras internas. Si se trata de un material monofásico, estas serían los bordes de grano. En cambio cuando se mezclan los polvos de diferentes fases, pueden formarse bordes de grano entre partículas de polvo del mismo tipo y límites de fase entre partículas de tipo diferente. La condición energética para que tenga lugar dicho proceso de sinterización se deduce de la ecuación 39

para la formación de bordes de grano

$$2\gamma_{FG} > \gamma_{FF} \quad (42a)$$

para la formación de límites de fases

$$\gamma_{aG} + \gamma_{\beta G} > \gamma_{a\beta} \quad (42b)$$

(símbolos ver p.)

Cuando durante la sinterización de un material polifásico aparece una fase en forma líquida, se habla de sinterización con fase líquida. Esto solamente es posible si la fase sólida y la líquida se mojan entre sí; es decir cuando el ángulo de mojabilidad es más pequeño que un ángulo recto ($\theta < 90^\circ$; ver ec. 38 y fig. 33b).

Como la variación de la superficie de los materiales pulverizados puede producirse tanto por corrosión (cascarilla de óxido) como por sinterización la interacción de la superficie del material con el ambiente gaseoso - atmósfera de sinterización - puede presentarse como proceso "concurrente" con la sinterización. Por esto en la sinterización como proceso tecnológicamente útil para la compactación de materiales (tecnología de los polvos, ver p. 241) se elige una atmósfera de sinterización de forma que no exista ninguna interacción con la superficie del material o que no perturbe el proceso de sinterización (p.ej. atmósfera inerte).

2.5.3.3 Mecanismos de reducción de desequilibrios

En la mayoría de los casos la transición del estado de desequilibrio al estado de equilibrio comienza con lo que se llama germinación. Los gérmenes son partículas de la fase más estable o centros del estado más estable. En esta formación de fase se libera energía. Pero al mismo tiempo se consume energía para la creación del nuevo límite de fase (germen - entorno). Por esto, la "energía de activación de germinación" (entalpía libre

de germinación) es el balance entre la entalpía libre - negativa - de formación de la fase de germinación y la entalpía libre - positiva - de formación de la nueva superficie límite de fase.

Para que se formen gérmenes estables esta tiene que ser negativa. Sino los gérmenes se descomponen de nuevo. Por consiguiente la germinación tiene lugar en aquellas partes del material donde las condiciones energéticas son especialmente apropiadas para la formación de gérmenes estables. En términos atomísticos esto quiere decir que la germinación ocurre allí donde los componentes elementales del material poseen una configuración lo bastante favorable para la formación de fases estables de forma que el consumo de energía debido a la formación de límites de fase sea lo más pequeño posible y se compense o sobrecompense la energía liberada en la transición del estado de desequilibrio al estado de equilibrio. Dichas configuraciones siempre existen en el estado de desequilibrio. P.ej., debido a variaciones locales de la concentración atómica aparece localmente la concentración de equilibrio, o imperfecciones presentes facilitan la formación de nuevas superficies límites de fases. Esta facilidad para la germinación puede conseguirse también artificialmente, introduciendo "gérmenes extraños", lo cual desde el punto de vista técnico es importante para la producción de estructuras cristalinas finas a partir de fases fundidas. Cuando la germinación tiene lugar en gérmenes extraños o en defectos estructurales existentes se habla de germinación heterogénea. En cambio, cuando los gérmenes se forman espontáneamente en el material, se trata de germinación homogénea. La abundancia estadística de las configuraciones favorables para la germinación depende de las condiciones de estado. Como en un material en desequilibrio, estas condiciones de estado son distintas según las zonas, hay lugares donde la energía de activación de la germinación anteriormente mencionada es particularmente pequeña, lo que significa que dichos lugares son energéticamente preferidos para la germinación. En el caso del cambio de fase contenido estas son las zonas más fuertemente

sobreenfriadas. P.ej. los caldos vertidos están más fuertemente sobreenfriados en los puntos donde tocan la coquilla de fundición. Allí, la probabilidad de la germinación es mayor - el caldo se solidifica allí en primer lugar. Los gérmenes de reacción y de corrosión aparecen preferentemente en las aristas y cantos del material en desequilibrio porque precisamente son estos puntos donde sus componentes elementales están más débilmente ligados (p.ej. corrosión por disociación v. fig. 41). Como ya se mencionó, los gérmenes de recristalización se encuentran en las posiciones con densidad de dislocaciones crítica (p. 79).

Los cambios que se efectúan en materiales tras la germinación y como consecuencia de un estado de desequilibrio suponen una cierta movilidad de sus componentes elementales (átomos, iones, moléculas, defectos). Así p.ej., en los cambios de fase, los átomos de la nueva fase tienen que ordenarse convenientemente. A partir de fases sobresaturadas tienen que conseguir aquellas posiciones en las cuales se originan segregaciones o, durante la formación de una solución migrar hacia el interior de la fase solvente. El mismo transporte de materia se requiere en las reacciones para la formación de nuevas fases o para el crecimiento del grano. Los componentes elementales también tienen que ser móviles cuando se reordenan durante la restauración y recristalización, cuando forman fronteras a partir de superficies (sinterización) o cuando tienen lugar reacciones superficiales (corrosión). Este transporte de materia es facilitado principalmente por un mecanismo que se llama difusión. En casos especiales pueden actuar otros dos mecanismos, a saber: el flujo visco-plástico y la evaporación con recondensación.

Por difusión se entiende el transporte de materia debido al cambio de posición de componentes elementales (o de defectos) del material. Este cambio de posición es facilitado por las oscilaciones de los componentes elementales dentro del material. La amplitud de estas oscilaciones puede llegar a ser tan grande

que salten por encima de la barrera de potencial o barrera de activación entre dos posiciones estables. La fuerza impulsora que provoca la difusión es la diferencia de entalpías libres en diferentes zonas de un material que está en desequilibrio. Según las variables de estado, este desequilibrio puede ser originado por diferencias de temperatura o de concentración y en casos particulares incluso por diferencias de presión. Entre las zonas del material con entalpía libre distinta tiene lugar entonces un transporte de materia a través del cambio de posición de los componentes, y en la dirección de temperaturas o concentraciones más bajas, con el fin de alcanzar el estadio de equilibrio.

En la fig. 42 se muestran esquemáticamente disposiciones atómicas en un material cuyo desequilibrio tiene su origen en diferencias de concentración. Para compensarlas por difusión, el material puede efectuar un cambio de posición por intercambio directo o por el mecanismo de anillo (fig. 42a), o un cambio de posición a través de defectos estructurales (fig. 42b). El cambio de posición por intercambio directo o el mecanismo de anillo de los componentes elementales exige de forma temporal una fuerte distorsión de la estructura. Debido a esto la energía que hay que superar, es decir la energía de activación necesaria para la difusión es muy elevada. Así, estos procesos de cambio de posición son solamente probables cuando no se ha empleado otra posibilidad de energía inferior, p.ej. en materiales con estructura ideal, es decir sin defectos estructurales.

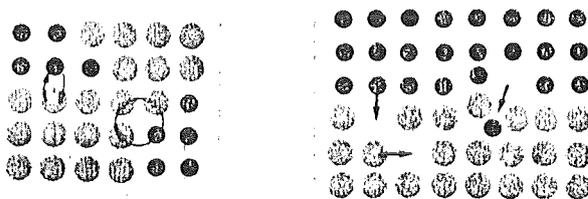


fig. 42 Procesos de cambio de posición

Por el contrario el material real presenta siempre defectos o permite la formación de defectos estructurales. Sobre éstos son posibles saltos atómicos de menor energía como los que son necesarios para la difusión. En la fig. 42b se representan esquemáticamente estos procesos de cambio de posición a través de vacantes existentes (difusión por vacantes) o de posiciones intermedias (posiciones intermedias de la red en materiales cristalinos). Como las superficies límites tienen generalmente altas concentraciones de defectos, la energía de activación de la difusión es allí particularmente baja. Debido a esto, el proceso de cambio de posición ocurre preferentemente a lo largo de la superficie límite. Este transporte de materia se llama difusión interfacial (difusión en los bordes de grano, en los límites de fase, en las superficies), diferenciándolo de la difusión en el volumen en el interior del material. La proporción de la difusión interfacial en el proceso general de la difusión está limitada por el hecho de que las superficies límites tienen frente al volumen, solamente una "sección" limitada disponible para el transporte de materia.

Además los gradientes de temperatura y de concentración que conducen a la difusión en un material dan lugar a diferencias de densidad y de dilatación térmica respectivamente, en las distintas zonas del material. De esta manera, pueden aparecer diferencias de presión en el material de forma que la presión como variable de estado ya no es constante en todas las zonas del material. Las diferencias de entalpía libre debidas a estas diferencias de presión también conducen a la difusión. Pero en vez del cambio de posición de componentes elementales individuales durante la difusión, una tensión por presión puede también dar lugar al movimiento cooperativo simultaneo de grupos atómicos completos. Este tipo de transporte de materia se llama flujo viscoplástico, y aparece sobre todo en los materiales amorfos.

Finalmente hay una tercera posibilidad de transporte de materia. Esta aparece cuando se forman en el material "superficies internas", debido a aglomeraciones de vacantes como p.ej. poros y rechupes (v.p. 236). Una parte de un poro puede p.ej. pertenecer a una zona del material con condiciones de estado distintas de las de la zona vecina en la que se encuentra la otra parte del poro. Cuando entre las dos zonas existe un salto de temperatura, los átomos de la parte mas caliente de la superficie de los poros pueden evaporarse y condensarse de nuevo en la parte más fria. A este caso especial de transporte de materia que pasa por el estado de agregación gaseoso se llama evaporación y recondensación.

Conforme a la definición del estado de desequilibrio un material en desequilibrio está sometido a variaciones dependientes del tiempo. Esta influencia del tiempo solo existe en materiales en desequilibrio. La dependencia del tiempo determina la velocidad con que se efectua la transición desde el estado de desequilibrio al estado de equilibrio, es decir, determina la cinética del proceso. Las magnitudes cinéticas en los tres mecanismos difusión, flujo viscoso así como evaporación y recondensación son respectivamente,

- la velocidad de difusión
- la velocidad de flujo viscoso
- la velocidad de evaporación.

Estas velocidades que determinan el desarrollo de un proceso con el tiempo pueden describirse matemáticamente mediante la ecuación de Arrhenius:

$$\frac{dV}{dt} = k_0 \exp (-Q/RT) \quad (43)$$

(dt = intervalo de tiempo; dV = volumen activado; $\frac{dV}{dt}$ = velocidad de desarrollo del proceso; k_0 = factor de proporcionalidad; R = constante universal de los gases; Q = energía de activación; T = temperatura absoluta).

De la interpretación atomística de la ecuación de Arrhenius resulta que el volumen activado por unidad de volumen representa aquella parte de componentes elementales que poseen la energía de activación para la transición al estado de equilibrio (ley de distribución de Maxwell-Boltzmann). La energía de activación de la ec. 43 puede determinarse a partir de medidas de la velocidad del proceso y de la representación logarítmica de éstas frente al valor recíproco de la temperatura. Tomando logarítmos en la ec. 43, resulta:

$$\ln \frac{dV}{dt} = \ln k_0 - \frac{Q}{RT} \quad (44a)$$

y diferenciando ésta:

$$\frac{d \ln \frac{dV}{dt}}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = - \frac{Q}{R} \quad (44 b)$$

Multiplicando la pendiente de la derecha en la fig. 43 por la constante universal de los gases según la ec. 44b, tenemos directamente la energía de activación del proceso considerado.

En el caso de la difusión se tiene

$$k_0 = - D_0 \cdot F \cdot \frac{d\Delta G}{dx} \quad (45)$$

(D_0 = factor de frecuencia = constante del material que depende de la frecuencia de oscilación de los componentes elementales en el material y del período de la red; F = sección sobre la cual tiene lugar la difusión = tamaño del plano de Matano,

fig. 44; $\frac{d\Delta G}{dx}$ = gradiente de la diferencia de entalpía libre debido a diferencias de temperatura o de concentración sobre la coordenada que se considera)

y la ec. 43 se convierte en la 1ª ley de Fick

$$\frac{dV}{dt} = - D_0 \frac{d\Delta G}{dx} \exp (-Q_D/RT) = - D \cdot \frac{d\Delta G}{dx} \cdot F \quad (46)$$

($\frac{dV}{dt}$) = velocidad de difusión; R = constante universal de los gases; T = temperatura absoluta).

El factor de proporcionalidad

$$D = D_0 \exp (-Q_D/RT) \quad (47)$$

se llama coeficiente de difusión (D). Contiene la energía de activación de la difusión (Q_D) y la variación de la velocidad de difusión en función de la temperatura. A medida que avanza la difusión el gradiente de la diferencia de entalpía libre varía continuamente, la velocidad de difusión no es constante durante todo el proceso. Su variación con el tiempo viene dada por la 2ª ley de Fick que corresponde a la derivada 2ª de la ec. 45.

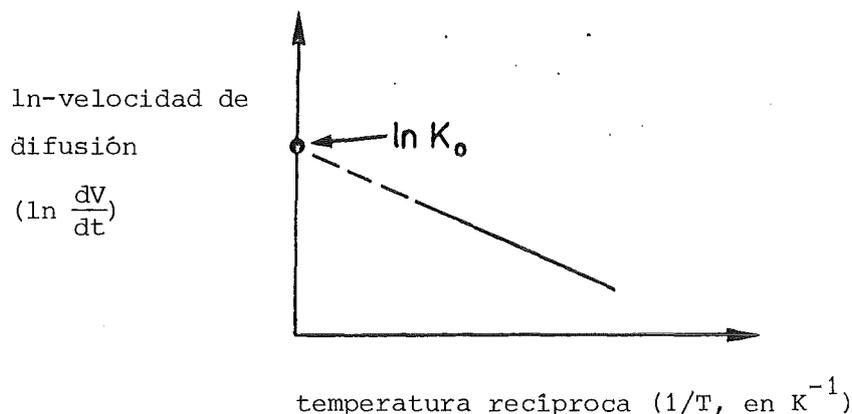


Fig. 43 Determinación de la energía de activación de un proceso cinético

En la fig. 44 está representado el caso de la difusión en un sistema binario monofásico, como consecuencia de un gradiente de concentración.

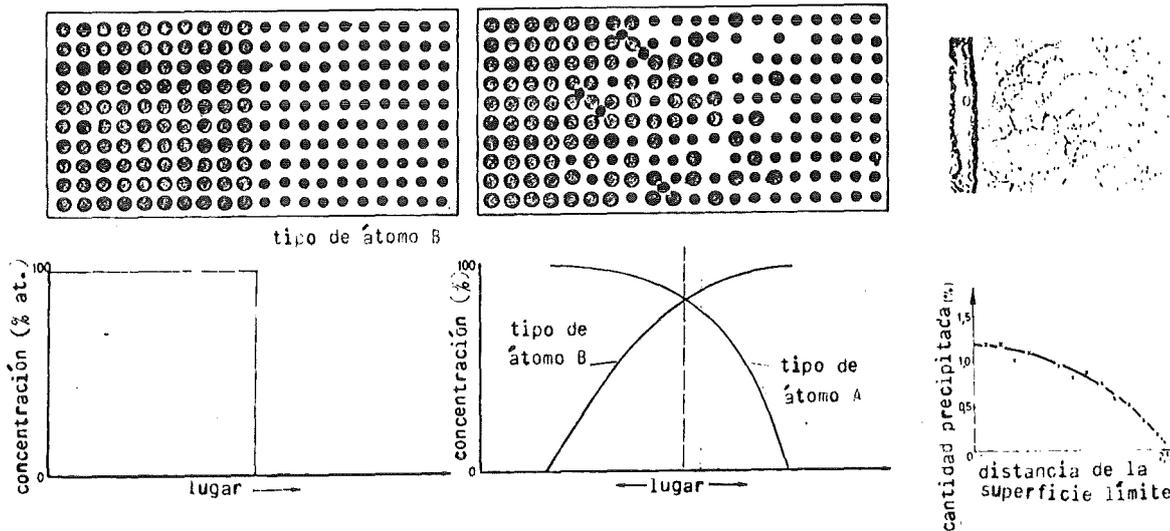


Fig. 44 Difusión debida a un gradiente de concentración

Antes de comenzar el proceso de difusión, la curva de concentración presenta un escalón discontinuo directamente en el plano de contacto entre las zonas del material de diferente concentración (plano de Matano, fig. 44a). La difusión comienza por el cambio de posición de los átomos B - más pequeños - hacia posiciones intermedias de la red de la zona de los átomos de tipo A.

De este modo se crean vacantes a las que pueden difundirse los átomos A. Debido a su tamaño estos átomos no pueden pasar a posiciones intermedias, porque esto crearía una distorsión demasiado grande; es decir la energía de activación de los átomos A es muy alta para la difusión a través de posiciones intermedias. En cambio los pequeños átomos B pueden difundir tanto a través de vacantes como de posiciones intermedias. Su movilidad en el material, i.e. su velocidad de difusión es

mayor que la del componente A (véase también las curvas de concentración en la fig. 44b). Por lo tanto en la zona inicial de los átomos B se crean vacantes (efecto Kirkendall, fig. 44b) como consecuencia de la difusión combinada de los átomos A y B. En el ejemplo real de la fig. 44c, los átomos A (titanio) que se han difundido han formado precipitaciones (TiN) en la zona inicial de los componentes B (acero). Su curva de concentración corresponde a la representada esquemáticamente en la fig. 44b.

Para el flujo viscoplástico puede formularse una ecuación análoga a la ec. 46, donde la velocidad de flujo reemplaza a la velocidad de difusión y el valor recíproco del coeficiente de viscosidad (v.p. 217) al coeficiente de difusión y la energía de activación para el flujo viscoplástico reemplaza a la energía de activación para la difusión. La diferencia de entalpía está originada por las tensiones (transversales) que han provocado el flujo (v.p. 217) - y así mismo puede formularse para la evaporación una relación análoga a la ec. 46, donde en la ecuación de Arrhenius para la velocidad de evaporación el factor de proporcionalidad (k_0) depende del peso de los componentes que se evaporan y se condensan y la "energía de activación de la evaporación", conocida por "calor de evaporación" es proporcional a la energía de enlace de los componentes elementales en el material.

En los diferentes casos de materiales en desequilibrio, a saber:

- transformación retardada de fase
 - sobresaturación y segregación de grano
 - reacción
- "desequilibrios de fase"
-
- restauración y recristalización
 - crecimiento del grano
 - corrosión y sinterización
- "desequilibrios de superficies límites"

pueden combinarse los diferentes mecanismos para todos los componentes - incluso los defectos estructurales. Por consiguiente

las leyes cinéticas son complejas. Pero existen puntos de partida útiles para calcular p.ej. los átomos precipitados por unidad de tiempo en el caso de la sobresaturación, la fracción de volumen recristalizada después de un determinado tiempo en el caso de la recristalización, o la fracción reducida de pequeñas partículas en el caso de crecimiento del grano (ecuación de Wagner-Lifshitz). Durante la formación de la cascarilla de óxido el espesor de la capa crece proporcionalmente a la raíz cuadrada del tiempo ($t^{1/2}$) y en la sinterización la concentración del volumen es durante un período grande de tiempo proporcional a la raíz quinta del cuadrado del tiempo ($t^{2/5}$). En las curvas de transformación temperatura-tiempo (curvas_TTT), puede representarse gráficamente el desarrollo cinético de la transición del estado de desequilibrio al estado de equilibrio. En ellas puede leerse el tiempo a partir del cual, para una cierta temperatura (curva isotérmica TTT, fig. 45) o para una cierta velocidad de enfriamiento (curva continua TTT) se ha consumado la transformación de fase, la segregación cristalina está equilibrada, la reacción ha acabado o la recristalización, el crecimiento del grano, la corrosión o la sinterización ha terminado. En la fig. 45 se representa una curva TTT isotérmica en la cual puede leerse la duración de la transformación a determinadas temperaturas de transformación. La nariz característica en el diagrama de estado isotérmico se debe al hecho de que con el aumento progresivo del sobreenfriamiento crece el número de gérmenes de la nueva fase de equilibrio pero disminuye la velocidad de difusión necesaria para conseguir el estado de equilibrio. Con un número de gérmenes elevado y con una velocidad de difusión bastante grande ("condiciones de nariz"), se tienen condiciones especialmente favorables para la transformación.

En la práctica, estas curvas TTT se utilizan especialmente para el tratamiento térmico de los aceros. Cuando se enfria un acero desde el campo austenítico hasta una temperatura inferior a la eutectoide (1111 K, fig. 25, 46), la austenita se transforma

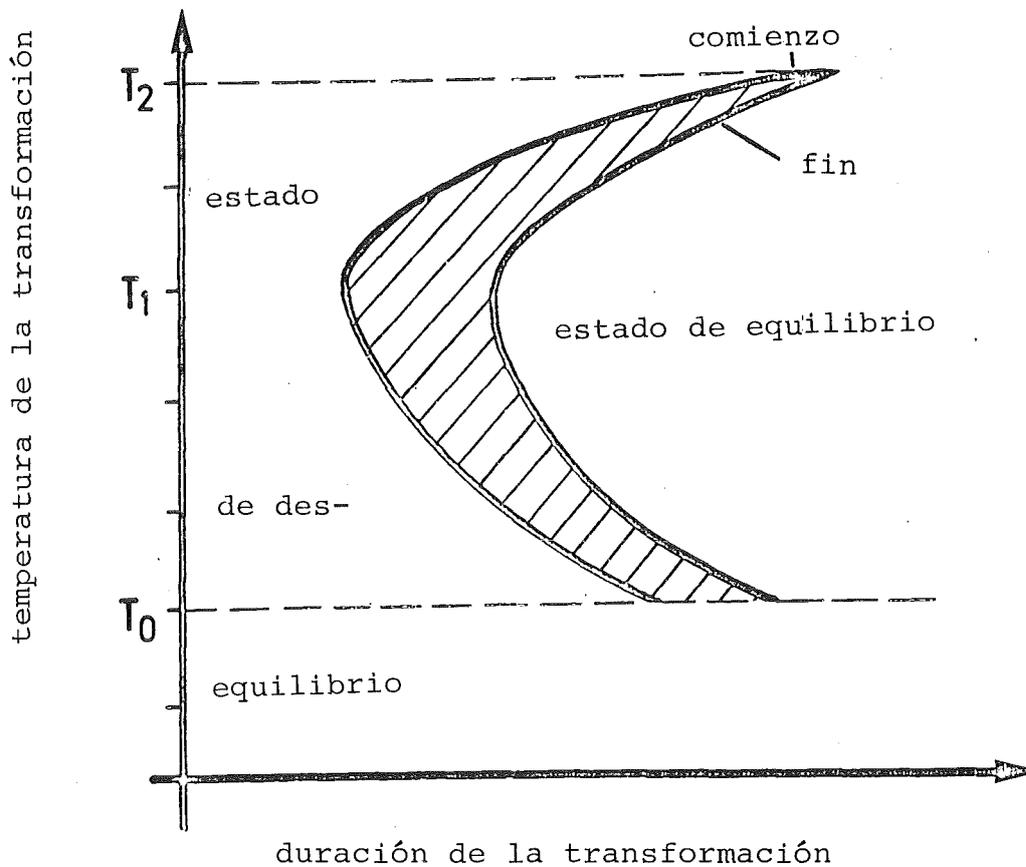


Fig. 45 Curva TTT isotérmica

en ferrita y perlita (aceros hipoeutectoides, p. 59), en perlita (aceros eutectoides, p. 59) o en perlita y cementita (aceros hipereutectoides, p. 59). Cuando el enfriamiento a una temperatura por debajo de la eutectoide tiene lugar muy rápidamente, la transformación es isotérmica a esta temperatura. En cambio, cuando se enfria rápidamente un acero desde el campo austenítico hasta temperaturas muy bajas (temperatura de la martensita $< T_0$ en la fig. 45), se forma martensita (temple, p. 60). Contiene la fase de ferrita sobresaturada con átomos de carbono, que ahora puede ser transformada gradualmente al estado de equilibrio tratando térmicamente el acero a temperaturas superiores a la martensítica (T_0 en la fig. 45, a temperaturas $< T_0$ en la fig. 45 ya no tiene lugar ninguna transformación, porque falta la energía de activación para la difusión). El alcance de la transición que se realiza desde el estado de desequilibrio al

estado de equilibrio depende de la duración y de la temperatura del tratamiento térmico. En la fig. 46 se han indicado en el diagrama de estado Fe-Fe₃C los intervalos de temperatura de los diferentes tratamientos térmicos de los aceros (revenido, recocido de difusión, recocido bajo alto vacío, recocido de homogenización, recocido normal, recocido de recristalización, recocido de estabilización, recocido de ablandamiento). Para mayor ilustración se han indicado además los colores de recocido y de revenido para diferentes temperaturas del tratamiento térmico. Dependiendo de la temperatura y de la duración del tratamiento térmico (véase curva TTT, fig. 45), el temple y el tratamiento térmico conducen a la variación deseada de las propiedades mecánicas de un acero, p.ej. en cuanto al límite elástico, a la resistencia a la rotura o al alargamiento de rotura. Por esto, a esta combinación de temple y tratamiento térmico se la llama también mejoramiento.

3. Propiedades de los materiales

3.1 División de las propiedades de los materiales

La constitución de los materiales descrita y su variación en función de las magnitudes de estado conduce a formas de apariencia y a comportamientos - medibles - llamados propiedades. Cuantitativamente estas propiedades vienen dadas por magnitudes características específicas para cada material. Debido a ciertas analogías y características comunes estas magnitudes características pueden resumirse en los grupos siguientes, afines entre sí y en cuanto a sus relaciones con la constitución del material:

- propiedades termoquímicas (también propiedades "termodinámicas")
- propiedades de campo
- propiedades mecánicas.

Las propiedades termoquímicas reúnen aquellas magnitudes que caracterizan directamente al material como sistema termoquímico,

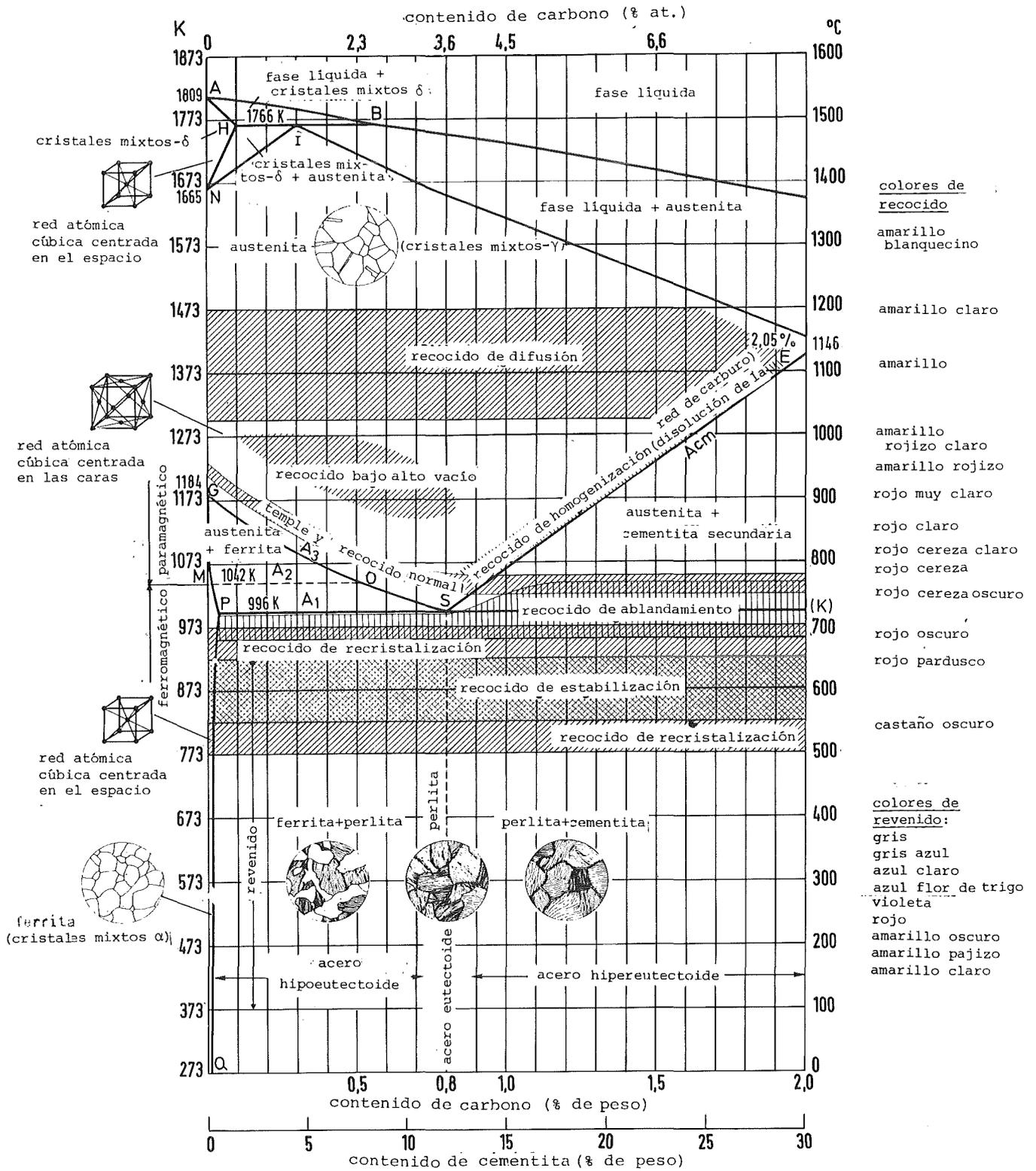


fig. 46 Tratamiento térmico del acero en el diagrama de estado Fe-Fe₃C (según Engell-Nielsen)

es decir que están directamente relacionadas con la constitución del material y de este modo con el enlace entre sus componentes elementales. A este grupo pertenecen la densidad y el coeficiente de dilatación térmica, los puntos de fusión, de ebullición y de transformación, la capacidad calorífica, los calores latentes, la presión del vapor, las entalpías libres de formación y de superficies límites. Muchas de estas propiedades vienen determinadas por las oscilaciones de los componentes elementales (dinámica de los componentes) que por su parte están generalmente sometidas a variaciones debidas al intercambio de calor entre el material y su entorno (oscilaciones térmicas). Pero también pueden ser influenciadas por otras energías aparte de la energía térmica (p.ej. rayos X) y tener su origen en un cambio químico (entalpías, enlace de componentes) en vez de en la dinámica de los componentes, por lo que aquí tomamos el término de propiedades termoquímicas.

Propiedades de campo son aquellas magnitudes que caracterizan el comportamiento de los materiales en presencia de gradientes de temperatura, campos eléctricos y magnéticos, también cuando estos campos se presentan combinados. A este grupo pertenecen p.ej. la conductibilidad térmica, la resistencia eléctrica, la capacidad térmica y el trabajo de expansión térmico o la permeabilidad magnética. El comportamiento de los materiales frente a las ondas luminosas - electromagnéticas - (propiedades ópticas) puede incluirse también en este grupo de las propiedades de campo. Estos campos no están ligados a la materia y por lo tanto son capaces de actuar en el vacío.

Por propiedades mecánicas se entienden aquellas magnitudes que describen el comportamiento de un material frente a una sollicitación mecánica. A este grupo pertenecen las magnitudes elásticas (p.ej. alargamiento elástico, módulo de elasticidad, módulo de cizallamiento), las magnitudes plásticas (p.ej. límite de alargamiento) y las magnitudes características de la rotura (p.ej. resistencia a la rotura).

Las magnitudes acústicas características tienen en común con las propiedades mecánicas que se basan en deformaciones elásticas. Las ondas acústicas al igual que los campos mecánicos de tensión y de dilatación están siempre ligadas a la materia.

Además de las magnitudes de estos grupos característicos existen otras difíciles de clasificar. Estas describen un comportamiento - técnicamente informativo - de los materiales que generalmente está originado por la combinación de varias propiedades como p.ej. resistencia al calor, soldabilidad o capacidad de embutición. A estos términos los llamaremos "propiedades técnicas".

Debido a la conexión que existe entre las propiedades de un material con su constitución, las propiedades dependen de la estructura atomística fina y de la microestructura de un material, tanto si se encuentra en equilibrio o no, es decir de las condiciones de estado. Así por ejemplo cada una de las propiedades son funciones de la temperatura y de la composición de las fases del material (concentración de los componentes en las fases), de la estructura fina de éstas y de los parámetros de la estructura como p.ej. la forma, la orientación de los constituyentes de la microestructura y las proporciones relativas de las fases (concentración de las fases) en el caso de materiales polifásicos. Estas conexiones serán discutidas en lo que sigue para cada magnitud característica, para lo cual se suponen generalmente estados de equilibrio.

3.2 Propiedades termoquímicas

3.2.1 Densidad, coeficiente de dilatación térmica, puntos de transformación, fusión y ebullición

A las propiedades termoquímicas pertenecen aquellas magnitudes que caracterizan directamente al material como sistema termoquímico. Por ello están directamente relacionadas con la constitución del material y especialmente con su enlace. Se entiende por densidad (ρ en g/cm^3) de un material su masa (M) por unidad de volumen:

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (48)$$

(V = volumen). Cuando en la ec. 48 la masa se reemplaze por el peso (G),

$$G = M \cdot g \quad (49)$$

(g = aceleración de la gravedad), se obtiene el peso específico del material:

$$\rho_G = \frac{M \cdot g}{V} \quad (50)$$

Como la aceleración de la gravedad depende un poco de la situación sobre la tierra, el peso específico es función del lugar. Si se define el peso de masa 1 kg por 1 kp, la densidad y el peso específico de un material son idénticos en valor absoluto.

En materiales cristalinos, la densidad máxima posible, es decir la densidad teórica puede calcularse a partir del tipo y del tamaño de la celda elemental y del tipo y número de átomos por celda elemental. El tipo de celda elemental viene determinado por el tipo de red espacial (v.p. 16), y su tamaño por las constantes de la red. Estas constantes de la red vienen dadas por los radios atómicos. Así p.ej. una constante de la red espacial hexagonal (a en la fig. 6f, p. 14) es igual al diámetro atómico, la otra (c en la fig. 6f, p. 14) puede calcularse a través de relaciones geométricas. Con el tipo de la celda elemental y sus constantes de la red se obtiene el volumen (V) para la ec. 48. A partir del número de átomos y de la masa atómica (o del peso atómico según la ec. 49) se obtiene la masa (M) para la ec. 48 y con esto la densidad de un cristal ideal o la densidad teórica del material cristalino.

densidad (g/cm³)

coeficiente lin. de dilatación térmica (10⁻⁶/K)

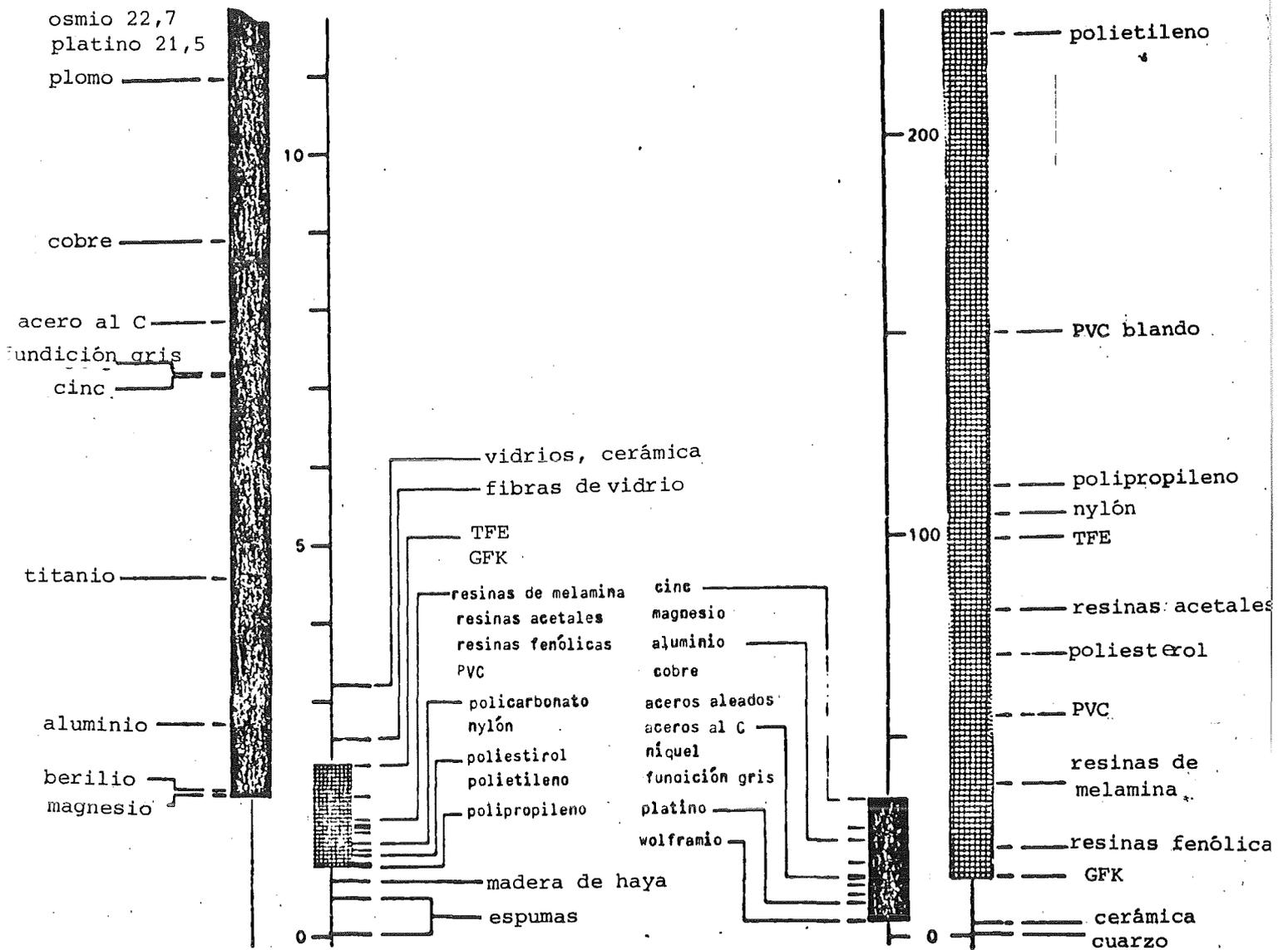


fig. 47 Densidades y coeficientes lineales de dilatación térmica de materiales de los distintos grupos principales (PVC = cloruro de polivinilo; GFK = plástico con fibras de vidrio)

Debido a sus defectos estructurales la densidad de los materiales reales - cristalinos - se desvía del valor teórico. En los materiales amorfos no puede calcularse un valor teórico de la densidad por que no existe un orden geométrico. Por esto se utilizan generalmente las densidades máximas obtenidas tecnológicamente en lugar de la densidad teórica. En los materiales cristalinos la densidad máxima apenas discrepa de la teórica. En cambio, las diferencias entre la densidad alcanzada y la densidad alcanzable se hacen apreciables cuando en los defectos estructurales se tienen en cuenta los poros. Este es generalmente el caso en materiales sinterizados. A menudo se relaciona dicha densidad con la densidad máxima alcanzable y se indica en tantos por ciento (% DT = tanto por ciento de la densidad teórica).

Las densidades de los materiales metálicos son generalmente mayores que las de los materiales cerámicos. Por su parte las materias cerámicas tienen generalmente una constitución más densa que las polímeras (fig. 47). La densidad de las materias compuestas viene determinada por las densidades de sus fases (ρ_α, ρ_β) y por su concentración volumétrica (v_α, v_β)

$$\rho = v_\alpha \rho_\alpha + v_\beta \rho_\beta = \sum v_i \rho_i \quad (51)$$

y varía linealmente con la concentración de las fases en porcentajes volumétricos.

Cuando se toman porcentajes en peso o atómicos para la concentración de las fases, la variación de la densidad en función de la concentración de las fases no es lineal (fig. 48).

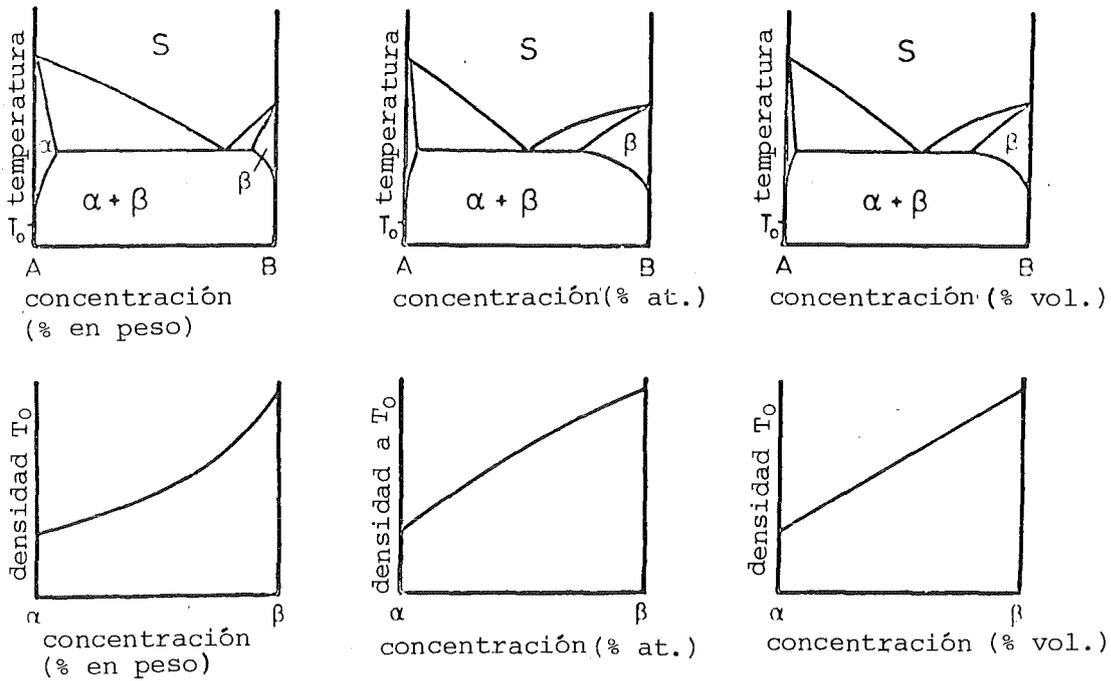


Fig. 48: Variación de la densidad en función de la concentración de las fases.

La variación de la composición de un material monofásico (concentración de los componentes) puede producir la disminución y el aumento de la densidad. En los materiales cristalinos estas variaciones de densidad vienen determinadas por el tipo de cristal mixto que se forma, por las constantes de la red y por la relación de los pesos atómicos de los componentes.

Como el volumen crece por dilatación térmica, la densidad de un material en el estado de agregación sólido disminuye con el aumento de la temperatura. En el punto de fusión se produce un salto de densidad discontinuo - normalmente bien marcado en materias cristalinas - que puede conducir no sólo a una densidad inferior sino también a una densidad más elevada de la fase líquida. En la fig. 49 se han representado los cambios de volumen de algunos metales durante la fusión.

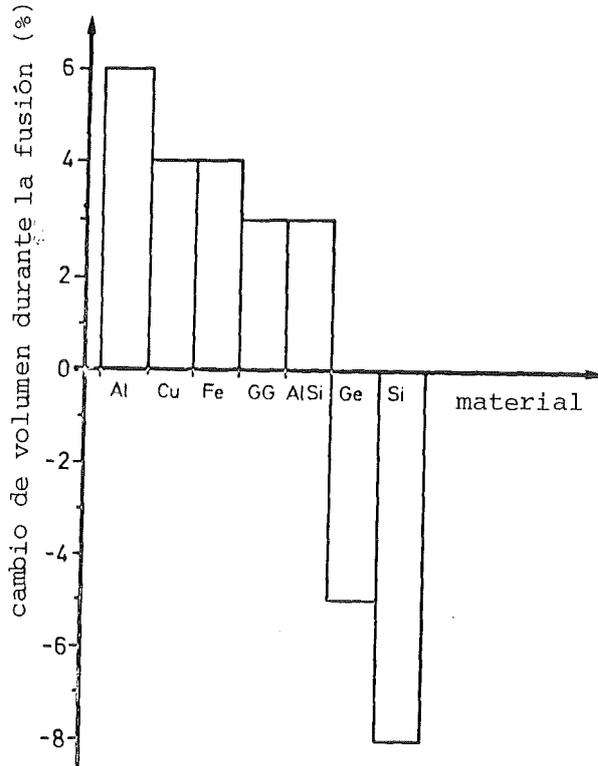


Fig. 49: Cambio del volumen de metales en el punto de fusión.

Según esto la densidad de una fase líquida de germanio o de silicio será mayor que la de la correspondiente materia sólida, mientras que p.ej. las densidades de los metales sólidos de aluminio, cobre, hierro, fundición gris o aleaciones de aluminio y silicio serán mayores que las de las fases líquidas correspondientes. El último caso es el más corriente. Existen algunas fases líquidas de metales en las que al aumentar la temperatura por encima del punto de fusión pasan por máximos de densidad al igual que el caso conocido del agua. - La variación de la densidad en función de la temperatura viene determinada por otra magnitud característica: el coeficiente de dilatación térmica. Este se indica en la fig. 47 para varios materiales y generalmente es más pequeño para materiales cerámicos que para metales y materiales polímeros. El coeficiente de dilatación térmica (α_t) de un material está definido como el factor de proporcionalidad entre su variación de volumen (δV) con respecto a la variación

de temperatura (δT) a presión y composición constantes y a su volumen inicial (V_0):

$$\left(\frac{\delta V}{\delta T}\right)_{p.c.} = \alpha_t \cdot V_0 \quad (52a)$$

$$\alpha_t = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\delta V}{\delta T}\right)_{p.c.} \quad (52b)$$

Suponiendo que no exista ninguna variación del coeficiente de dilatación térmica con la temperatura sobre pequeños intervalos de temperatura ($\Delta T = T - T_0$), por integración a partir de la ec. 52 se tiene

$$\int_{T_0}^T \alpha_t dT = \int_{V_0}^V \frac{dV}{V_0} \quad (53a)$$

$$V = V_0 (1 + \alpha_t \Delta T) \quad (53b)$$

Con ayuda de la ec. 48, se obtiene de forma aproximada la variación de la densidad en función de la temperatura:

$$\delta T = \frac{\delta_0}{(1 + \alpha_t \Delta T)} \quad (53c)$$

No se dá, para mayores intervalos, la variación del coeficiente de dilatación térmica en función de la temperatura. La dilatación está originada por oscilaciones térmicas de los átomos en las tres dimensiones. Como según la fig. 2 (p. 7) las fuerzas de repulsión crecen más rápidamente con la disminución de la distancia interatómica que las fuerzas de atracción con el aumento de esta distancia, las oscilaciones atómicas originadas térmicamente son asimétricas. Esta asimetría crece al aumentar la temperatura, por lo que las distancias medias de los átomos aumentan: el material se dilata.

Cuando se comienza el estudio en el cero absoluto el coeficiente de dilatación térmica al principio crece con la tercera potencia de la temperatura ($\alpha_t \sim T^3$). A temperaturas más elevadas esta relación se convierte en una proporcionalidad lineal ($\alpha_t \sim T$). Esto es debido a que al principio no todos los grados de libertad de la oscilación están excitados. La explicación a esto la da la teoría cuántica. Por grados de libertad de la oscilación se entiende la posibilidad que tiene el conjunto de la red de oscilar en las tres direcciones del espacio con diferentes frecuencias hasta una frecuencia límite. La temperatura a la cual todos los grados de libertad de la oscilación están excitados es característica de cada material.

Se llama temperatura de Debye (θ) y se encuentra entre 50 y 500 K para la mayoría de los materiales. En la fig. 50 se da de forma general la evolución del coeficiente de dilatación térmica con la temperatura ($T =$ temperatura en K; $\theta =$ temperatura de Debye).

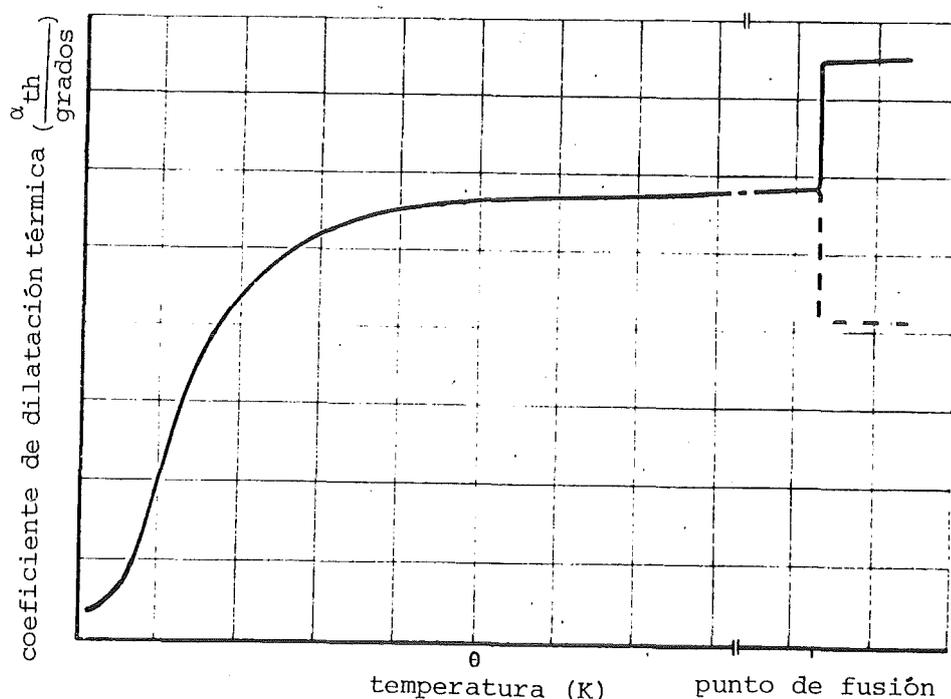


Fig.: 50 Evolución del coeficiente de dilatación térmica con la temperatura.

El coeficiente de dilatación térmica definido según la ec. 52 se refiere a la dilatación volumétrica bajo el efecto de un aumento de la temperatura. En la técnica también se utiliza muchas veces el coeficiente lineal de dilatación térmica. En los materiales isótropos corresponde sencillamente a un tercio del coeficiente de la dilatación volumétrica. En cambio, cuando el material es anisótropo también lo es el coeficiente de dilatación lineal. El grado de anisotropía viene determinado por los parámetros estructurales, en especial por la orientación.

La variación de la densidad en función de la temperatura está originada - a través de la dilatación térmica - por la oscilación asimétrica de los átomos.

Otras magnitudes características también están relacionadas con esta oscilación de los componentes. Así p.ej. el punto de fusión de un material se caracteriza porque sus componentes no oscilan alrededor de un punto quasiestacionario. Permanecen ligados entre sí por fuerzas de atracción, pero pueden moverse quasi-libremente en la fase líquida. En el punto de ebullición se anulan las fuerzas de enlace todavía existentes. Por ello hay que suponer que existe una relación entre el coeficiente de dilatación térmica y los puntos de fusión (T_S) de los materiales (1ª regla de Grüneisen) que para los metales puede describirse de forma aproximada por la ecuación

$$\alpha_{t \text{ lin}} = \frac{2 \cdot 10^{-2}}{T_S} \quad (54a)$$

y para materiales cerámicos por la ecuación

$$\alpha_{t \text{ lin}} = \frac{3,8 \cdot 10^{-2}}{T_S} - 7 \cdot 10^{-6} \quad (54b)$$

En la fig. 51 se han representado las curvas de estas ecuaciones donde se han medido los coeficientes de dilatación térmica lineales de materiales metálicos y cerámicos.

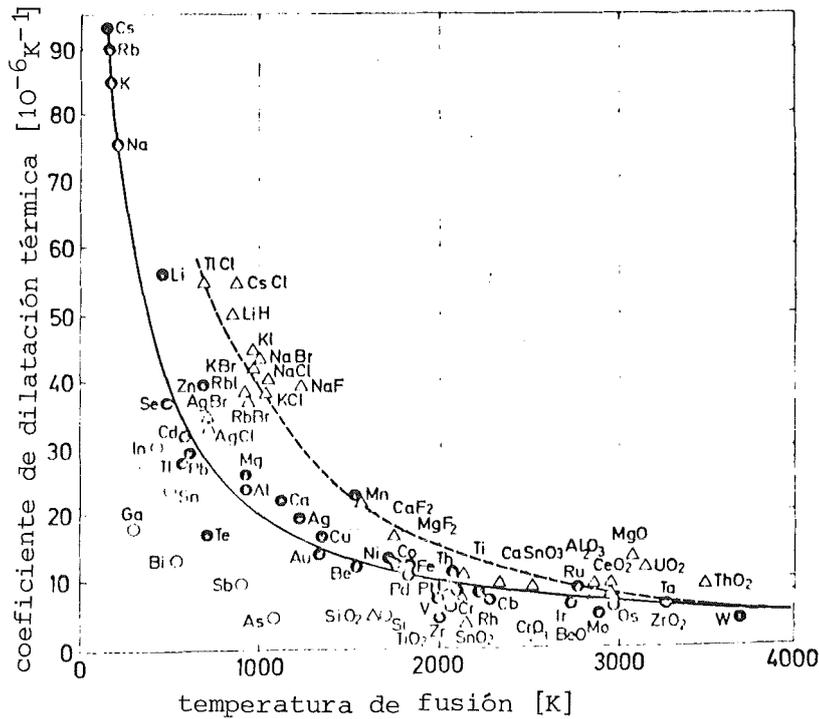


Fig. 51 Relación entre el coeficiente de dilatación térmica lineal y el punto de fusión para metales (O) y materiales cerámicos (Δ).

En el caso de materiales polímeros el punto de fusión generalmente no está determinado de forma unívoca como punto fijo de la temperatura. El abandono del estado estacionario por los componentes se realiza de forma quasicontinua sobre un intervalo determinado de temperatura. Su comienzo se llama punto de ablandamiento. Los puntos de ablandamiento de los materiales polímeros crecen con sus pesos moleculares.

3.2.2 Capacidad calorífica

La cantidad de calor necesaria para calentar un material 1 grado es su capacidad calorífica (C_K). La capacidad calorífica es proporcional a la masa (M) del material

$$C_K = c \cdot M \tag{55}$$

El factor de proporcionalidad (c) corresponde a la cantidad de calor referida a la unidad de masa y se llama calor especí-

fico, calor molar o atómico, según que la masa esté dada en gramos, moles o átomos-gramos respectivamente.

El calor específico es por consiguiente aquella cantidad de calor (dQ) que se necesita para calentar 1 gramo de un material, un grado. Se llama calor molar o calor atómico aquella cantidad de calor que se necesita para calentar 1 grado a 1 mol o 1 átomo-gramo respectivamente.

Si se aporta a un mol de un material una cierta cantidad de calor (dQ) a presión constante, la entalpía (ΔH) de este aumenta. A partir de aquí se obtiene el calor molar a presión constante (c_P)

$$\left(\frac{dQ}{dT}\right)_P = \left(\frac{d\Delta H}{dT}\right)_P = c_P \quad (56)$$

Igualmente aportando calor a presión constante se obtiene el calor molar a volumen constante (c_V). Los dos calores molares están relacionados entre sí por la relación de Nernst-Lindemann.

$$c_P - c_V = V_m \alpha^2 K T \approx 0,35 \pm 0,15 \quad (57)$$

(V_m = volumen molar; T = temperatura; α = coeficiente de dilatación; K = módulo de compresión, v.p. 193).

Al igual que el coeficiente de dilatación la capacidad calorífica tiene su origen también en las oscilaciones de los componentes del material. Por principio el comportamiento del calor molar en función de la temperatura (fig. 52) es semejante al del coeficiente de dilatación térmica ($c \sim \alpha$, 2ª regla de Grüneisen; véase fig. 50). Debido al empleo de una temperatura homóloga (T/θ , temperatura normalizada, referida a una temperatura fija) la forma de la curva de la fig. 52 vale para todas las materias sólidas - dentro de ciertas desviaciones. La cantidad de calor aportada se distribuye - primeramente de forma asimétrica - sobre los grados de libertad de las oscilaciones (v.p. 110), lo que produce una dependencia del calor molar con

la temperatura proporcional a la tercera potencia de la temperatura ($c \sim T^3$). Por encima de la temperatura de Debye (θ , v.p. 110), la cantidad de calor aportada se distribuye regularmente sobre todos los grados de libertad de las oscilaciones. La evolución del calor molar con la temperatura a presión constante obedece a la función

$$c_p = A + BT + CT^{-2} \quad (58)$$

(A, B, C = constantes específicas del material).

Para muchos elementos sólidos, sobre todo metálicos, el calor molar tiende a un valor límite ($\sim 6,2$ cal/grado mol) lo que significa que hace falta una cantidad de calor constante para calentar 1 grado a 1 mol de dicho material (regla de Dulong - Petit). - En el punto de fusión el calor molar varía de modo discontinuo. Su variación en función de la temperatura para el estado de agregación líquido depende del material. El calor molar de muchos líquidos de elementos metálicos disminuye con la temperatura. En el caso de compuestos cerámicos muchas veces tiene un coeficiente de temperatura positivo.

Para compuestos sólidos como p.ej. compuestos intermetálicos o materiales cerámicos el calor molar a presión constante se compone en primera aproximación según la regla de Neumann - Kopp por adición de los calores molares de sus elementos, utilizando los valores medios siguientes:

elemento	metales	B	C	Cl	F	H	N	O	P	S	Si
c_p	6,2	2,8	1,8	6,5	5	2,4	6,6	4	5,4	5,4	3,8

Ejemplo: calor molar $Fe_3C = 3 \cdot 6,2 + 1,8 \sim 21$ cal/grado mol.

Con esta regla se obtiene al mismo tiempo una indicación sobre la variación del calor molar de un material monofásico en función de la concentración de sus componentes o elementos. Por

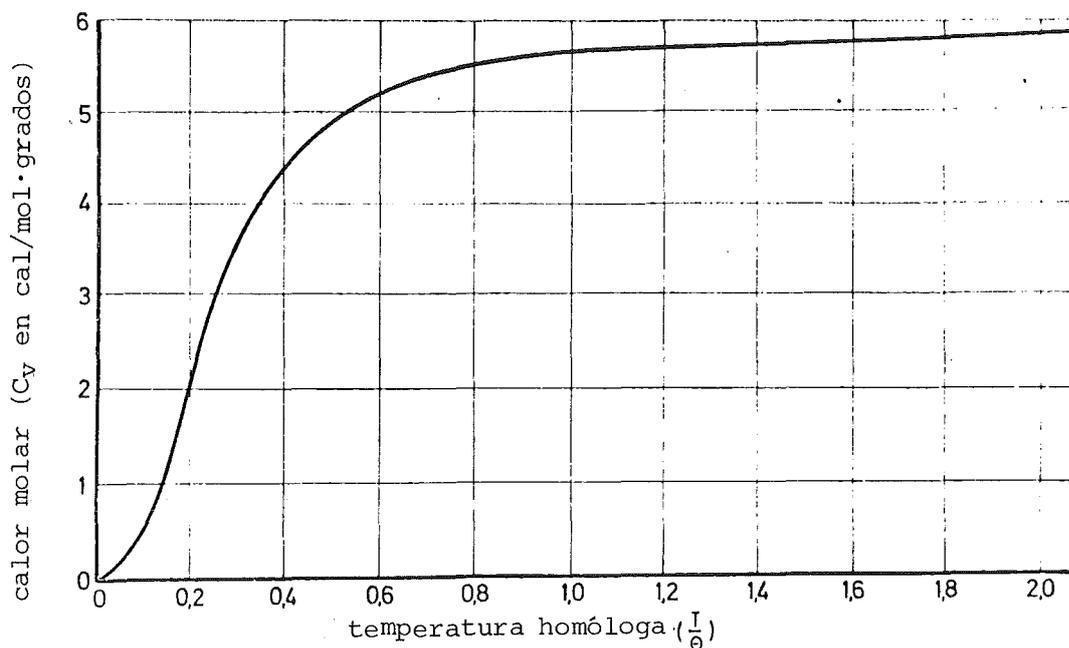


Fig. 52 Variación del calor molar en función de la temperatura

lo tanto el calor molar a presión constante es la adición de los calores molares de sus componentes, es decir varía linealmente con la concentración de los componentes, dada ésta en porcentajes atómicos o molares!

Hay que señalar que estas reglas son realmente estimaciones. Los valores estimados pueden discrepar del valor real del calor específico molar. - El calor molar (c_p) de un material bifásico (α, β) se obtiene a partir de los calores molares de las fases ($c_{p\alpha}, c_{p\beta}$) y de los porcentajes molares (X_α, X_β) de éstas

$$c_p = X_\alpha c_{p\alpha} + X_\beta c_{p\beta} = \sum X_i c_{pi} \quad (59)$$

es decir varía linealmente con la concentración - en porcentajes molares - de las fases y se obtiene por adición de los calores molares.

3.2.3 Calores latentes

Al variar las condiciones de estado de un material varía su contenido en energía. Habíamos mostrado al hablar del coeficiente de dilatación térmica que aumentos de temperatura dan lugar a oscilaciones más intensas de los componentes las cuales a las temperaturas características, a saber, los puntos de transformación de fase, el punto de fusión o de ablandamiento y el punto de ebullición, conducen a transformaciones de la fase y a cambios del estado de agregación. El punto de fusión de un material es aquella temperatura a la cual sus componentes abandonan su posición estacionaria (p. 111). Pasan al estado de agregación líquido y pueden moverse quasilibrementemente en la fase líquida. Para que esta transición sea posible hay que aportar energía al material. De este modo se relajan los enlaces entre los componentes. Esta energía se llama entalpía de fusión (ΔH_g). Generalmente esta energía es aportada al material en forma de calor. Debido a esto, la cantidad de calor que es necesaria para transformar una unidad de masa (gramo, mol) de un material desde el estado de agregación sólido al estado líquido se la llama calor de fusión.

El calor de fusión es una magnitud termoquímica característica y forma parte del grupo de los calores latentes. Los calores latentes son los que intercambia un sistema termoquímico con su entorno sin que cambie su temperatura (fig. 53). Son entonces aquellas energías que se transforman durante la formación, variación o disociación de los enlaces entre los componentes.

Los calores latentes aparecen en el caso de cambio del estado de agregación y en las transformaciones de fase (v. fig. 53) denominándoseles como sigue:

- calor de transformación = cantidad de calor transformada durante un cambio de fase en el estado sólido

- calor de fusión o de solidificación = cantidad de calor transformada durante la transición del estado de agregación sólido al estado líquido o viceversa
- calor de vaporización = cantidad de calor transformada durante la transición del estado de agregación sólido o líquido al estado gaseoso
- calor de condensación = cantidad de calor transformada durante la transición del estado gaseoso al estado líquido
- calor de sublimación = cantidad de calor transformada durante la transición del estado de agregación gaseosa al estado sólido.

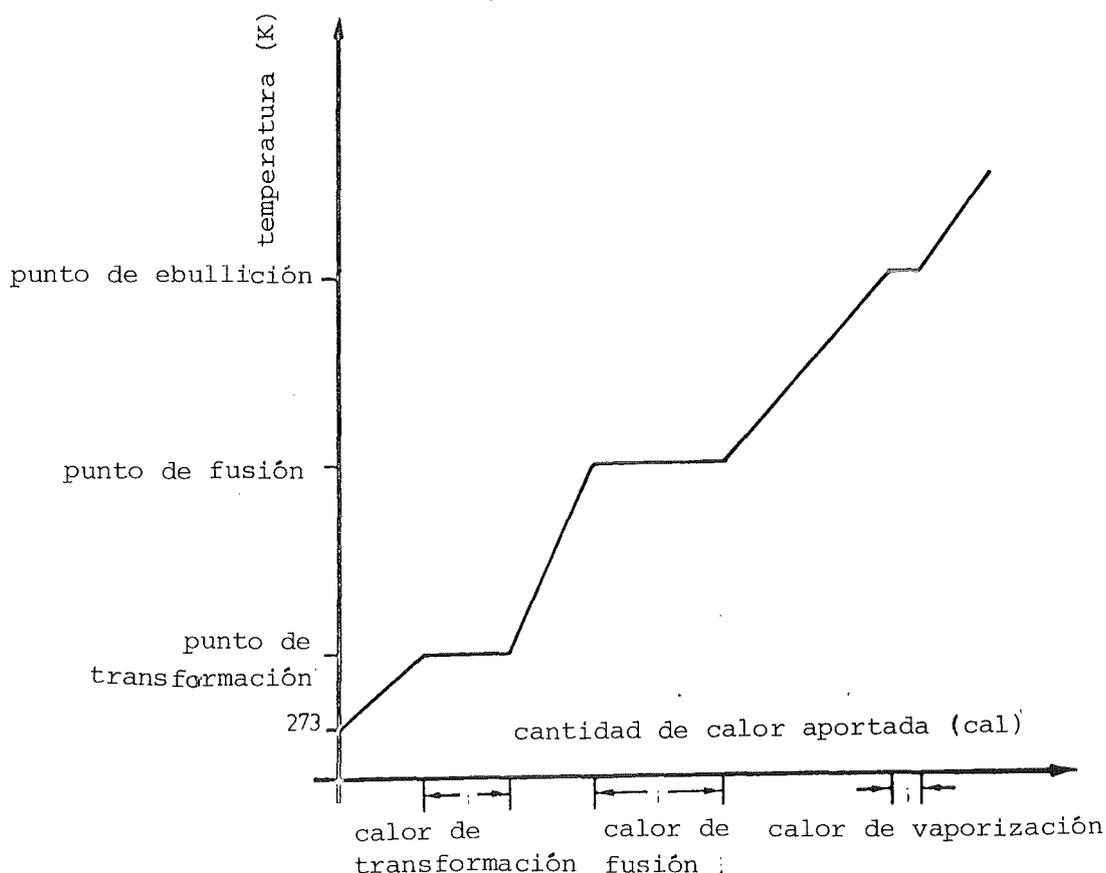


Fig. 53 Calores latentes

Los calores latentes están siempre ligados a un estado en el que coexisten dos fases:

- dos fases sólidas en el calor de transformación
- sólido y líquido en el calor de fusión o de solidificación
- líquido y vapor en el calor de vaporización o de condensación
- sólido y vapor en el calor de sublimación.

El calor de vaporización (de condensación) disminuye al aumentar la temperatura, el calor de fusión (de solidificación) generalmente varía poco con la temperatura. La suma de estos dos calores latentes nos dá el calor de sublimación

$$\Delta Q_p \text{ sublimarse} = \Delta Q_p \text{ solidificarse} + \Delta Q_p \text{ condensarse} \quad (60)$$

Como todos los calores latentes están directamente relacionados con la cohesión de los componentes de un material, esta cohesión tendría que ser más fuerte cuanto más elevado sea el punto de fusión. Por consiguiente el calor de fusión empleado tendría que ser mayor cuanto más elevado fuese el punto de fusión. En realidad para muchos materiales es válida la regla de Richards según la cual el cociente entre el calor de fusión y del punto de fusión es aproximadamente constante:

$$\frac{\Delta Q_p \text{ fusión}}{T_S} \approx \text{const.} \quad (61)$$

En la fig. 54 se representa esta relación para diferentes materias cerámicas con red cúbica ($\frac{\Delta Q_p \text{ fusión}}{T_S} = 5,25 \text{ cal/mol}\cdot\text{K}$).

Mediante las electronegatividades (p. 12) en la fig. 54 se han estimado las posibles fracciones de enlace iónico de las materias apuntadas (● < 40%; ▲ 40-60%; x > 60% de enlace iónico). No existen discrepancias sistemáticas con la regla de Richards causadas por la fracción de enlace iónico.

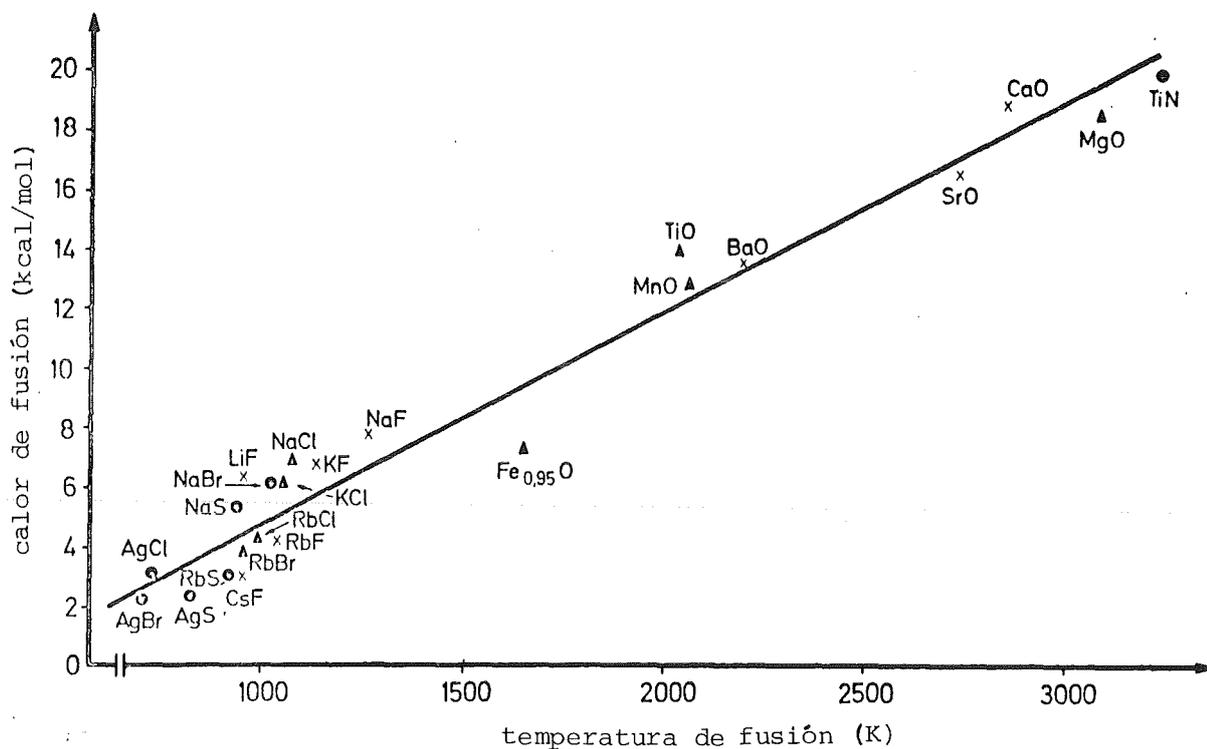


Fig. 54 Regla de Richards para materias cerámicas

Análoga a la regla de Richards para el calor de fusión es la regla de Pictet-Trouton para el calor de vaporización (ΔQ_p evaporarse)

$$\frac{\Delta Q_p \text{ evaporarse}}{T_V} \approx \text{const.} \quad (62)$$

(T_V = punto de ebullición en K).

La constante que figura en la ec. 62 para la evaporación es aproximadamente 2 órdenes de magnitud inferior (p.ej. $\approx 0,021$ cal/mol·K para fases líquidas o líquidos que no se asocian ni en el estado líquido ni en el de vapor) a la que se tiene para la fusión según la ec. 61.

Según se refiera el calor latente a la unidad de peso, volumen o molar, variará para un material polifásico - p.ej. bifásico

(ΔQ_p) - linealmente con la concentración en peso, volumen o molar de sus fases (c_α, c_β)

$$\Delta Q_p = c_\alpha \Delta Q_{p\alpha} + c_\beta \Delta Q_{p\beta} \quad (63)$$

3.2.4 Presión de vapor

Los materiales pueden pasar por evaporación al estado gaseoso. Cuando se calienta un material en un recipiente cerrado (sistema termoquímico cerrado), se tendrá equilibrio solamente cuando se sublimen (sobre el sólido) o se condensan (sobre el líquido) el mismo número de átomos por unidad de tiempo que los que se evaporan. La presión exterior total se compone de la presión de la "atmósfera de gas extraño" que existe sobre el material y de la presión de vapor típica. Esta presión de vapor es una magnitud específica característica - generalmente parcial, debido a la mezcla con el gas extraño - que depende de las condiciones de estado y se llama presión de fusión a la temperatura de fusión, y presión de vapor de saturación a la temperatura de sublimación.

La presión de equilibrio del vapor es generalmente tan pequeña en los materiales que éstos como sistemas termoquímicos abiertos - en los que las presiones de vapor de equilibrio no pueden alcanzarse porque la presión permanece constante - sólo se evaporan totalmente poco a poco y a temperaturas elevadas.

La variación de la presión de vapor (p_S) en función de la temperatura viene dada por la ecuación de Clausius-Clapayron:

$$\left(\frac{dp_S}{dT}\right) = \frac{\Delta Q_p}{T \Delta V} \quad (64)$$

(p_S = presión de vapor de equilibrio; T = temperatura; ΔQ_p = calor de vaporización; $\Delta V = V_2 - V_1$ = variación del volumen por mol de material evaporado).

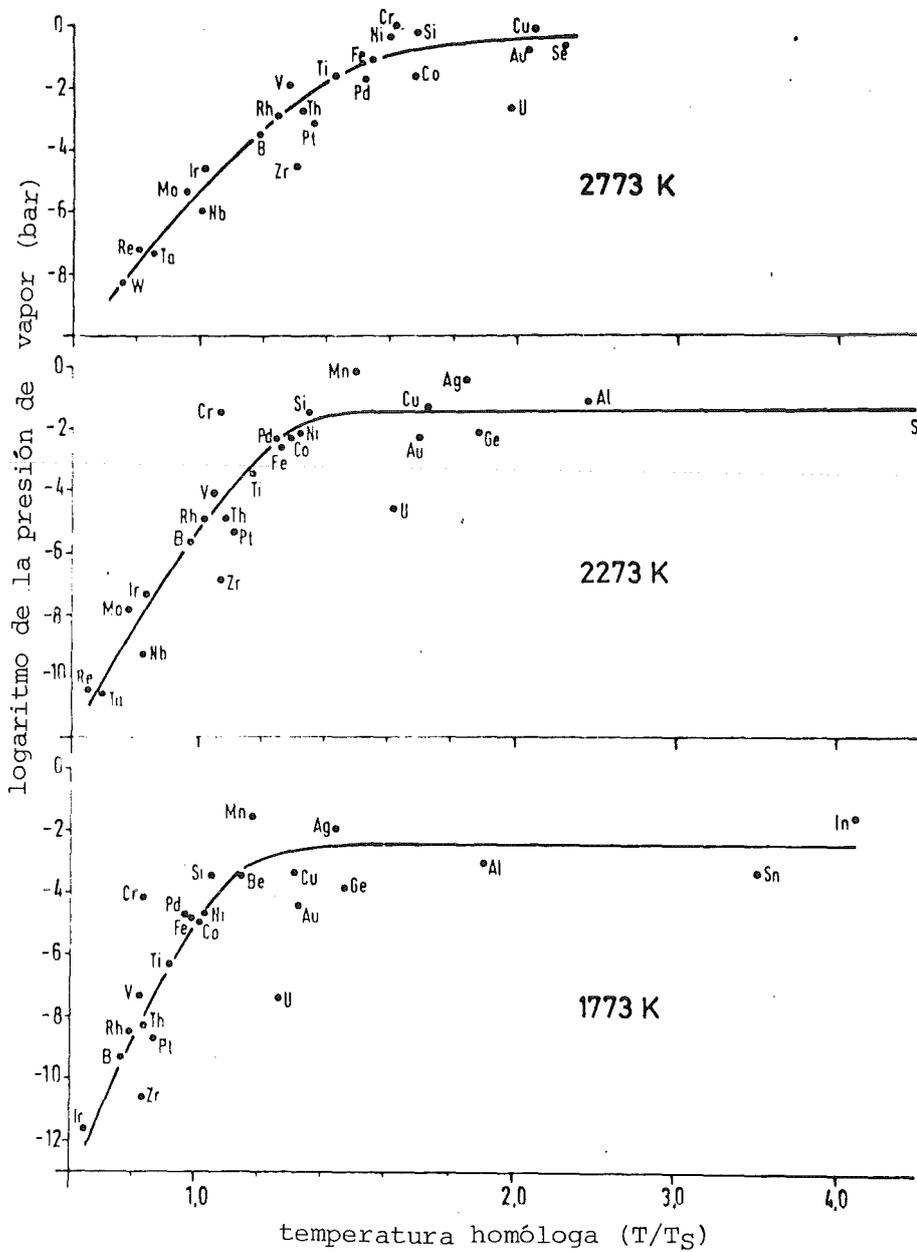


Fig. 55 Presiones de vapor de metales a diferentes temperaturas en función de la temperatura homóloga $\left(\frac{\text{temperatura efectiva } T}{\text{temperatura de fusión } T_s}\right)$

Como en el lado derecho de la ec. 64 se encuentran únicamente términos positivos, la presión de vapor de equilibrio siempre aumenta al crecer la temperatura.

Habíamos mencionado en las p. 103, 104 que la propiedad común de las magnitudes termoquímicas características consiste en que están directamente relacionadas con el enlace entre los componentes de un material. Para la densidad y la dilatación térmica respectivamente esto se mostró en la fig. 51, para los calores latentes tuvimos el ejemplo del calor de fusión de la fig. 54. Por consiguiente tendría que existir también una relación análoga entre la presión de vapor y el enlace entre los componentes. Como un fuerte enlace se traduce en puntos de fusión elevados, la presión de vapor de los metales a temperatura constante tendría que descender con el punto de fusión de éstos, porque la evaporación de los átomos disminuye a medida que el enlace es más fuerte. En la fig. 55 se da esta relación para tres temperaturas y un gran número de metales. A estas temperaturas, referidas al correspondiente punto de fusión del metal se ha aplicado el logaritmo de la presión de vapor. La figura muestra que la presión de vapor es tanto más pequeña cuanto mayor es el punto de fusión del metal.

3.2.5 Entalpías libres y energías de las superficies límites

Como hemos comentado ya al hablar de la estructura de los materiales, la entalpía libre de un material comprende la de sus fases y la de sus superficies límites. Ya que no se conocen los contenidos absolutos en energía, el estudio de entalpías libres solo puede referirse a comparaciones de diferentes estados y a sus diferencias de entalpías libres.

Por ello se distingue entre:

- entalpía libre de formación: diferencia de entalpía libre en la formación de un compuesto por reacción química, exclusivamente a partir de sus elementos

- entalpía libre de reacción: diferencia de entalpía libre en la formación de nuevos compuestos por reacción química, a partir de elementos y compuestos ya presentes
- entalpía libre de solución: diferencia de entalpía libre en la formación de fases por formación de solución a partir de varios componentes.

Los compuestos como p.ej. los materiales cerámicos se componen de varios elementos. Pueden formarse siempre y cuando su energía o entalpía interna sea menor que la de todos sus elementos en el estado no ligado (principio energético, v.p. 43). El que un compuesto sea muy estable o no, puede estimarse a partir de su entalpía de formación. La entalpía libre de formación (ΔG^f) de un material integrado por un compuesto (p.ej. $A_2 B_3$) es aquella energía que se libera (signo negativo) o se consume (signo positivo) durante su formación a partir de los elementos (p.ej. A y B).



Como balance energético se tiene la entalpía libre de formación a partir de esta ecuación:

$$\Delta G_{A_2B_3}^f = 1G_{A_2B_3} - 2G_A - 3G_B \quad (66)$$

($\Delta G_{A_2B_3}^f$ = entalpía libre de formación; $G_{A_2B_3}, G_A, G_B$ = entalpías libres; 1, 2, 3... n = número de moles de las materias A_2B_3, A, B). Según el principio energético el compuesto se forma sin participación de fuerza exterior, solamente en el caso de que la entalpía libre de formación sea negativa, es decir solamente cuando se libera energía en la formación del compuesto.

Cuando un compuesto (A_2, B_3) se pone en contacto con otro elemento (C) y cuando es posible otra combinación entre éste (C) y un elemento del compuesto (p.ej. A) (p.ej. $A_2 C_5$) cuya ental-

pía libre de formación es mayor que la del compuesto presente, tiene lugar la reacción:

Según la ecuación 66 se puede escribir

$$1\Delta G_{A_2B_3}^f + 2G_A + 3G_B = G_{A_2B_3} \quad (66a)$$

y con



tenemos:

$$1\Delta G_{A_2C_5}^f + 2G_A + \Delta G_C = G_{A_2C_5} \quad (67a)$$

y para la reacción dada por la ecuación 67 resulta:

$$\Delta G^r = G_{A_2B_3} + 5G_C - G_{A_2C_5} - 3G_B = \Delta G_{A_2B_3}^f - \Delta G_{A_2C_5}^f \quad (68)$$

Cuando la parte derecha de la ecuación 68 es negativa, tiene lugar una reacción espontánea a favor del nuevo compuesto (A_2C_5). La diferencia entre las entalpías libres de formación de los compuestos presentes ($\Delta G_{A_2B_3}^f$) y de los posibles ($\Delta G_{A_2C_5}^f$) es la entalpía libre de reacción (ΔG^r) de ellos. Nos da información sobre si en una mezcla de material es de esperar o no una reacción.

Cuando en la interacción entre los componentes de una mezcla de material no se trata de una reacción química, sino de la formación de una solución, entonces por analogía se habla de entalpía libre de solución.

La variación de la entalpía libre de formación en función de la temperatura se determina de forma aproximada a partir de los

calores molares. Las ecuaciones de aproximación de las entalpías libres de formación tienen la misma forma que la ec. 40r (p. 76) y se encuentran tabuladas. La fig. 56 muestra una de estas tablas para algunos hidruros.

Compuesto	$\Delta G = A + BT$ (cal)		Intervalo de temperatura (K)
	A	B	
LiH	- 21500	- 16,6	298 - 950
PH ₃	+ 4100	- 27	139 - 186
SbH ₃	+ 34600	- 2,1	182 - 255
UH ₃	- 30700	- 43,6	298 - 900
ZrH ₂	- 38900	- 32,1	298 - 961

Fig. 56 Entalpías libres de formación en función de la temperatura

Se ha hablado ya de la aplicación de la entalpía libre de formación y de reacción respectivamente para determinar productos de reacción estables en función de la temperatura y concentración de los componentes (p. 75).

Al hablar de los equilibrios de las superficies límites (p. 66) se mostró que las superficies límites se distinguen energéticamente del material compacto porque los átomos de las superficies límites están sometidos a fuerzas de enlace asimétricas. El alcance de esta asimetría así como la intensidad de las fuerzas de enlace determinan las energías de superficie límite que caracterizan a un material en calidad de energía específica de superficie, de límite de fase o de borde de grano y que por ello son magnitudes características. Cuanto más grande son las fuerzas de enlace de un material, tanto más elevado es su punto de fusión. Por esto, al igual que en otras propiedades termodinámicas, son de esperar correlaciones entre el punto de fusión y la energía de superficie de una fase líquida de un material o de un material sólido respectivamente (v. las fig. 51, 54, 55).

En la fig. 57 se ha representado la relación entre el punto de fusión y la energía de superficie del metal líquido a la temperatura de fusión para el caso de materiales metálicos.

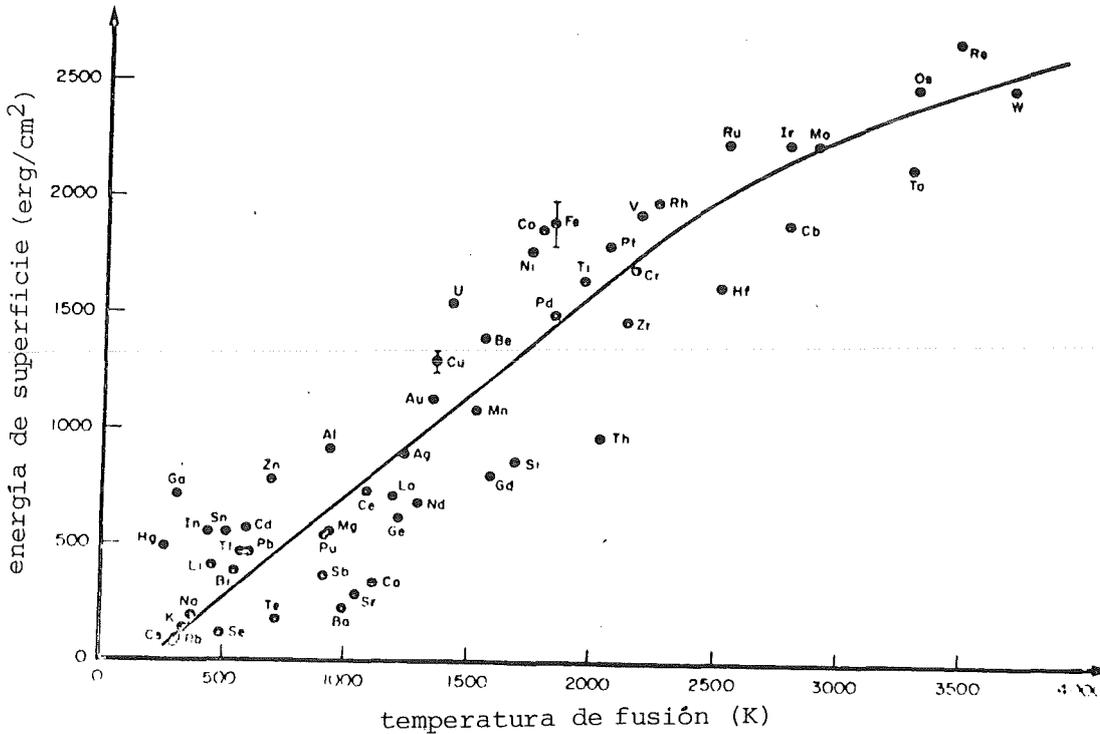


Fig. 57 Energías de superficie de metales líquidos en el punto de fusión (según B.C. Allen)

Las energías específicas de superficies de materiales sólidos se obtienen de forma aproximada mediante la relación

$$\gamma_{FG} (T_S) \approx 1,1 \cdot \gamma_{GS} (T_S) \quad (69)$$

Los valores así estimados son solamente válidos en la zona de la temperatura de fusión. Las funciones de la temperatura de las energías específicas de superficies $[\gamma_{GS} (T)]$ de los materiales líquidos pueden establecerse aproximadamente según la regla de Eoetvos - modificada. Por ejemplo para las fases líquidas cerámicas se tiene

$$\gamma_{GS} = \frac{2,1 \cdot (6,6 T_S - T)}{3 \sqrt{(M/\rho_T)^2}} \quad (70)$$

y para las fases líquidas metálicas

$$\gamma_{GS} = \frac{0,64 (6,6 T_S - T)}{3 \sqrt{(M/\rho_T)^2}} \quad (71)$$

De la fig. 58 pueden deducirse los puntos de fusión (T_S), los pesos moleculares y atómicos (M) y las densidades de la fase líquida (ρ_T) a la temperatura efectiva (T) que se necesita para evaluar las energías específicas de superficies (γ_{GS}) de fases líquidas metálicas según la ec. 71. La fig. 59 contiene las funciones de temperatura de las energías de superficie de algunas fases líquidas metálicas y cerámicas. - Debido a la anisotropía de las energías superficiales de los materiales cristalinos en diferentes planos cristalinos y a la influencia de la fase gaseosa sobre la energía superficial las energías superficiales calculables mediante estas funciones son valores aproximados con una gran dispersión.

Las energías de los bordes de grano pueden estimarse de forma aproximada a partir de las energías superficiales de materias sólidas - p.ej. para las materias que se encuentran en la fig. 59 - utilizando las siguientes relaciones

para las fases metálicas en la zona de temperatura $0 < T < T_S$

$$\gamma_{mm} \sim 0,33 \cdot \gamma_{FG} \quad (72)$$

y para las fases cerámicas en la zona de temperatura $0 < T < T_S$

$$\gamma_{kk} \sim 0,5 \cdot \gamma_{FG} \quad (73)$$

(γ_{kk} = energía del borde de grano de cristalitas cerámicas;
 γ_{mm} = energía del borde de grano de cristalitas metálicas;
 γ_{FG} = energía superficial de un sólido).

metal	peso atómico (g)	punto de fusión (K)	densidad a la temp. efectiva (g/cm ³)	
			$\rho_T \approx \rho_S (1+a[T - T_S])$ (densidad del líquido a T) [g/cm ³]	a [10 ⁻⁶ /K]
Ag	107.870	1234	9,33	- 97
Al	26.9815	933	2,38	-119
Au	196.967	1336	17,29	- 70
Ba	137.34	987	3,32	- 83
Be	9.0122	1550	1,69	- 69
Bi	208.980	544	10,07	-125
Ca	40.08	1111	1,37	-162
Cd	112.40	544	8,02	-134
Ce	140.12	1068	6,69	- 34
Co	58.933	1768	7,57	-160
Cr	51.996	2148	6,46	-
Cs	132.905	302	1,84	-283
Cu	63.54	1356	7,99	-100
Fe	55.847	1809	7,01	-119
Ga	69.72	303	6,09	-100
Gd	157.25	1585	7,14	-
Ge	72.59	1210	5,49	- 94
Hg	200.59	235	13,70	-174
Hf	178.49	2495	12,0	-
Ho	164.930	1734	-	-
In	114.82	423	7,03	-115
Jr	192.2	2787	20,0	-
K	39.102	337	0,823	-268
La	138.91	1193	5,95	- 40
Li	6.939	381	0.513	-164
Mg	24.312	923	1,59	-167
Mn	54.938	1518	5,73	-127
Mo	95.94	2883	9,35	-
Na	22.9898	371	0.926	-237
Nb	92.906	2688	7,83	-
Nd	144.24	1297	6,68	- 79
Ni	58.71	1726	7,77	-142
Os	190.2	2973	20.1	-
Pb	207.19	600	10,68	-123
Pd	106.4	1825	10,52	-121
Pt	195.09	2042	18,91	-153
Pu	94.239	910	16,65	- 91
Rb	85.47	312	1,47	-272
Re	186.2	3443	18,7	-
Rh	102.905	2233	11,1	-
Ru	101.07	2239	10,9	-
Sb	121.75	903	6.48	- 85
Se	78.96	480	4,01	-274
Si	28.086	1683	2.52	-145
Sn	118.69	505	7,00	- 88
Sr	87.62	1047	2,38	-110
Ta	180.948	3269	15,0	-
Te	127.60	722	5,80	- 96
Th	232.038	2023	10,5	-
Ti	47.90	1941	4,11	-170
Tl	204.37	576	11.29	-115
U	238.04	1405	17,9	- 58
V	50.942	2173	5,75	-
W	183.85	3683	17.5	-
Zn	65.37	692	6,57	-177
Zr	91.22	2125	6,06	-

fig. 58 Pesos atómicos, puntos de fusión y densidades de líquidos de metales

material	$\gamma_{FC}(T) = a + bT \text{ (erg/cm}^2\text{)}$		intervalo de temp. < punto de fusión (K)
	a	b	
Ag	390	+ 0,75	< 1233
Au	1837	- 1,75	< 1336
Cr	3310	- 0,55	< 2148
Cu	2161	- 0,35	< 1356
$\delta\text{-Fe}$	14211	- 8,2	1683 < T < 1809
Mo	2502	- 0,21	< 2883
Nb	3614	- 0,6	< 2688
Ni	4323	- 1,65	< 1726
Pt	4680	- 1,48	< 2042
Sn	4637	- 8,1	< 505
W	0937	- 2,7	< 3683
Al_2O_3	1200	- 0,232	< 2323
BeO	2400	- 0,357	< 2820
$\text{CaCO}_3 \cdot \text{MgCO}_3$	2570	- 0,510	
CaO	2200	- 0,318	< 2903
Cr_2O_3	925	- 0,200	< 2553
FeO	2440	- 0,174	< 1693
Fe_2O_3	870	- 0,174	< 1843
$\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{CaO}$	2520	- 0,504	
MgO	2600	- 0,496	< 3223
$\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$	3000	- 0,577	< 2408
NaCl	408	- 0,156	< 1074
$\beta\text{-SiC}$	3000	- 0,546	< 3100
SiO_2	616	- 0,175	< 1708
VO_2	1538	- 0,370	< 3153
TiO_2	800	- 0,167	< 2113
material	$\gamma_{GS}(T) = a \left(1 - \frac{T_S - T}{b}\right)^{1,2} \text{ (erg / cm}^2\text{)}$		intervalo de temperatura > punto de fusión (T_S en K)
	a	b	
Al_2O_3	1144	5180	2325
BiCl_3	142	1155	544
CdCl_2	95	5507	875
CsF	188	2570	957
CaJ	151	2600	894
CaNO_3	160	1861	687
FeO	1562	5170	1693
KBO_2	171	7308	1219
KCL	177	2606	1049
KJ	195	1826	954-996
KPO_3	236	4020	1093
LiBO_3	338	6037	1118
LiCl	209	3126	886
LiNO_3	189	1686	527
LiNO_4	298	5392	1125
MgO	1387	5470	3073
NaCl	199	2159	1074
P_2O_5	62	3529	373
SiO_2	657	4800	1983
SnCl_2	163	1658	580

fig. 59 Funciones de temperatura de las energías superficiales de sólidos metálicos y cerámicos (arriba) y de líquidos cerámicos (abajo)

En las funciones de temperatura de las energías de los límites de fase hay que distinguir dos intervalos: aquel que se extiende hasta el punto de fusión de la fase con punto de fusión más bajo y aquel que se encuentra por encima de este punto de fusión. En el primer intervalo de temperatura se trata de la energía de los límites de fase entre fases sólidas. En la fig. 60 se dan las funciones conocidas de la temperatura de estas energías de superficies límites entre una fase sólida cerámica y una metálica del sistema UO_2 -metal. - El segundo intervalo de temperatura comprende la energía de superficie límite entre una fase sólida y una fase líquida (energía de mojabilidad). Como ejemplo en este intervalo la fig. 61 indica las funciones de temperatura conocidas de la energía de los límites de fase entre óxidos sólidos y metales líquidos.

sistema	temperatura		energía de superficies límites (J/cm ²)
	T(K)	T/T _S	
UO ₂ -Cr	1773	0.81	1349 ± 100 · 10 ⁻⁷
	2023	0.92	838 ± 90 · 10 ⁻⁷
	2173	0.99	440 ± 27 · 10 ⁻⁷
UO ₂ -Mo	1773	0.61	2910 · 10 ⁻⁷
	2023	0.70	2017 · 10 ⁻⁷
	2173	0.75	1720 · 10 ⁻⁷
UO ₂ -V	1773	0.89	1081 ± 80 · 10 ⁻⁷

fig. 60 Energías de superficies límites entre fases cerámicas sólidas y metales sólidos

En estas funciones sorprende que en el punto de fusión de los metales ($T = T_S$) la energía de los límites de fase entre una fase cerámica sólida especial (UO_2) y cualquier líquido metálico varía solamente dentro de un campo estrecho (p.ej. $1600 \pm 60 \text{ erg/cm}^2$ en el UO_2 metálico; v. fig. 61).

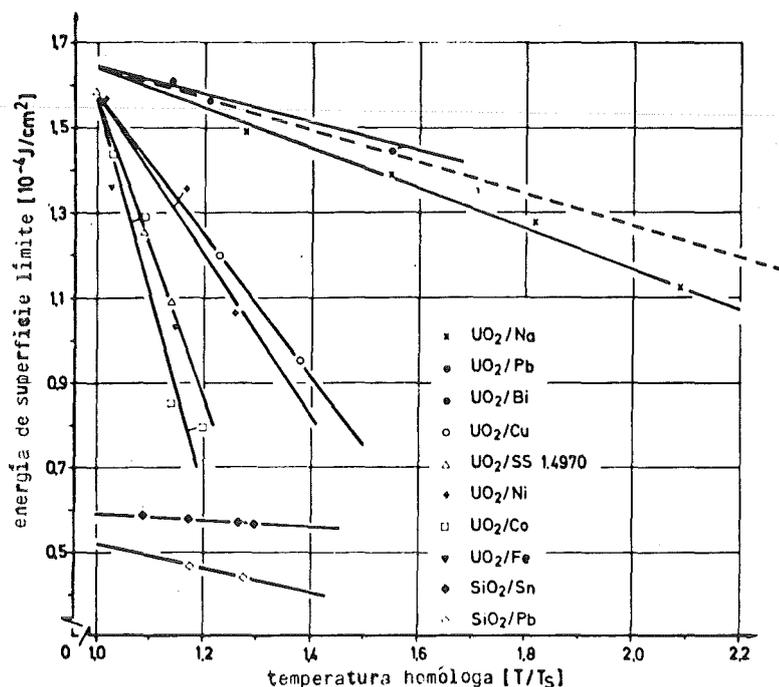


Fig. 61 Energías de superficies límites entre el dióxido de uranio sólido y metales líquidos en función de la temperatura

Mediante las funciones de temperatura de la energía de límites de fase entre fases sólidas cerámicas y metálicas de la fig. 60 así como con las funciones correspondientes de las energías superficiales de las fases sólidas cerámicas y metálicas de la fig. 59 pueden obtenerse p.ej. indicaciones sobre la adhesión en las superficies límites de fases (trabajo de adhesión, p. 71).

3.3 Propiedades de campo

3.3.1 División y conceptos

Al tratar el enlace entre los átomos en el material ya se había mencionado que este enlace es debido a fuerzas de interacción electromagnéticas creadas por electrones libres o ligados (p. 5). Estos electrones son los portadores de una carga eléctrica. La concentración de estos portadores de carga puede ser distinta en las diferentes zonas de un material sólido - o también de los líquidos o gases. Se habla entonces de polos eléctricos o electrodos. La zona con exceso de carga se llama electrodo negativo y la que tiene carga más pequeña electrodo positivo. Entre dichas zonas existe un desequilibrio de carga eléctrica (gradiente de carga eléctrica) y por consiguiente actúa una fuerza entre ellas que tiende a compensar el desequilibrio por medio del desplazamiento de la carga eléctrica. Este desequilibrio se llama campo eléctrico y se representa por líneas eléctricas de campo (líneas de fuerza) (v. fig. 62). Las líneas de campo a través de su densidad y orientación indican la intensidad y dirección de la fuerza que actúa sobre los portadores de carga.

Cuando una carga eléctrica se desplaza en un campo eléctrico o se varía el campo eléctrico modificando el gradiente de carga, aparece un nuevo campo de diferente tipo. Rodea en forma de anillo a un campo eléctrico rectilíneo y ejerce sobre un portador de carga eléctrica una segunda fuerza de orientación diferente (v. fig. 62).

Es perpendicular al campo eléctrico y a la dirección del movimiento del portador de carga. Este nuevo campo se llama campo magnético. Se diferencia del campo eléctrico en que la dirección de las líneas de campo magnético no es idéntica a la dirección de la fuerza que actúa sobre ellas (v. fig. 62).

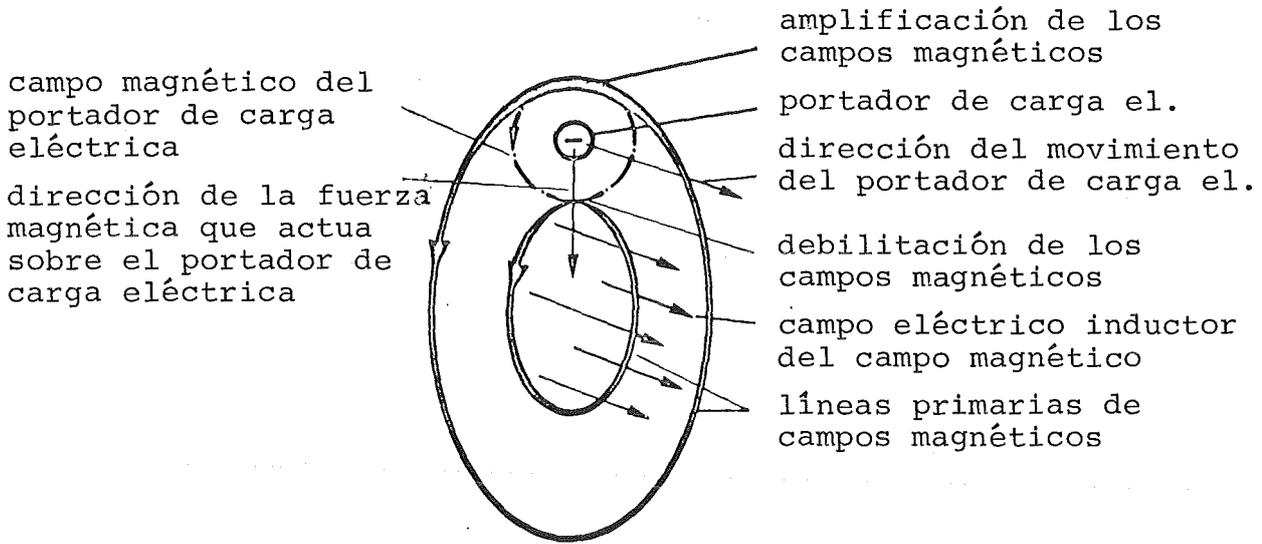


fig. 62 Interacciones electromagnéticas

Los campos magnético y eléctrico están siempre asociados entre sí. Al igual que la variación de un campo eléctrico provoca la creación de un campo magnético, la variación de un campo magnético existente origina un campo eléctrico (electromagnetismo). Cuando un material conductor eléctrico se encuentra en un campo magnético variable se origina en él una corriente eléctrica, es decir se desplazan los portadores de carga eléctrica existentes (inducción).

Los componentes elementales de un material oscilan - con intensidad variable según la temperatura. Cuando entre dos zonas de un material existe una diferencia de temperatura (gradiente de temperatura), actúa entre ellas una fuerza que tiende a compensar esta diferencia por transporte de calor. A esta diferencia se llama campo de temperatura.

Los gradientes de carga eléctrica originan campos eléctricos y magnéticos, los gradientes de temperatura originan campos de temperatura. Los campos pueden aparecer combinados y presentar interacciones entre sí (electromagnetismo, fenómenos termo-eléctricos). Frente a los campos - exteriores o interiores -

de este tipo los materiales tienen un comportamiento análogo cuyas magnitudes características se resumen aquí bajo el concepto de propiedades de campo. Este tipo de campos se caracterizan por su capacidad de traspasar espacios sin materia tales como vacíos.

3.3.2 Magnitudes eléctricas características

En un material pueden existir dos tipos de portadores de carga eléctrica: electrones e iones. La carga de un electrón se llama carga elemental. - Los átomos se transforman en iones cuando en sus capas electrónicas existe un exceso o un defecto de electrones para "neutralizar" la carga positiva del núcleo. - Cuando varios átomos se reúnen en un conjunto - como ocurre en el material - los electrones se encargan del enlace (p. 6). La suma de sus cargas está entonces relacionada con la suma de las cargas positivas de aquellos núcleos cuyos átomos están ligados entre sí. De este modo en lugar de las capas del átomo individual se forman bandas en el sólido (modelo de bandas).

En el enlace metálico los electrones de enlace se mueven quasilibrementemente en el material (p. 7). Cuando en dicho material se produce un campo eléctrico, los electrones quasilibres se mueven dentro de la banda de conductibilidad en la dirección del campo. Transportan carga eléctrica desde un electrodo a otro, el material "conduce" una corriente eléctrica (conducción electrónica).

Muchos materiales tienen enlaces mixtos. La proporción de enlace metálico varía. La banda de conductibilidad tiene una ocupación variable de electrones quasilibres. La conductibilidad electrónica de estos materiales varía de igual forma. Los electrones de los otros tipos de enlace, polares, están "fijos" (localizados) en la banda de valencia (fig. 63).

Aparte de la conductibilidad electrónica existe el transporte de carga eléctrica por iones (conductibilidad iónica). Debido

al tamaño de los iones sólo es posible a través de defectos como p.ej. vacantes e intersticios, y por tanto no es muy importante en los materiales con partes de enlace metálico. Sin embargo en materiales con enlaces polares exclusivamente, es decir en aquellos en que "la banda de conducción está desocupada", la conducción iónica es la única posibilidad de transporte de carga. - Los materiales que conducen bien la corriente eléctrica se llaman conductores eléctricos (esencialmente metales, aunque también están p.ej. los materiales cerámicos de carburo). Estos son prácticamente aquellos materiales que poseen una gran proporción de enlace metálico. Los materiales con una proporción pequeña o nula de enlace metálico en el mejor de los casos conducen de forma poco importante por conducción iónica. Son malos conductores, o aisladores (p.ej. materiales cerámicos de vidrio, materiales polímeros). - Además de los conductores y aisladores hay semiconductores. A bajas temperaturas son malos conductores pero a altas temperaturas alcanzan una buena conductibilidad. Esto ocurre en los materiales cuyos átomos tienen electrones exteriores ligados débilmente al núcleo atómico. A altas temperaturas, es decir con fuertes oscilaciones atómicas, estos electrones pierden la "conexión" con "su" núcleo atómico y se convierten en electrones quasilibres. - La fig. 63 sirve para demostrar gráficamente los tres grupos de materiales con diferente conductibilidad en el modelo de bandas. En el enlace metálico la transición de la banda de valencia a la banda de conducción es continua. Las dos bandas no están separadas por un "intervalo de energía", es decir una zona que no pueda ser ocupada por electrones (zona prohibida, en el cero absoluto límite de Fermi o energía de Fermi $\Delta E - v$. fig. 63), sino que incluso pueden solaparse (fig. 63a). Los electrones de conducción son al mismo tiempo electrones de enlace. En cambio en un aislador existe un gran intervalo de energía entre la banda de conducción y la banda de valencia (fig. 63c). Si un electrón de valencia tuviera que ser "elevado" hasta la banda de conducción, habría que aportarle una enorme cantidad de

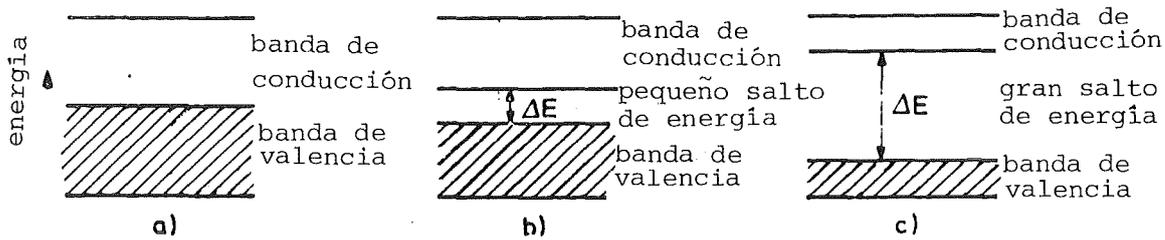


fig. 63 Modelo de bandas

energía. Esta energía es considerablemente inferior para semiconductores (fig. 63). Basta p.ej. la adición de calor a altas temperaturas para hacer saltar a electrones de valencia hasta la banda de conducción. Por esto, a temperaturas elevadas el material se hace conductor (semiconductor intrínseco). - Por adición controlada de átomos (dopado) cuyos electrones exteriores de valencia están ligados más débilmente que los del material inicial puede reducirse el intervalo de energía. En el modelo de bandas estos átomos añadidos "perturban" el espacio entre la banda de conducción y la de valencia, favoreciendo una mejor "semi"-conductibilidad (semiconductores extrínsecos). La semiconducción se presenta en algunos elementos (silicio, germanio), compuestos intermetálicos, materiales cerámicos de óxidos y de sulfuros así como en materiales polímeros.

En los conductores - y semiconductores a altas temperaturas - un campo eléctrico produce una corriente eléctrica. Su intensidad, i.e. la cantidad de electrones (\vec{i}) transportada por unidad de superficie y de tiempo es tanto mayor cuanto más intenso es el gradiente de carga, es decir cuanto mayor es la intensidad de campo (\vec{E}):

$$\vec{i} = \varnothing \cdot \vec{E} \quad (74a)$$

El factor de proporcionalidad de la ecuación de campo 74a caracteriza la conductibilidad eléctrica (\varnothing) de un material y corresponde al valor recíproco de la resistencia eléctrica específica (ρ):

$$\varnothing = \frac{1}{\rho} \quad (74 \text{ b})$$

La resistencia que los materiales oponen al movimiento de los electrones quasilibres - o también al de los iones - se debe a las colisiones que tienen lugar entre los portadores de carga y los componentes de los materiales. Los portadores de carga se reflejan y se dispersan - su movimiento es impedido.

En los materiales aisladores todos los electrones están ligados "fijamente", es decir están localizados en capas y giran sobre éstas alrededor de "su" átomo - o de los núcleos de su molécula. Bajo el efecto de un campo eléctrico no pueden moverse quasilibremente como corriente eléctrica a través del material. Pero tiene lugar un movimiento desigual de los electrones de enlace sobre las capas. En ciertas partes de la órbita este movimiento se retarda, en otras se acelera; es decir las cargas no están uniformemente repartidas sobre las órbitas en el tiempo sino que están desplazadas. A causa de estos desplazamientos de carga en el componente, éste se transforma en dipolo eléctrico - atómico. Los dipolos se forman cuando no coinciden los centros de gravedad de las cargas positivas y negativas - de igual magnitud - en una molécula (fig. 64). Poseen dos polos que se atraen mutuamente. Como todos los dipolos atómicos se modifican bajo el efecto de un campo, todo el material se transforma en dipolo macroscópico (fig. 65). El enlace de estos dipolos en aisladores bajo el efecto de un campo eléctrico se conoce por desplazamiento dieléctrico (\vec{D}) o polarización. Es proporcional a la intensidad del campo:

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (75)$$

El factor de proporcionalidad (ϵ) en la ecuación de campo 75 caracteriza el comportamiento eléctrico de un material no conductor en presencia del campo eléctrico y se llama constante

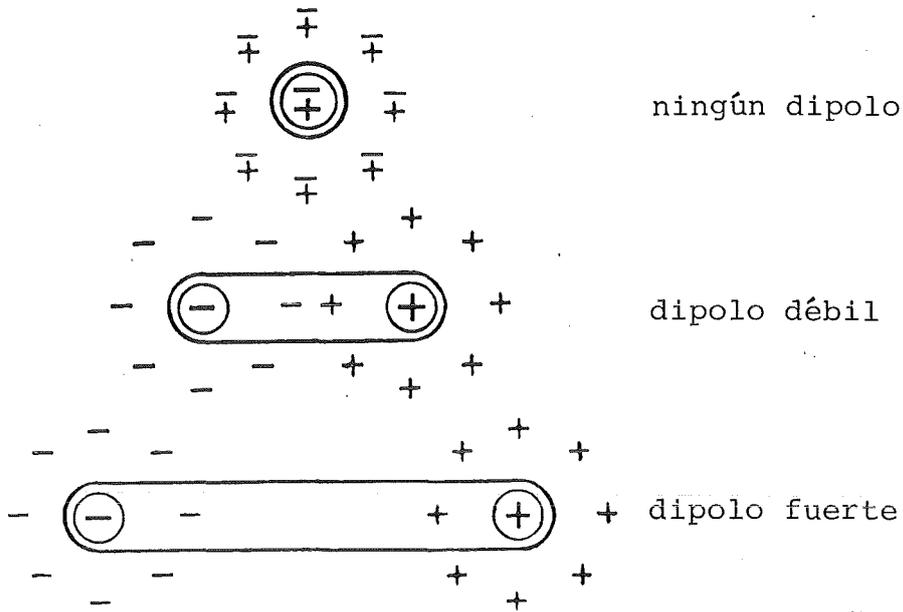


fig. 64 Formación de un dipolo

dieléctrica absoluta (ϵ). En la práctica la constante dieléctrica relativa (ϵ_r) se indica como magnitud característica. La constante dieléctrica relativa es la relación - adimensional -

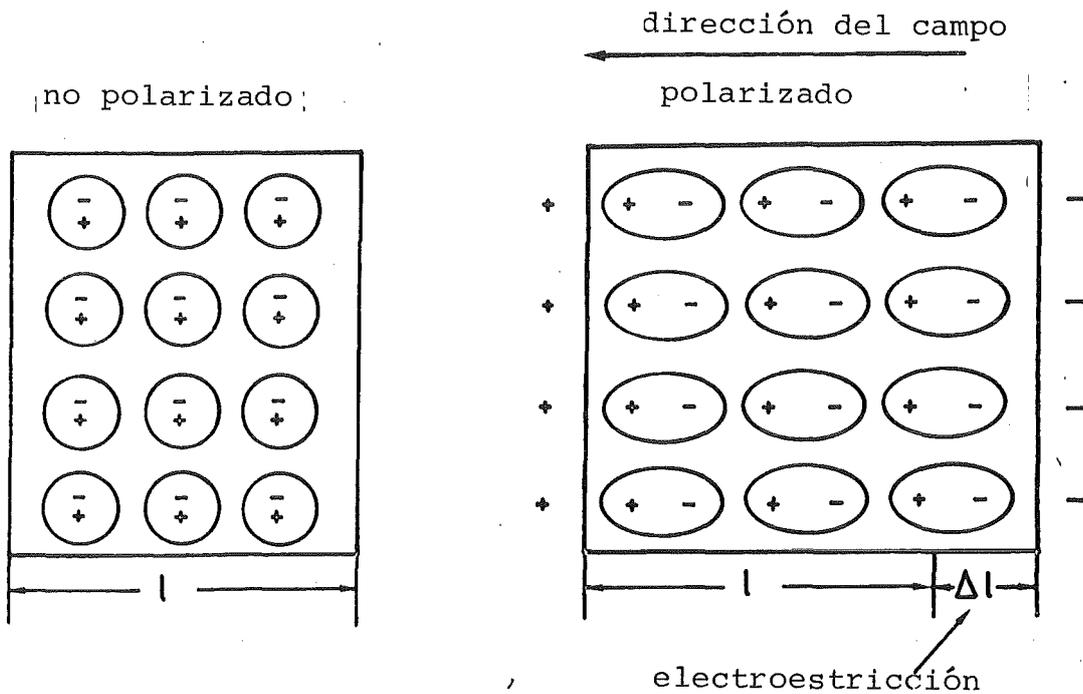


fig. 65 Polarización eléctrica y electrostricción

entre la constante dieléctrica absoluta de un material y la del vacío (ϵ_0)

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (76)$$

Como los electrones de enlace - dispuestos sobre capas - giran alrededor del núcleo de su átomo - o de los núcleos de su molécula - la formación de un dipolo da lugar a una deformación de la capa externa de todos los componentes, lo cual exteriormente conduce a un cambio de las dimensiones del material. Esta electrostricción ocurre con la misma frecuencia con que cambia el campo eléctrico. Inversamente, la deformación mecánica origina un campo eléctrico - medible en algunos materiales cerámicos cristalinos (efecto piezoeléctrico). La piezoelectricidad y la electrostricción se utilizan técnicamente p.ej. para la medición de la presión y en generadores de ultrasonidos (v. p.303).

De las magnitudes características eléctricas, conductibilidad o resistencia eléctrica y constante dieléctrica, la más utilizada en la práctica es la resistencia eléctrica específica. Por esto discutiremos para el caso de la resistencia eléctrica específica - como magnitud representativa de las magnitudes características del campo - las influencias de las magnitudes de estado y de los parámetros de la estructura. Según las ecuaciones de campo 74 y 75, pueden transferirse a la conductibilidad y a la constante dieléctrica, con proporcionalidad inversa.

La variación de la resistencia eléctrica específica en función de la temperatura puede atribuirse a dos causas:

- la dispersión y reflexión de los portadores de carga en los componentes y defectos "originales". Como tales se consideran aquellos que ni se crean ni desaparecen como consecuencia de perturbaciones dependientes de la temperatura. Por consiguiente existen también cerca del cero absoluto. -

- la dispersión y reflexión de los portadores de carga eléctrica aumentan con la temperatura debido a las oscilaciones de los componentes, defectos inducidos térmicamente - o en los materiales cristalinos como consecuencia de las oscilaciones colectivas de zonas enteras de la red (fonones).

Conforme a estas causas la resistencia eléctrica de un material (ρ) se compone de una resistencia residual (ρ_R) que no depende de la temperatura y de una resistencia adicional (ρ_T) dependiente de la temperatura (regla de Matthiessen):

$$\rho = \rho_R + \rho_T \quad (77)$$

Para algunos materiales (p.ej. Al, Pb, Nb₃Sn, V₃Si, NbN) la resistencia residual es casi nula, es decir no tiene lugar la dispersión y reflexión, independientes de la temperatura, en componentes del material. Estos materiales no tienen prácticamente resistencia en las proximidades del cero absoluto, lo cual se atribuye a oscilaciones sincronizadas de los electrones y de los componentes; son los superconductores.

La resistencia adicional determina la variación de la resistencia eléctrica en función de la temperatura. Aumenta proporcionalmente hasta la temperatura de Debye (θ , p. 110) desde la tercera a la quinta potencia de la temperatura ($\rho \sim T^3 \div T^5$). Por encima de la temperatura de Debye la función de temperatura de la resistencia eléctrica específica es lineal para la mayoría de los materiales:

$$\rho_T > \theta = \rho_\theta (1 + \alpha_w \Delta T) \quad (78)$$

siendo

$$\Delta T = T - T_0 \quad (78a)$$

$$y \quad \alpha_w = \frac{1}{\rho_\theta} \frac{d\rho}{dT} \quad (78b)$$

(ρ_θ = resistencia eléctrica específica a la temperatura de Debye ;

α_w = coeficiente de temperatura de la resistencia eléctrica específica)

En la fig. 66 se ha representado esquemáticamente el comportamiento de la resistencia en todo el campo de temperaturas hasta el punto de fusión. En el punto de fusión se produce - en la mayoría de los casos - una elevación brusca de la resistencia.

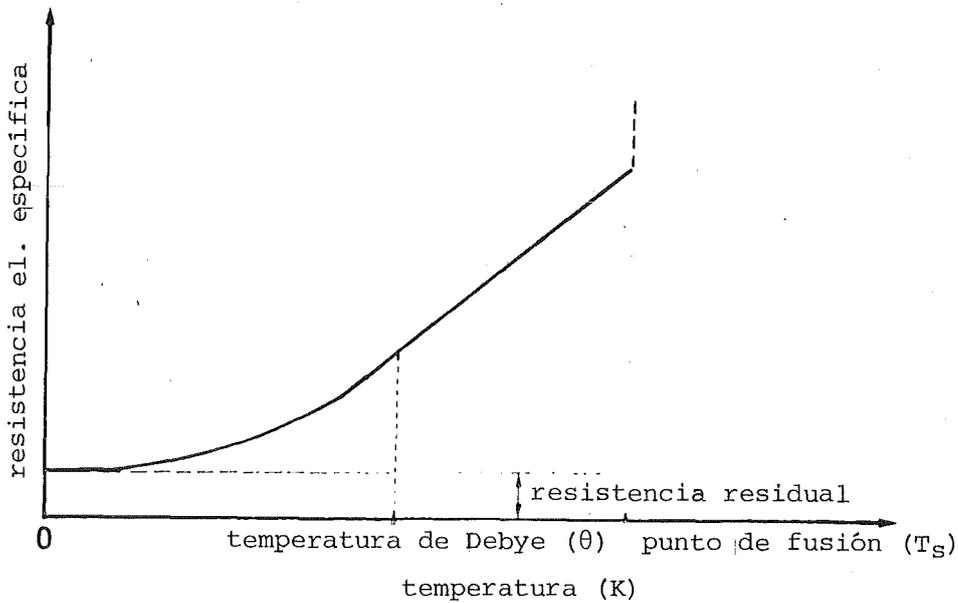


fig. 66 Comportamiento de la resistencia eléctrica específica de los conductores en función de la temperatura

La resistencia eléctrica de los semiconductores viene determinada por dos efectos contrarios, el efecto del aumento de la dispersión y reflexión de los electrones al crecer la temperatura debido a las oscilaciones de los componentes (aumento de la resistencia) y el efecto semiconductor debido al aumento de los electrones cuasilibres de conducción (disminución de la resistencia). Cuando éste último es más fuerte, la resistencia específica del conductor disminuye con la temperatura.

En el caso de conducción iónica el transporte de carga se efectúa por difusión de los iones a través de vacantes, intersticios y superficies límites. La variación de la resistencia

eléctrica específica de conductores de iones en función de la temperatura como p.ej. de materiales polímeros está entonces relacionada con la variación de la difusión en función de la temperatura (p.94, 95) y obedece a una función exponencial:

$$\rho_T = \rho_0 \cdot e^{f(1/T)} \quad (79)$$

(ρ_T = resistencia a la temperatura T; ρ_0 = resistencia a la temperatura ambiente)

Como los líquidos favorecen la migración y la formación de iones ("disociación" = descomposición de moléculas en líquidos), la resistencia de los materiales polímeros depende de su contenido de humedad.

Si se consideran los átomos adicionales en un material monofásico con varios componentes como defectos, según la regla de Matthiessen (ec. 77) estos aumentan la resistencia residual. Esta variación de la resistencia con la concentración de los componentes dependería entonces de la temperatura. Sin embargo varios materiales presetan discrepancias con respecto a esta regla porque con la concentración de los componentes también pueden variar p.ej. las oscilaciones térmicas de todos los componentes o la cantidad de electrones de conducción. Pero en principio sigue siendo válido que la resistencia eléctrica específica de un material aumenta (fig. 67) y que el coeficiente de temperatura disminuye con la concentración de un componente. A concentraciones bajas de los componentes añadidos, el aumento de la resistencia es aproximadamente lineal.

La influencia de la microestructura en los materiales polifásicos se muestra muy claramente por el hecho de que la resistencia puede variar en principio entre dos valores límites, es decir entre la "disposición en paralelo" y la "disposición en serie" de las fases (fig. 68, v. también fig. 16). Estos valores límites valen para cualquier concentración de fases,

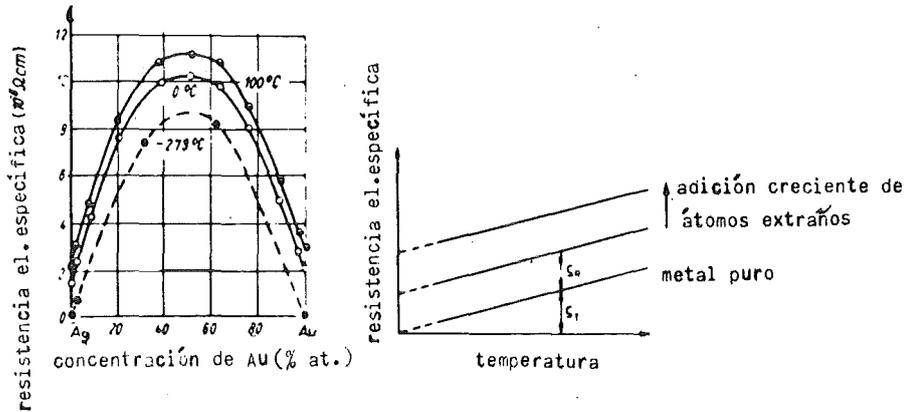


fig. 67 Aumento de la resistencia por aleación

p.ej. de un material bifásico. Se pueden calcular por las leyes de Kirchhoff

para la disposición en serie

$$\rho^I = V_1 \rho_1 + V_2 \rho_2 \quad (80a)$$

y para la disposición en paralelo

$$\rho_I = \frac{\rho_1 \rho_2}{V_1 \rho_2 + V_2 \rho_1} \quad (80b)$$

(ρ^I , ρ_I = límite superior/inferior de I. orden de la resistencia del material bifásico;

V_1 , V_2 = proporciones volumétricas de las fases 1 y 2;

ρ_1 , ρ_2 = resistencias eléctricas específicas de las fases 1 y 2)

En la deducción de estas ecuaciones sólo vale la hipótesis sobre la microestructura de que se trata de un material bifásico. Por esto las curvas límites que se calculen con ellas se llamarían "curvas límites de I^{er} orden". Abarcan a todas las posibles resistencias que pueda tener el material bifásico, independientemente de:

- si su microestructura es isótropa o anisótropa
- si posee una estructura de inclusión o de penetración
- cual de las fases es la fase de matriz en el caso de estructura de inclusión
- cual es la forma y orientación de las partículas de fase incluidas.

No existe ningún valor de la resistencia fuera de las curvas límites de I^{er} orden!

Cuando el material bifásico es isótropo, es decir cuando valen dos hipótesis para la microestructura - carácter bifásico e isotropía - pueden indicarse "curvas límites de II. orden" - más estrechas:

$$\rho_{II} = \rho_1 \frac{3\rho_2 - (1 - V_2)(\rho_2 - \rho_1)}{3\rho_1 + (1 - V_2)(\rho_2 - \rho_1)} \quad (81a)$$

$$\rho_{II} = \rho_2 \frac{3\rho_1 - V_2(\rho_1 - \rho_2)}{3\rho_2 + V_2(\rho_1 - \rho_2)} \quad (81b)$$

(ρ_{II}^I , ρ_{II} = límite superior/inferior de II. orden de la resistencia, válido para el material bifásico isótropo)

Cuando no solamente se sabe que el material es bifásico e isótropo, sino también cual es la fase que forma la matriz, es decir cuando viene dada una tercera hipótesis, se tienen "curvas límites de III. orden". Se escriben para

- la matriz mejor conductora ($\rho_M < \rho_D$)

$$1 - V_D = \frac{\rho_{III} - \rho_D}{\rho_M - \rho_D} \frac{\rho_D + 2\rho_M}{\rho_D + 2\rho_{III}} \quad (82a)$$

$$1 - V_D = \frac{\rho_{III} - \rho_D}{\rho_M - \rho_D} \sqrt[3]{\frac{\rho_M^2}{\rho_{III}}} \quad (82b)$$

- la matriz peor conductora ($\rho_M > \rho_D$)

$$1 - V_D = \frac{\rho^{III} - \rho_D}{\rho_M - \rho_D} \sqrt{\left(\frac{\rho_M}{\rho^{III}}\right)^2} \quad (82c)$$

$$1 - V_D = \frac{\rho^{III} - \rho_D}{\rho_M - \rho_D} \frac{\rho_D + 2\rho_M}{\rho_D + 2\rho^{III}} \quad (82d)$$

(ρ_M, ρ_D = resistencia eléctrica específica de la fase de matriz M y de la fase incluida D respectivamente;
 ρ^{III}, ρ_{III} = límite superior/inferior de III. orden de la resistencia, válido para el material isótropo bifásico con fase de matriz conocida;
 V_D = fracción volumétrica de la fase incluida)

El proceso de la reducción de los valores esperados para las propiedades de campo de un material bifásico puede continuarse más allá, si se describen las microestructuras reales por estructuras modelos (v. fig. 68 y fig. 16). Se sustituyen las partículas de las fases incluidas por elipsoides de rotación en los que la reacción media entre la superficie y el volumen corresponde a la de las partículas de fases reales. Los elipsoides de rotación pueden en gran parte ser adaptados a las partículas de fase incluidas reales variando la relación de sus ejes. El caso de la disposición en serie de las fases corresponde al caso extremo del elipsoide de rotación donde el eje secundario es muy grande comparado con el eje de rotación (discos), estando éste último orientado en la dirección del campo. Con un eje secundario reducido, pero teóricamente un eje de rotación infinitamente pequeño resulta el caso modelo representado en la fig. 68, de una estructura de inclusión con placas incluidas orientadas. Los cambios en la relación de los ejes, es decir en la forma y orientación de las partículas de fase elipsoides de rotación incluidas - así como de su concentración, variando su tamaño y/o número -

conducen mediante formas lenticulares, esféricas y ovoides a fibras cilíndricas como fase incluida. Aquí los cilindros representan el otro caso extremo del elipsoide de rotación donde al contrario del disco el eje de rotación es muy grande comparado con el eje secundario. En estructuras con partículas de fase cilíndricas incluidas el eje de rotación es grande pero limitado, el eje secundario teóricamente infinitamente pequeño. En cambio cuando con un eje secundario grande pero limitado el eje de rotación - teóricamente - se puede hacer infinitamente grande y está orientado en la dirección del campo, resulta así la disposición en paralelo de las fases. De este modo, cambiando la forma, orientación y concentración, i.e. cambiando la microestructura pueden variarse las propiedades de campo de los materiales bifásicos entre las curvas límites de I^{er} orden para la disposición en serie y en paralelo de las fases, tal como lo hemos representado en la fig. 68. La estructura modelo que describe mejor de forma aproximada a una estructura real se obtiene a partir de mediciones microscópicas y cálculos estereológicos (v. análisis cuantitativa de la estructura (fig. 147)) que sirven para determinar factores de estructura que caracterizan la forma (factor de forma), la orientación (factor de orientación) y la concentración de fases (factor de concentración de fases) para una estructura determinada. Estos factores de estructura aparecen en "ecuaciones de orden superior de estructura - propiedades de campo". Para los materiales bifásicos que presentan una gran diferencia entre las resistencias de sus fases en el caso A de la fig. 68 frente al caso B - como p.ej. Cermets con matriz metálica o materiales porosos (poros = partículas de fase intercaladas) se tiene la ecuación:

$$\rho_C = \rho_M (1 - V_D) \left(\frac{1 - \cos^2 \alpha}{F - 1} - \frac{\cos^2 \alpha}{2F} \right) \quad (83a)$$

(ρ_C = resistencia del material bifásico; ρ_M = resistencia de la fase de matriz, V_D = factor de concentración de fases = fracción volumétrica de la fase incluida, p.ej. porosidad;

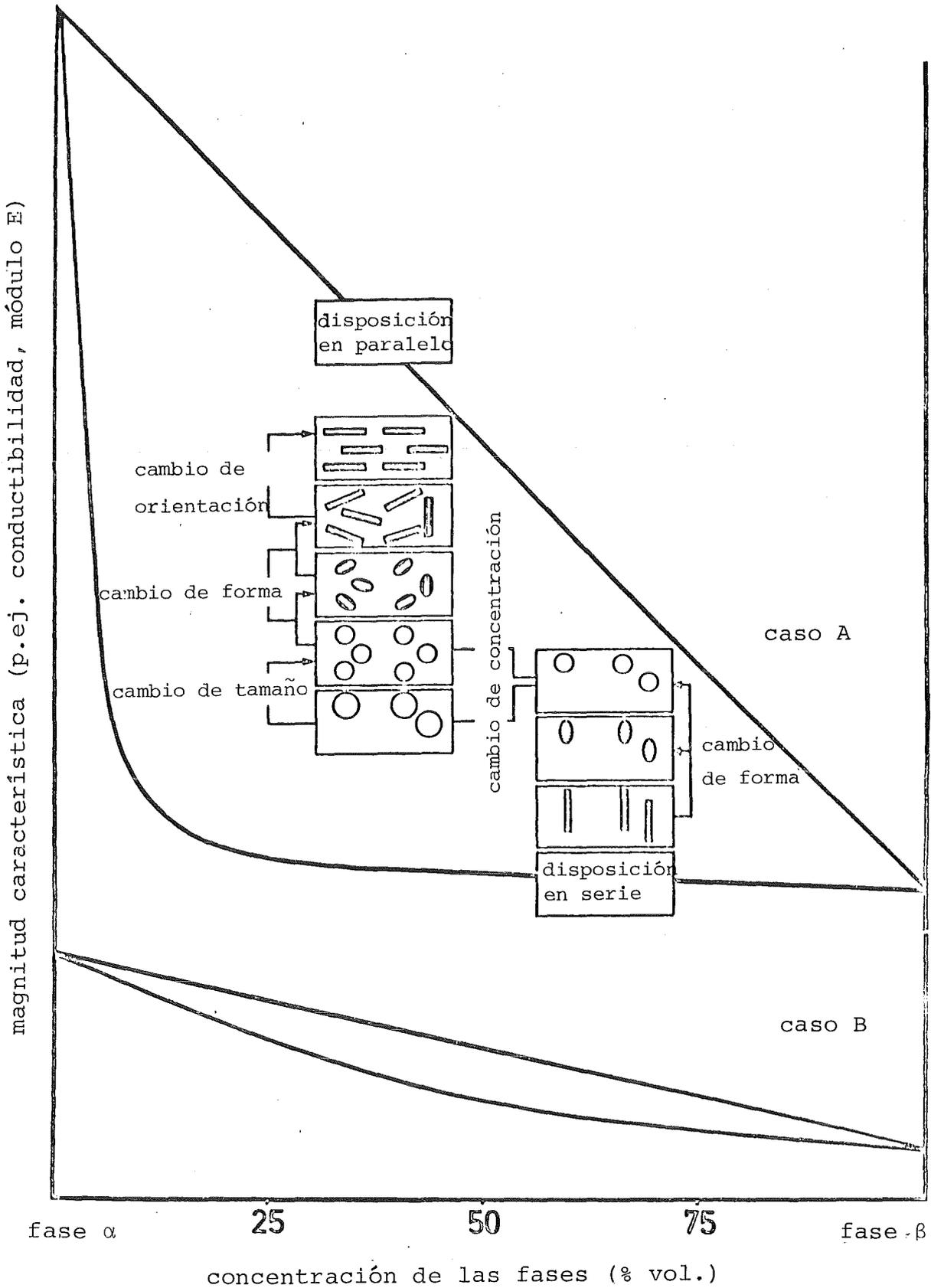


fig. 68 Curvas límites características de 1^{er} orden en función de la concentración y cambio de la microestructura de materiales bifásicos

$\cos^2\alpha$ = factor de orientación, siendo α el ángulo entre la dirección de campo o de la corriente y el eje de rotación de los elipsoides de la fase incluida, $0 \leq \cos^2\alpha \leq 1$, correspondiendo:

0 a la orientación transversal a la dirección del campo o de la corriente respectivamente

0,33 a la orientación estadística, es decir una estructura "isotropa" sin orientación

1 a la orientación en la dirección del campo o de la corriente respectivamente

F = factor de forma, $0 \leq F \leq 0,5$, correspondiendo:

0 a la forma de discos cilíndricos de las partículas de fase incluidas

0,33 a la forma esférica y

0,5 a la forma de varillas cilíndricas de las partículas de fase incluidas)

Con el factor de forma ($F = 0,33$) y de orientación ($\cos^2\alpha = 0,33$) para esferas incluidas - como p.ej. poros esféricos (material poroso) o partículas esféricas cerámicas en matriz metálica (Cermet) - la dependencia de la resistencia eléctrica específica del material poroso o Cermet (ρ_C) con la porosidad o concentración de la fase cerámica intercalada (V_D) y con la resistencia del material compacto sin poros o con la fase de matriz metálica (ρ_M) viene dada por

$$\rho_C = \rho_M (1 - V_D)^{\frac{3}{2}} \quad (83b)$$

En la fig. 69 se han comparado los valores medidos de la resistencia eléctrica específica normalizada (ρ_C/ρ_M) de Cermets de UO_2 con la curva calculada según la ecuación 83 b para partículas cerámicas incluidas esféricas. Mientras que en este caso pueden describirse los factores de estructura por el modelo, en la fig. 70 se han comparado las curvas límites de I^{er} y II. orden con valores medidos en metales duros de

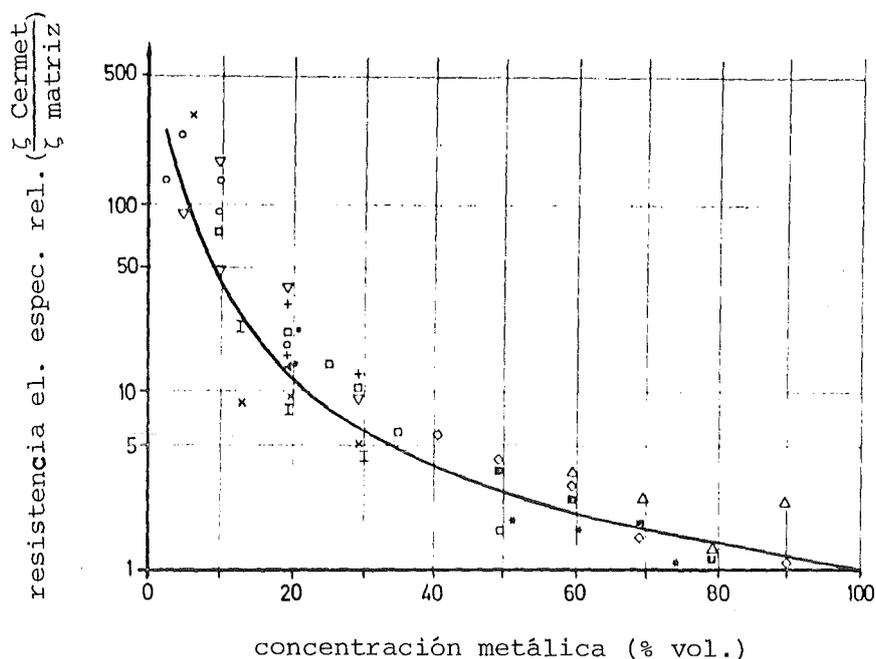


fig. 69 Resistencia eléctrica específica relativa de Cermets de UO_2 con matriz metálica ($\text{UO}_2\text{-Cr}$ Δ Δ ; $\text{UO}_2\text{-Cu}$ \blacksquare ; $\text{UO}_2\text{-Mo + C}$ \blacklozenge *; $\text{UO}_2\text{-Nb}$ \bullet ; $\text{UO}_2\text{-acero}$ \square ; $\text{UO}_2\text{-W}$ \circ \blacklozenge ; curva calculada para una fase de inclusión esférica según ec. 83 b —)

WC-Co, sin descripción cuantitativa de la estructura. Ambos casos obedecen a una estimación de ingeniería sobre la influencia de la microestructura de materiales bifásicos en su resistencia eléctrica específica, donde a partir de la fig. 70 se ve claramente que se trata de una estructura anisótropa, ya que los valores medidos no se encuentran entre las curvas límites de II. orden.

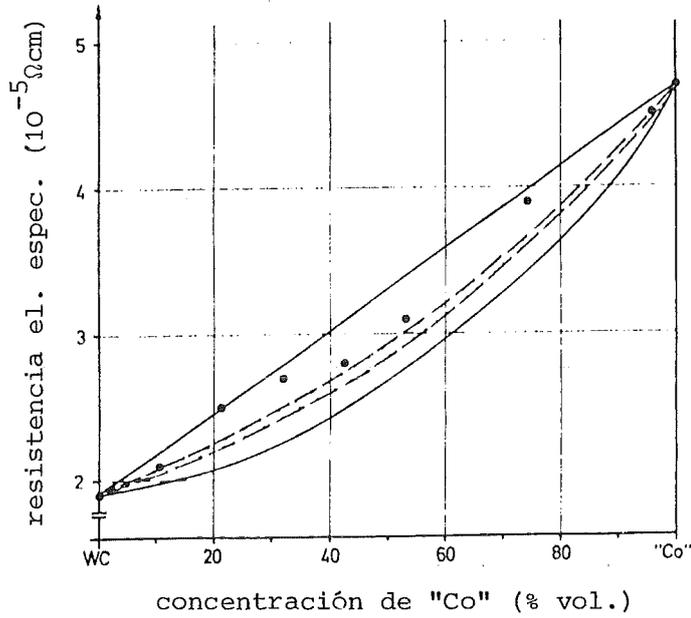


fig. 70 Resistencia eléctrica específica de metales duros de WC-"Co"
("Co"- $\text{Co}_{0,03}(\text{WC})_{0,97}$;
(● valores medidos según Kieffer, Rüdiger y Winkelmann; — curvas límites calculadas de 1^{er} orden, ec. 80; --- curvas límites calculadas de 2^{do} orden, ec. 81)

3.3.3 Propiedades térmicas y termoeléctricas

El efecto de un gradiente de temperatura origina en un material un transporte de calor. Este transporte de calor tiene lugar a través de oscilaciones de los componentes elementales y en los materiales cristalinos a través de oscilaciones colectivas de regiones enteras de la red (fonones) y por electrones cuasilibres. - Los aisladores eléctricos conducen el calor a través de oscilaciones de componentes o fonones, los conductores eléctricos lo conducen esencialmente a través de electrones cuasilibres. Muchos materiales conducen el calor a través de ambos procesos, cuyas proporciones en el caso de semiconductores varían con la temperatura.

La densidad de la corriente térmica (\vec{j}), i.e. la cantidad de calor (Q) que por unidad de tiempo atraviesa una unidad de superficie perpendicular a la corriente térmica es proporcional al gradiente de temperatura:

$$\vec{j} = \frac{Q}{F \cdot \Delta t} = \lambda \frac{\Delta T}{\Delta l} \quad (84)$$

(F = superficie de la sección transversal perpendicular al flujo térmico; Δt = tiempo; $\Delta T = T_2 - T_1$ = diferencia de temperatura; Δl = longitud; $\frac{Q}{\Delta t}$ = intensidad de la corriente térmica).

El factor de proporcionalidad (λ) se llama conductibilidad térmica y es una propiedad térmica característica del material. La ecuación 84 corresponde a la ecuación de campo en el campo de temperaturas.

En los materiales con participación de enlace metálico el transporte de calor se realiza tanto a través de fonones (λ_P) como a través de electrones cuasilibres (λ_E). Por consiguiente, la conductibilidad térmica puede separarse en dos partes.

$$\lambda = \lambda_P + \lambda_E \quad (85)$$

La parte de la conductibilidad térmica electrónica (λ_E) se puede asociar a la resistencia eléctrica específica (ley de Wiedemann-Franz)

$$\lambda_E = \frac{L \cdot T}{\rho} \quad (86)$$

(L = índice de Lorenz debilmente dependiente de la temperatura, sobre todo en la región $1 \leq L \leq 3$; T = temperatura absoluta; ρ = resistencia eléctrica).

En los aisladores no existe la parte correspondiente a la conductibilidad térmica electrónica y en los semiconductores es variable con la temperatura. Los sólidos generalmente conducen el calor mejor que los líquidos y gases, los sólidos cristalinos tienen normalmente conductibilidades térmicas más elevadas que los amorfos (fig. 71).

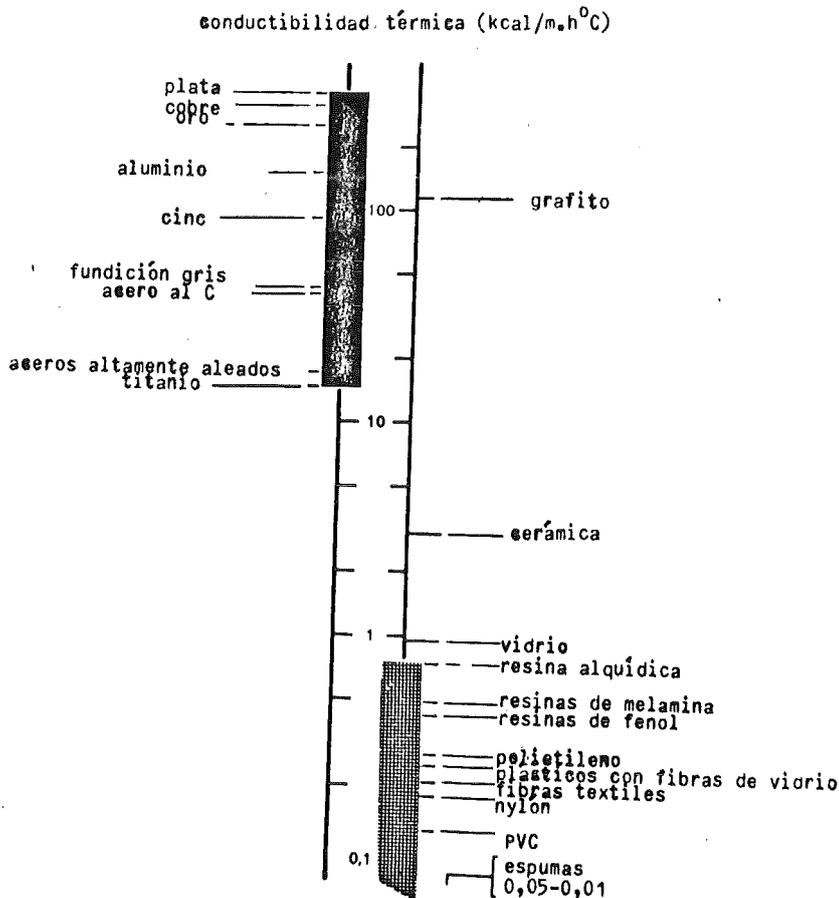


Fig. 71 Conductibilidad térmica de materiales metálicos, cerámicos y polímeros

Según la analogía entre las ecuaciones de campo en el campo de temperaturas (ec. 84) y el campo eléctrico (ec. 74/75), las influencias de las magnitudes de estado y de la microestructura (factores de estructura) sobre la conductibilidad térmica son análogas a las que existen sobre la conductibilidad eléctrica. Lo dicho sobre la resistencia eléctrica puede aplicarse a la conductibilidad térmica reemplazando en las ecuaciones 80-83 las resistencias por los valores inversos de las conductibilidades térmicas. En la ley de Wiedemann-Franz estaba clara la interrelación entre la conducción térmica y eléctrica.

En estas interrelaciones entre el campo térmico y eléctrico se basan algunos efectos termoeléctricos técnicamente importantes: Cuando se establece un circuito con dos conductores diferentes en los dos puntos de contacto (fig. 72) aparece un cambio discontinuo de la concentración de los electrones quasilibres.

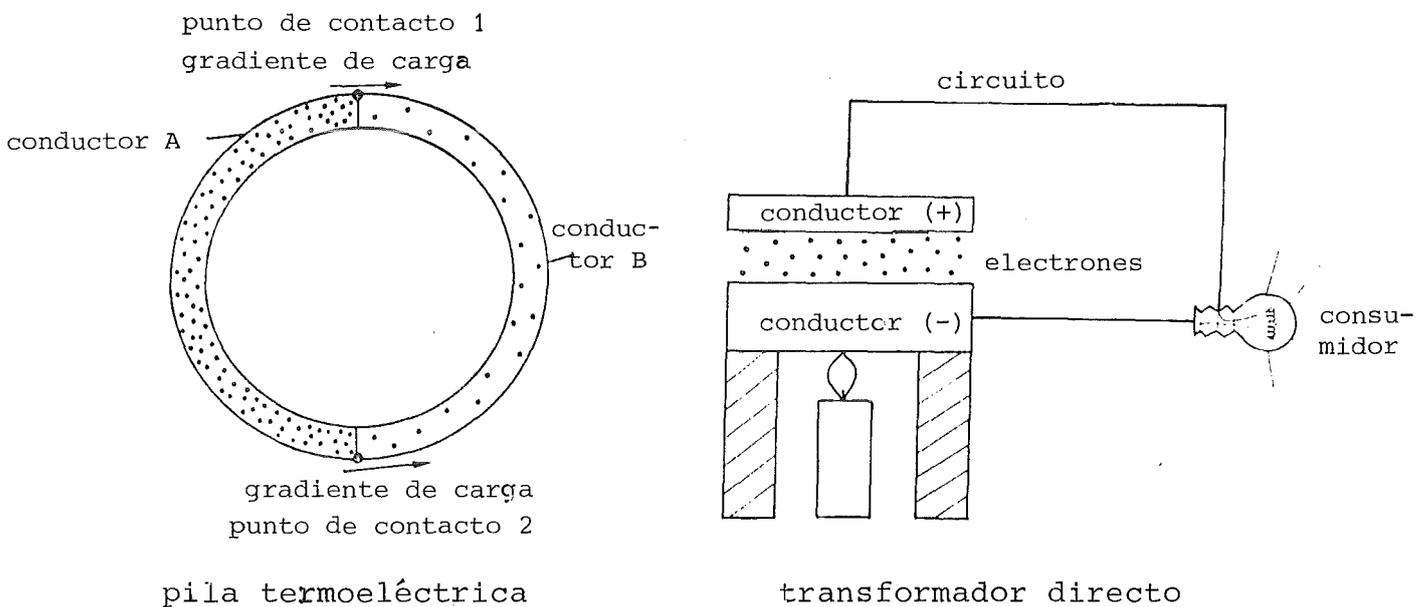


Fig. 72 Efectos termoeléctricos

Mientras sea ésta en cada conductor la concentración de equilibrio, ambos conductores tendrán el mismo potencial eléctrico (capacidad térmica), por lo tanto no circulará ninguna corriente eléctrica. Sólo cuando se cambia la temperatura en un solo punto de contacto el potencial en todo el circuito entra en desequilibrio. La diferencia de potencial (tensión termoeléctrica) produce la capacidad térmica (fuerza electromotriz) que da lugar a una corriente (efecto de Seebeck) dependiente de la temperatura: la corriente "termoeléctrica" aumenta con la diferencia de temperatura entre los puntos de contacto lo cual se emplea para medir la temperatura mediante termopilas (fig. 72).

- Cada conductor es contiguo en su superficie con la atmósfera que le rodea. Como ésta generalmente no está cargada eléctricamente, en este "punto de contacto" se tiene también un gradiente de carga. Para superar este gradiente los electrones tienen que abandonar su estado quasilibre dentro del conductor, es decir pasar "libremente" al espacio. Para ello necesitan una cierta energía de activación ya que para vencer el enlace en el sólido tiene que realizarse un trabajo. Este trabajo de expansión termoeléctrica solamente se logra a temperaturas relativamente elevadas. Pero entonces los conductores eléctricos "emiten" electrones a su entorno (efecto de Richardson). Cuando se impide su retorno al material conductor "aspirándoles" mediante un electrodo (fig. 71), se ha realizado una transformación directa de calor en corriente eléctrica - sin las etapas intermedias habituales como en el generador de vapor, la turbina, la dínamo. Estos convertidores termoiónicos o "transformadores directos" están actualmente en desarrollo.

3.3.4 Propiedades magnéticas

Se había mencionado ya que debido al movimiento de una carga eléctrica o a la variación de un campo eléctrico causada por un desplazamiento de carga aparece una nueva fuerza - "magnética" diferente a la eléctrica (p. 132). Esta se manifiesta p.ej.:

- en la atracción de los "polos" de un imán en herradura y
- en la desviación de una carga eléctrica, perpendicular al campo eléctrico (fig. 62).

Pues bien, los átomos de un material constan siempre de un núcleo eléctricamente positivo y de electrones eléctricamente negativos. Si se aplica el concepto del campo al átomo individual, tiene que existir un campo eléctrico entre los electrones situados en las capas de la envoltura de un átomo y su núcleo. Los electrones se mueven en sus capas alrededor del núcleo (p. 5) y además alrededor de sus propios ejes (spin electrónico). De este modo el campo eléctrico cambia continuamente. Pero el movimiento de cargas eléctricas - o el cambio del campo eléctrico originado por éstas da lugar siempre a la acción de una fuerza magnética. Se la describe mediante el campo magnético, es decir según este concepto cada átomo produce un momento magnético atómico. La unidad más pequeña de momento magnético es aquella fuerza magnética que proviene de la carga eléctrica elemental, es decir de un electrón. Se llama magnetón de Bohr.

En los átomos cuyas capas electrónicas están completamente ocupadas las fuerzas eléctricas - y por lo tanto también las magnéticas - se compensan exactamente dentro del componente elemental. Su momento magnético es cero. Los materiales que se componen de dichos átomos se llaman diamagnéticos.

En cambio cuando las capas electrónicas de un átomo no están todas completas, las fuerzas - eléctricas y - magnéticas en el componente elemental no se compensan. Los materiales formados por dichos átomos se llaman paramagnéticos. Los momentos magnéticos de los átomos de un material paramagnético no están orientados. Por eso su influencia recíproca dentro del material es despreciablemente pequeña. Por esta razón el material no ejerce ninguna fuerza magnética hacia el exterior aunque los

momentos magnéticos de sus átomos sean distintos de cero. - Sin embargo hay materiales en los que existe una fuerte interacción entre los momentos magnéticos (fuerza de intercambio). La suma de todas las fuerzas de intercambio que actúan sobre un átomo por parte de sus componentes vecinos se la llama "integral de intercambio" (v. fig. 76). Bajo el efecto de estas fuerzas de intercambio los momentos magnéticos de los componentes elementales de dichos materiales se orientan paralelamente sobre grandes regiones (dominios de Weiss) (magnetización espontánea). En materiales cristalinos estos dominios de Weiss no coinciden con las cristalitas, pero sin embargo la magnetización espontánea exige en ciertos planos de la red cristalina más energía que en otros. Por eso el material generalmente no será un único dominio de Weiss sino que está subdividido en varios dominios de Weiss. Estos están separados entre sí por paredes de Bloch (fig. 73). A las disposiciones especiales de los momentos magnéticos en la zona de transición se llaman paredes de Neel. - Los materiales con dominios de Weiss se llaman ferromagnéticos.

La interacción a través de fuerzas de intercambio puede también originar una orientación periódica, antiparalela de los momentos magnéticos atómicos. Dicho material se llama anti-ferromagnético. No manifiesta hacia el exterior ningún comportamiento magnético - su momento magnético resultante es cero. - Cuando un material se compone de átomos de distintos elementos con momentos magnéticos atómicos diferentes, estos pueden configurar una disposición antiferromagnética como la que se ha representado en la fig. 74. Los átomos de cada elemento son paralelos entre sí pero todos están dispuestos periódicamente antiparalelos al otro elemento.

Debido a los momentos magnéticos atómicos diferentes, de los elementos, no se produce una compensación completa hacia el exterior. Dichos materiales se llaman ferrimagnéticos. En la fig. 74 se comparan esquemáticamente el ferromagnetismo, el

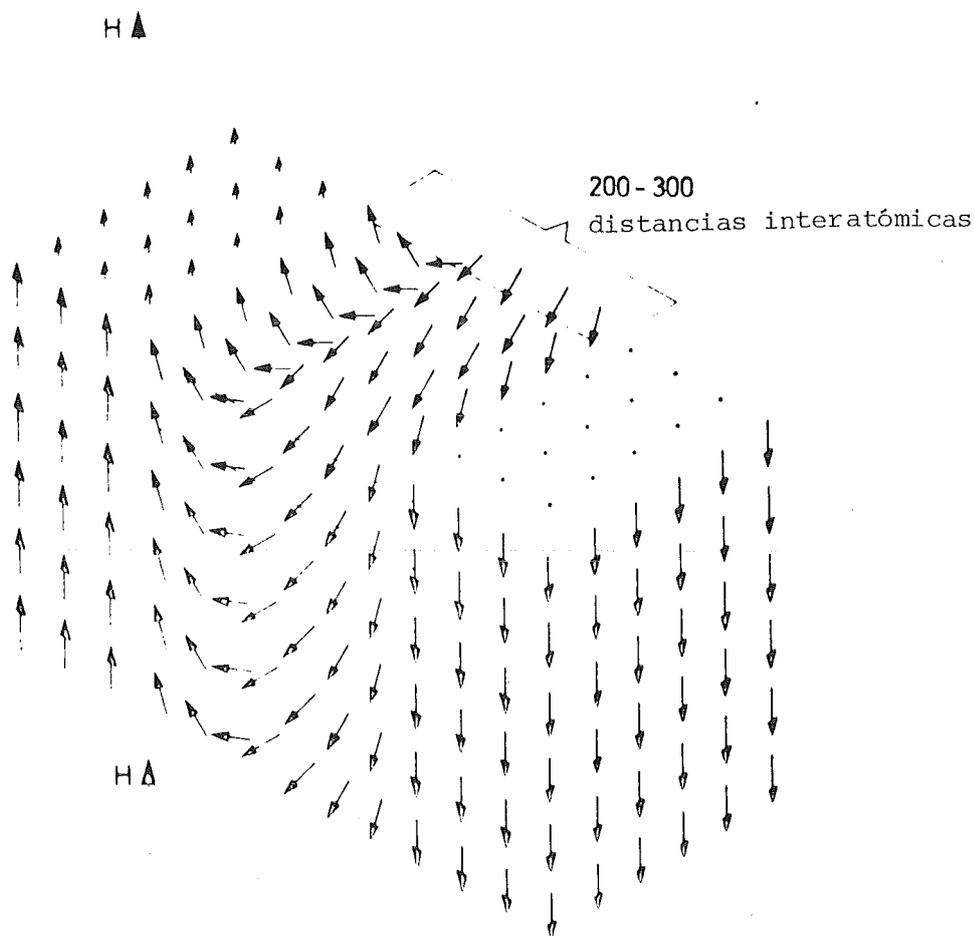


Fig. 73 Pared de Bloch entre dominios de Weiss

antiferromagnetismo y el ferrimagnetismo. Como los materiales ferromagnéticos - así como los ferrimagnéticos - se componen de varios dominios de Weiss, sus momentos magnéticos se compensan cuando los dominios de Weiss están orientados estadísticamente. El material como un todo no posee un momento magnético resultante. Solo cuando aparecen desviaciones de la orientación estadística de los dominios de Weiss, tendrá el material un comportamiento magnético también hacia el exterior. Así por ejemplo es posible desmenuzar un material ferromagnético y tratarlo tecnológicamente de tal modo que tenga el mayor número posible de dominios de Weiss con la misma orientación. Esta tecnología incluye el proceso de sinterización (p. 241).

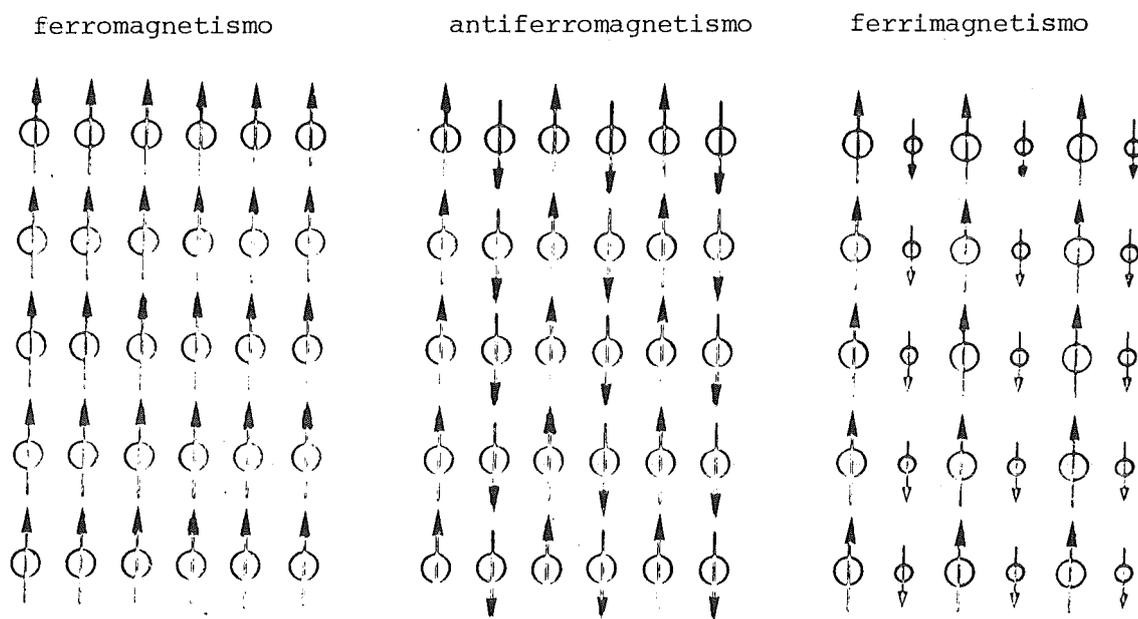


Fig. 74 Ferromagnetismo, antiferromagnetismo, y ferrimagnetismo

De esta manera se obtienen imanes permanentes sinterizados con polos magnéticos (polo norte, polo sur).

Cuando se unen mediante líneas los momentos magnéticos atómicos unos detras de otros resulta un campo magnético dentro del material. En los polos salen del material o entran en él respectivamente, formando así el campo magnético - libre - fuera del material. La fuerza magnética se manifiesta en la atracción de polos magnéticos de distinto tipo y en la repulsión de aquellos del mismo tipo. Su intensidad se expresa mediante la densidad de las líneas de campo. Cuando se considera p.ej. la atracción de los polos de un imán en herradura, se puede decir también que las líneas de campo magnético tienden a acortarse. Pero a diferencia de dipolos eléctricos los polos magnéticos no son el asiento de cargas magnéticas - que no existen! y a diferencia de líneas de campo eléctrico, las líneas de campo magnético están siempre cerradas en sí mismo. - Un campo magnético formado a partir de estas líneas de campo cerradas existe también

alrededor de un conductor recorrido por una corriente. Su intensidad de campo magnético puede variarse a través de la intensidad de la corriente eléctrica (principio de la creación de un campo magnético mediante bobinas recorridas por una corriente eléctrica, fig. 75)

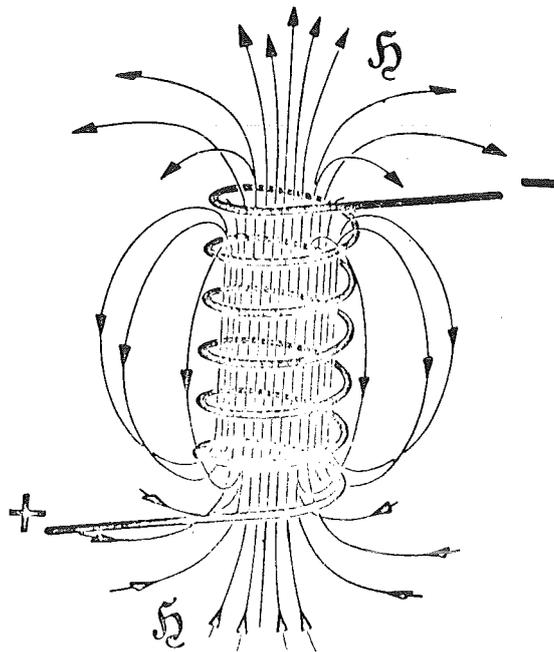


Fig. 75 Creación de un campo magnético en una bobina recorrida por la corriente

Además de por la atracción de polos magnéticos de distinto tipo y de por la repulsión de polos magnéticos del mismo tipo, la acción de la fuerza magnética se manifiesta en la influencia que ejerce un campo magnético existente sobre un portador de carga eléctrica: Supongamos un campo eléctrico variable con el tiempo. Induce un campo magnético cuyas líneas de campo rodean las líneas de campo eléctrico (fig. 62). Supongamos que un portador

de carga eléctrica se mueve a través del campo magnético, p.ej. en dirección del campo eléctrico que crea el campo magnético. En vez de un portador de carga individual puede pensarse también en un conductor recorrido por la corriente. El campo magnético secundario producido por la carga eléctrica que se mueve interfiere entonces con el campo magnético "primario". Con esto se debilitan o se diluyen las líneas de campo magnético por un lado del portador de carga eléctrica y se refuerzan o se concentran por el otro (fig. 62). De esta forma se crea un gradiente en la densidad de líneas de campo magnético a ambos lados del conductor eléctrico que se mueve. La tendencia de las líneas de campo a compensar este gradiente conduce a que la fuerza magnética actúe sobre los portadores de carga eléctrica, tal y como se indica en la fig. 62.

Esta acción de la fuerza de un campo magnético primario sobre un portador de carga eléctrica se conoce por fuerza de Lorenz. Esta se diferencia en cuanto a su magnitud y dirección de la que existe entre los polos magnéticos. Esta última tiene la dirección de las líneas de campo. Por el contrario la fuerza de Lorenz actúa perpendicularmente a la dirección del campo magnético primario y perpendicularmente a la dirección del movimiento del portador de carga eléctrica.

En materiales paramagnéticos (p.ej. platino, manganeso) la interacción entre un campo magnético existente ("primario") y los momentos magnéticos inherentes al material conduce a su alineación. Este campo magnético "secundario" producido por el material refuerza al campo primario del interior del material y lo debilita en el entorno. Por esto los materiales paramagnéticos - al contrario de los diamagnéticos (p.ej. cobre, oro, plata, estaño, sales, polímeros) - son arrastrados hacia el interior de campos magnéticos primarios inhomogéneos, es decir en la dirección de las densidades de líneas de campo más elevadas.

La interacción entre el campo magnético primario y el campo originado por magnetización espontánea de los materiales ferro-

magnéticos - y ferrimagnéticos - provoca su atracción a los polos del imán primario. Todos aquellos materiales cristalinos (p.ej. hierro, cobalto, níquel) que poseen una relación determinada entre la distancia más pequeña entre los átomos en la red y el diámetro medio de las capas electrónicas incompletas (coeficiente de Slater), tienen un comportamiento ferromagnético. En dichos materiales la integral de intercambio, i.e. la suma de las fuerzas de intercambio que actúan sobre un componente elemental desde sus componentes vecinos tiene signo positivo (fig. 76).

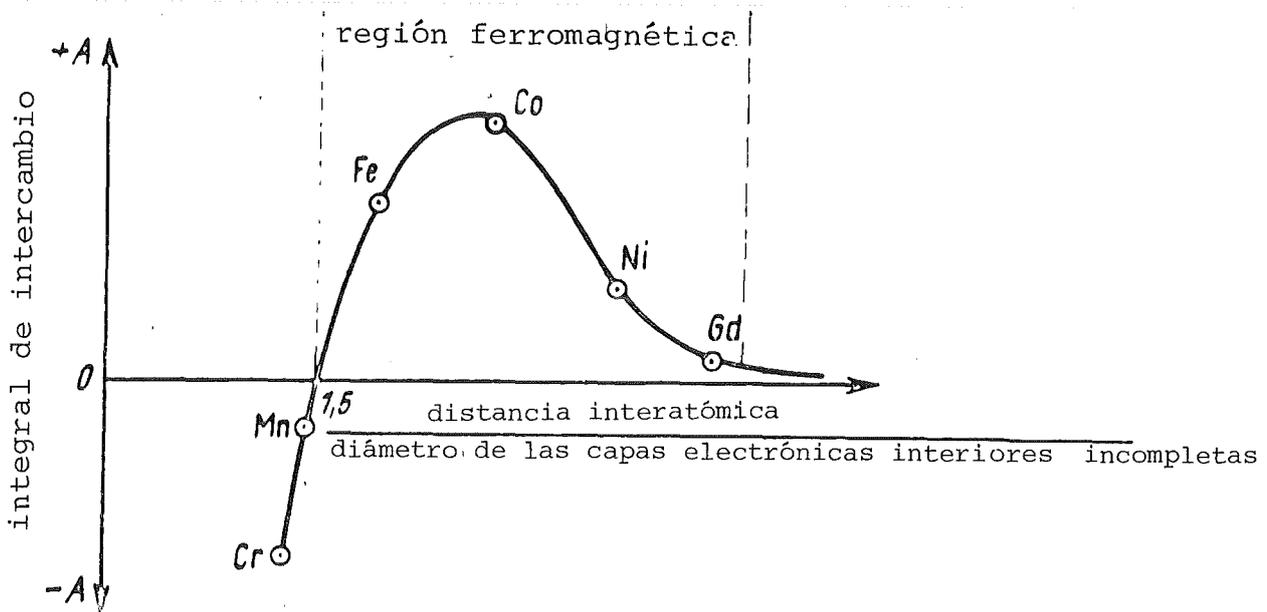
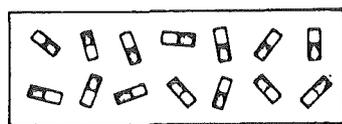


Fig. 76 Integral de intercambio de momentos magnéticos atómicos

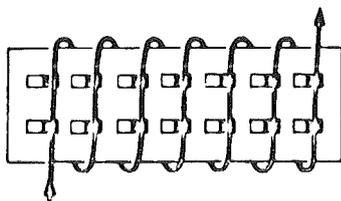
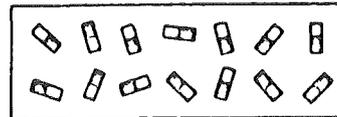
Estas fuerzas originan la orientación paralela de los momentos de átomos vecinos dentro de los dominios de Weiss. Por aleación es posible modificar la distancia interatómica en la red de los materiales no-ferromagnéticos de tal modo que se tenga un coeficiente de Slater ($> 1,5$ fig. 76) con el que aparece el ferromagnetismo (aleaciones de Heusler: $AlMn$, Cu_2MnSn , Cu_aMnAl).

Ya habíamos mencionado que los materiales ferromagnéticos así como los ferrimagnéticos (ferritas = óxidos metálicos, p.ej. $MgAl_2O_4$; $BaO \cdot [Fe_2O_3]_6$ muestran fuerzas magnéticas hacia el

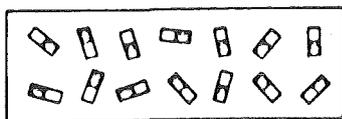
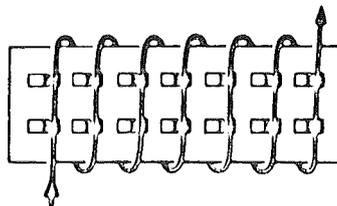
exterior solamente cuando los momentos magnéticos de sus dominios de Weiss no se compensan entre sí. Según esto, dichos materiales tendrán un comportamiento magnético máximo cuando todos los dominios de Weiss tengan la misma orientación (magnetización de saturación). Esta alineación se obtiene en los materiales ferrimagnéticos por prensado y sinterización y por extrusión y prensado de partículas de polvo, es decir mediante condiciones tecnológicas adecuadas de los polvos. En los materiales ferromagnéticos la orientación de los dominios de Weiss se obtiene introduciendo al material en un campo magnético (magnetización técnica, fig. 77). Bajo el efecto de este campo magnético los dominios de Weiss se orientan en la dirección del campo magnético (saltos de Barkhausen.)



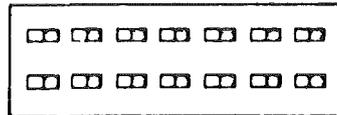
1.
sin magnetizar



2.
magnetización
en un campo
magnético



3.
después de quitar
el campo magnético



material magnética-
mente blando

material magnética-
mente duro

Fig. 77 Magnetización de materiales ferromagnéticos

Dependiendo de la orientación inicial de los dominios de Weiss, las intensidades del campo magnético externo necesario serán diferentes. Así, a medida que aumenta la intensidad del campo magnético exterior los dominios de Weiss se orientan sucesiva-

mente en la dirección de campo hasta que se alcanza la magnetización de saturación. Los materiales que después de quitar el campo magnético exterior conservan total o en gran parte su magnetización técnica se llaman magnéticamente duros (aleaciones AlNiCo), aquellos que las pierden total o parcialmente, se llaman magnéticamente blandos (aleaciones Fe-Al, Co, Ni, Si; ver también fig. 77).

Una consecuencia de la orientación de momentos magnéticos atómicos en todos los materiales o en los dominios de Weiss en materiales ferro- y ferrimagnéticos es el cambio de la geometría de dichos materiales bajo la influencia de un campo magnético (magnetoestricción). Esta se traduce en una variación de volumen sin cambiar la forma o en un cambio de forma sin variar el volumen.

Para describir cuantitativamente los fenómenos magnéticos se parte de un campo magnético "primario". La densidad de sus líneas de campo en el vacío (\vec{B}_0) es directamente proporcional a su intensidad de campo (\vec{H})

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (87)$$

(μ_0 = permeabilidad magnética absoluta = constante magnética del campo).

Cuando se introduce un material en este campo magnético primario sus momentos magnéticos atómicos se orientan. En el material se crea un campo magnético cuya densidad de flujo magnético (polarización magnética \vec{j} = momento magnético por unidad de volumen de material) - en los materiales para- y diamagnéticos - también es proporcional al campo exterior:

$$\vec{j} = \chi \mu_0 \vec{H} \quad (88)$$

(χ = susceptibilidad magnética del material). En los materiales ferro- y ferrimagnéticos la susceptibilidad magnética es función

de la intensidad de campo ($x = f(H)$). Por superposición del campo creado en el material por polarización magnética y del campo exterior se obtiene la densidad de flujo magnético resultante, es decir, la inducción magnética (\vec{B}) en el material:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{j} \quad (89a)$$

$$\circ \quad \vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad (89b)$$

$$\circ \quad B = \mu \vec{H} \quad (89c)$$

($\mu =$ permeabilidad magnética del material), donde la susceptibilidad magnética o resp. permeabilidad magnética es independiente de la intensidad del campo primario (H) únicamente en el caso de materiales dia- y paramagnéticos, pero no en los materiales ferro- y ferrimagnéticos. La ec. 89c es la ecuación del campo magnético, al igual que las ec. 74, 75 lo son del campo eléctrico y la ec. 84 del campo de temperaturas. La permeabilidad (μ) y la susceptibilidad (χ) magnéticas son las magnitudes magnéticas características de un material. La permeabilidad magnética es un índice de la variación de la densidad de las líneas de campo de un campo magnético primario como consecuencia de encontrarse un material en dicho campo.

Referiéndolas a las condiciones en el vacío como estado inicial, a partir de las ecuaciones 87 y 89b, c se tiene:

$$\frac{B}{B_0} = \frac{\mu}{\mu_0} = \mu_r = 1 + \chi \quad (89d)$$

$$B = \mu_r \mu_0 H \quad (89e)$$

Tomando como unidad la permeabilidad magnética en el vacío se tiene

$\mu < 1$ para materiales diamagnéticos

$\mu > 1$ para materiales paramagnéticos

$\mu \gg 1$ para materiales ferro- y ferrimagnéticos

Si se sigue el proceso de la magnetización técnica de un material ferromagnético mediante las magnitudes del campo magnético (\vec{B} , \vec{H}) a partir del estado no-magnético se obtiene una polarización magnética creciente con el aumento de la intensidad (\vec{H}) del campo primario que da por resultado la densidad de flujo magnético resultante, es decir, la inducción (\vec{B}). Esta se debe en primer lugar a desplazamientos - reversibles - de la pared de Bloch y después a los saltos de Barkhausen de los dominios de Weiss. Finalmente, los momentos magnéticos atómicos se orientan de forma ideal paralelamente a la dirección del campo exterior ("paraproceso"). Entonces se ha conseguido la magnetización de saturación. En la representación gráfica estos fenómenos dan lugar a la "nueva curva" (curva 1) de la fig. 78. Quitando el campo magnético primario ($\vec{H} = 0$) debido a los procesos de magnetización irreversibles permanece una parte de la magnetización en el material, (magnetismo remanente, $\vec{B} = \vec{J}$ según ec. 89a, ver la fig. 78). Cuando se aplica un campo magnético primario de orientación opuesta, éste anula el campo magnético producido en el material después de haber alcanzado la fuerza coercitiva (fig. 78). La inducción magnética es cero ($\vec{B} = 0$). Si se sigue aumentando la intensidad del campo en oposición, se obtiene una "saturación negativa". La variación periódica entre los valores positivos y negativos de la intensidad de campo de saturación origina el ciclo de histéresis de la curva de magnetización representado en la fig. 78.

El área del ciclo de histéresis corresponde a la energía transformada en calor que es necesaria para la remagnetización.

Para concluir estas consideraciones hay que examinar la influencia de las magnitudes de estado y de los factores estructurales (microestructura). Puesto que al aumentar la temperatura, a las fuerzas de intercambio se superponen cada vez más oscilaciones de los componentes, la polarización alcanzable - y en consecuencia la permeabilidad magnética - disminuyen con la temperatura. Por encima de la temperatura de Curie (para el

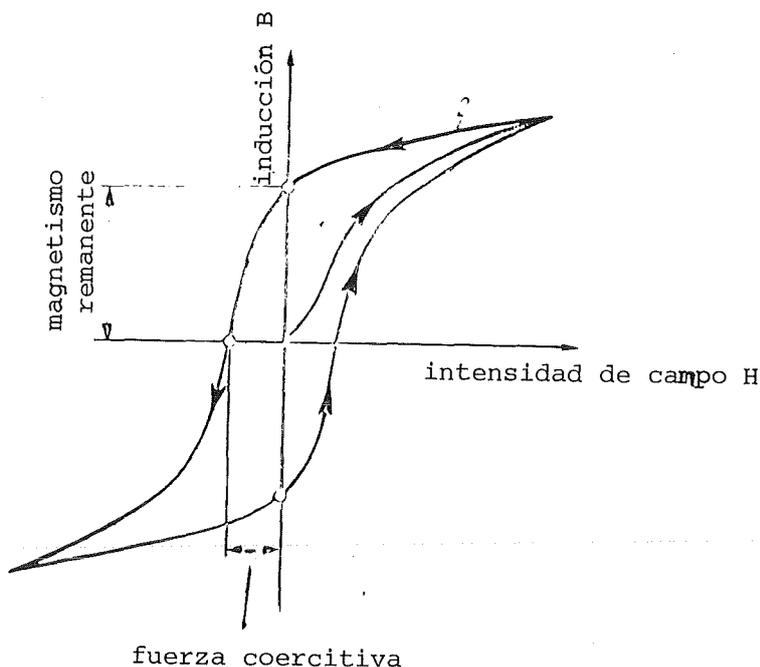


Fig. 78 Histéresis magnética

hierro, ver p.ej. la fig. 28), el paralelismo entre los momentos magnéticos atómicos es imposible debido a las oscilaciones - el material es amagnético. -

En materiales monofásicos la concentración de segundos componentes dificulta los procesos de magnetización - generalmente, la permeabilidad magnética disminuye a medida que aumenta la concentración del componente adicional.

La influencia que tiene la microestructura en los materiales cristalinos monofásicos se debe a que existen direcciones magnéticas preferenciales según las cuales los momentos magnéticos atómicos se orientan más fácilmente. La anisotropía de la magnetizabilidad da lugar a "energías cristalinas magnéticas" diferentes para cada dirección de la red, es decir se necesitan distintas energías de campo primario para obtener la misma permeabilidad en diferentes direcciones de la red. Por esto, la magnetizabilidad de materiales monofásicos es función de la orientación de las cristalitas. En materiales polifásicos

las partículas de las fases son generalmente tan pequeñas que cada una de ellas representa un solo dominio de Weiss. El número de estos dominios, es decir la concentración de las fases y su forma y orientación (microestructura) influyen sobre la permeabilidad magnética del material polifásico. Estas influencias sobre la permeabilidad magnética - resultante - de un material polifásico pueden determinarse cuantitativamente a través de los factores de la estructura según se explicó al hablar de las influencias de la estructura sobre la conductibilidad eléctrica. Para su cálculo hay que sustituir en las fórmulas correspondientes (ec. 80-83) las resistencias eléctricas específicas (ρ) por el valor recíproco de la permeabilidad magnética ($\frac{1}{\mu}$).

3.3.5 Propiedades Ópticas

3.3.5.1 Oscilaciones, ondas y rayos

Las propiedades ópticas describen el comportamiento de un material frente a las ondas electromagnéticas. Las ondas son producidas por oscilaciones que se propagan en el tiempo y en el espacio transportando "energía de oscilación". Uniendo las continuas posiciones que recorre un punto determinado de una onda con el tiempo por un vector de dirección se obtiene el haz de ondas.

La fig. 79 muestra trenes de ondas. Las ondas rectilíneas forman haces de ondas paralelos, las ondas esféricas forman haces de ondas radiales.

Las oscilaciones pueden estar ligadas a las partículas del mismo modo que p.ej. la conducción del calor lo está a las oscilaciones de los componentes elementales de los materiales - pero pueden también caracterizar la variación periódica de los campos, como p.ej. la variación de la intensidad en los campos eléctricos o magnéticos.

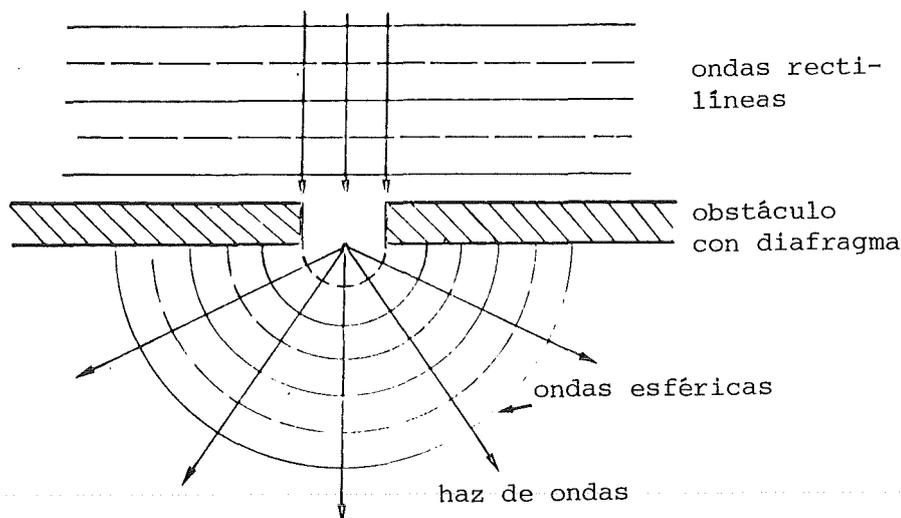


Fig. 79 Difracción (— crestas de las ondas; ----- senos de las ondas)

La forma más evidente de que las oscilaciones están ligadas a partículas se tiene en que la propagación de las ondas se produce por excitación de las partículas contiguas a la partícula oscilante. Cuando las oscilaciones tienen lugar en la dirección de propagación de la onda, es decir cuando en el medio oscilante se tienen atenuaciones y amplificaciones que avanzan periódicamente, se trata de ondas longitudinales. En cambio cuando las oscilaciones son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda, se trata de ondas transversales (fig. 80).

En el caso de ondas transversales cuando la oscialción tiene lugar solamente en una dirección del espacio (dirección de polarización), se dice que la onda está polarizada linealmente (fig. 81).

Las ondas caracterizan energética y temporalmente a un estado de oscilación: la energía de oscilación que transportan las ondas por unidad de tiempo y de superficie se llama intensidad.

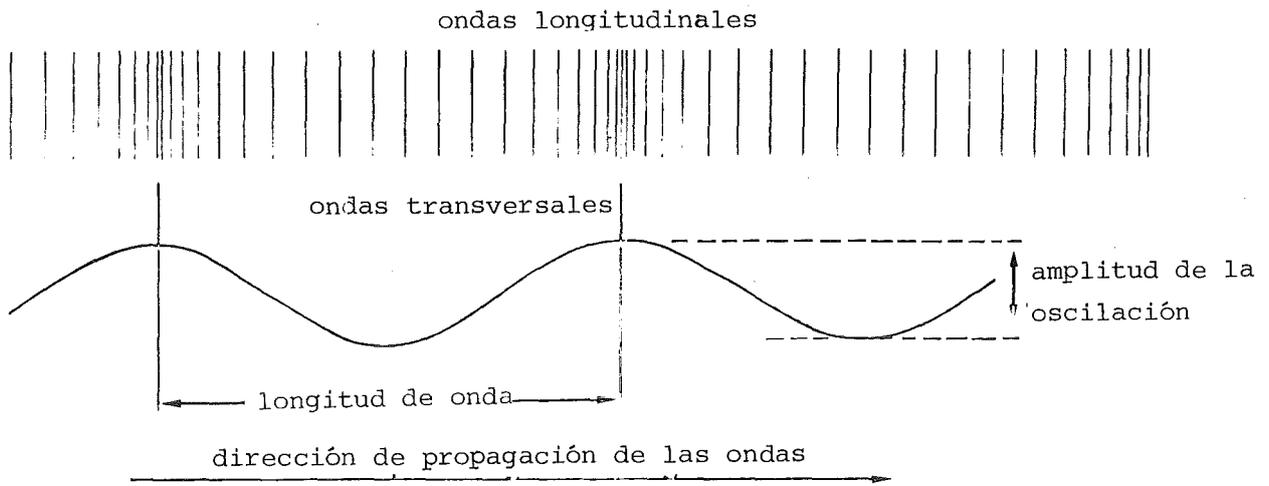


Fig. 80 Ondas longitudinales y transversales

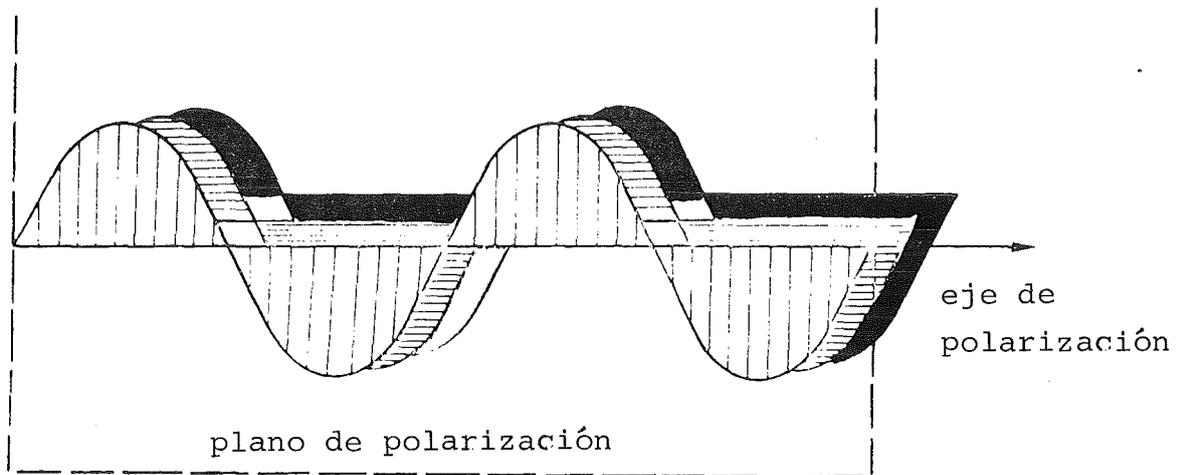


Fig. 81 Oscilaciones polarizadas

Es directamente proporcional a la amplitud de la oscilación (v. fig. 80) y a la velocidad de onda e inversamente proporcional a la longitud de onda. La frecuencia (ν), velocidad de propagación (v) y longitud de onda (v. fig. 80) están relacionadas por la siguiente relación:

$$v = \frac{m \cdot \lambda}{\Delta t} \quad \nu \cdot \lambda \quad (90)$$

(m = número de las ondas que han atravesado una sección transversal dada en el tiempo Δt).

En el recorrido por un medio o ante la presencia de superficies límites como p.ej. superficies de materiales o límites de fases, la interacción entre la materia y la onda produce la variación de su longitud de onda y de su amplitud de oscilación. Esta interacción se traduce en pérdidas de intensidad y en el cambio de la dirección del haz de la onda y produce fenómenos de

- absorción
- reflexión
- refracción
- difracción.

En cuanto al comportamiento de los materiales frente a ondas se refiere, se dice que el material absorbe, refleja, refracta y difracta las ondas.

Las pérdidas de intensidad corresponden a una disminución de la energía de oscilación, i.e. las ondas son "atenuadas". El material absorbe esta energía en la transición de electrones de los componentes a los estados de agregación o en el propio aumento de las oscilaciones de los componentes (calentamiento). Energéticamente la absorción se describe comparando la intensidad de las ondas en la posición "a" después de entrar en el medio (I_a), y la de la posición "b" antes de salir del medio (I_b) (ley de absorción):

$$\frac{I_b}{I_a} = e^{-\mu d} \quad (91)$$

(d = espesor del medio = longitud del recorrido de la onda en el medio;

μ = Coeficiente de absorción del medio).

Cuando una onda incide en una superficie límite, entonces - dependiendo de la diferencia de densidad de los medios ligados por la superficie límite - una parte se refleja en ésta y otra parte penetra en el medio (fig. 82).

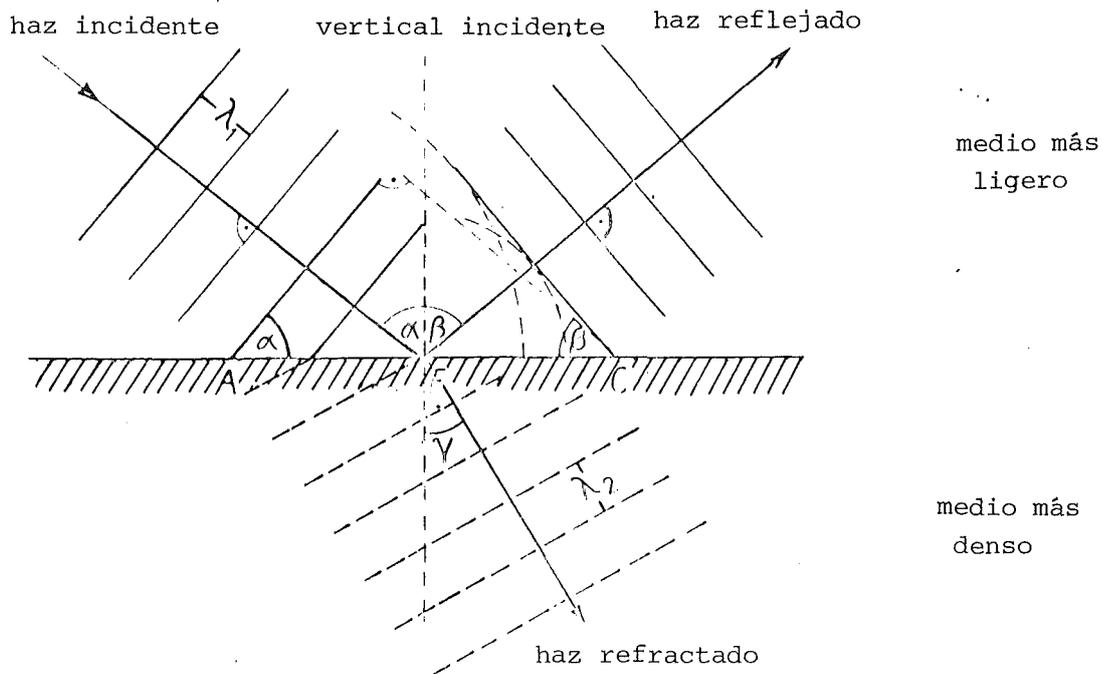


Fig. 82 Reflexión y refracción de haces

Aquí los haces de ondas cambian su dirección. En el caso de reflexión es válido la ley de la reflexión:

"el haz incidente y el haz reflejado forman ángulos iguales con la vertical incidente ($\alpha = \beta$, fig. 82) y se encuentran en el mismo plano". - En la reflexión generalmente varía la intensidad de las ondas porque el haz se refleja solamente en parte. La relación entre la intensidad de las ondas del haz incidente y del haz reflejado se la llama coeficiente de reflexión.

La energía de oscilación del haz incidente que no está contenida en el haz reflejado pasa al haz que ha sido "refractado dentro" del medio. Cuando el ángulo de incidencia del haz es distinto de cero, el haz en el nuevo medio cambia también de dirección ("doblamiento" del frente de ondas en la superficie límite, ver fig. 82). Este fenómeno se llama refracción del haz de ondas. La magnitud característica está definida por la relación entre el seno del ángulo de incidencia (α , fig. 82) y el del ángulo de refracción (γ , fig. 82), y viene dada por la ley de la refracción de Snellius

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n \quad (92)$$

Se llama índice de refracción (n). El índice de refracción depende de la diferencia de densidades de los dos medios. Cuando un haz pasa a un medio ópticamente más denso, este haz se refracta hacia la vertical incidente, en cambio cuando la dirección del haz es la opuesta, se refracta desviándose de la vertical incidente. Considerando este último fenómeno más de cerca se ve que en la transición a un medio más ligero por encima de un cierto ángulo de incidencia ($< 90^\circ$) el haz ya no se refracta en este medio más ligero; es decir el ángulo de refracción es igual o mayor que un ángulo recto. Este caso de refracción se conoce por "reflexión total"*) porque se trata de una reflexión prácticamente sin pérdida de intensidad. - Debido a la intensidad de oscilación atenuada por la reflexión las ondas de los

*) para fibras conductoras de luz ver Bargel/Schultze

haces refractados tienen longitudes de onda mayores y velocidades de propagación más pequeñas (ec. 90). En los materiales "transparentes" en los que no existe absorción de las ondas de luz - pero únicamente en éstos! - el índice de refracción corresponde también a la relación entre las velocidades de propagación en ambos medios. Cuando un rayo de luz procedente del vacío o de un gas incide en dicha materia transparente, se tiene siempre para esta materia un índice de refracción $n > 1$.

Cuando el medio homogéneo en que se mueven las ondas de modo rectilíneo solamente es interrumpido en parte por otro segundo medio (obstáculo con diafragma, rendija), la onda atraviesa las regiones no perturbadas (diafragma, rendija). Pero como la oscilación es impedida en las fronteras de dichas regiones ("retención de la onda"), la onda rectilínea según la forma del obstáculo se transforma en una onda circular o esférica (fig. 79) cuyos rayos presentan cualquier ángulo entre $\pm 90^\circ$ con la dirección de propagación inicial. Este fenómeno se llama difracción. Esta permite que p.ej. las ondas de luz (o acústicas) también puedan "doblar la esquina".

La difracción, refracción y reflexión pueden originar una superposición de oscilaciones cuyas ondas dependiendo de la amplitud, longitud de onda y desplazamiento de la longitud de onda se debiliten o amplifiquen entre sí (diferencia de marcha). Este fenómeno se llama interferencia. Donde coinciden las crestas y los senos de las ondas tiene lugar la máxima debilitación (fig. 83d), y allí donde las crestas interfieren con las crestas y los senos con los senos se produce la máxima amplificación de las oscilaciones (fig. 83a). Entre estos dos casos extremos existe una transición continua (fig. 83b, c).

La fig. 84 muestra la superposición de haces de ondas que se reflejan y refractan respectivamente en dos superficies límites. De este modo aparece la interferencia por refracción y por reflexión, p.ej. entre el haz refractado 1" y el reflejado 2'. La fig. 84b muestra la interferencia por difracción de haces de ondas.

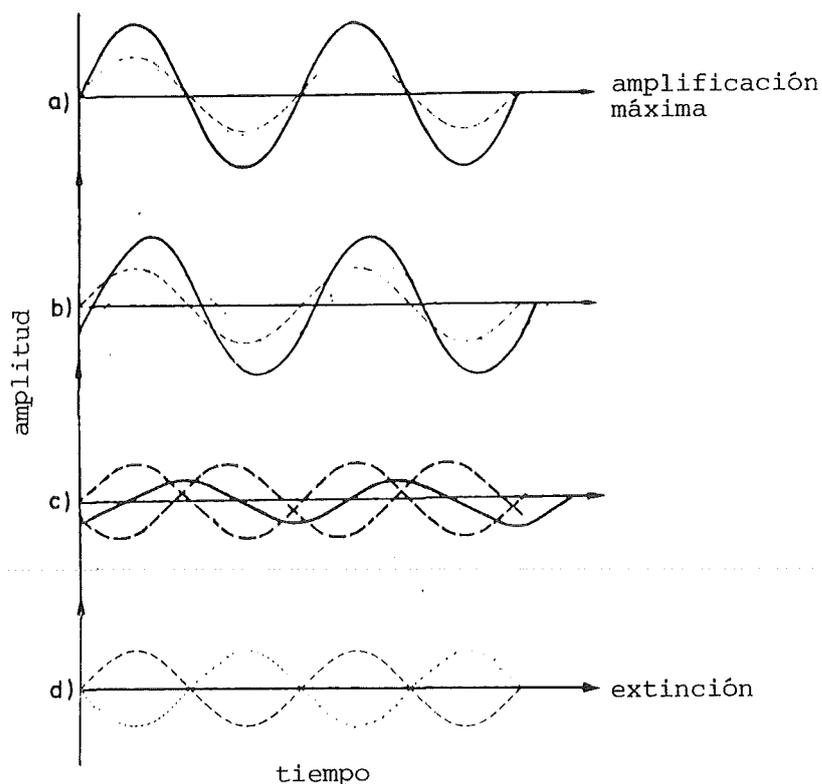


Fig. 83 Imágenes de ondas de interferencia

Como ya se vió en la fig. 83, en el caso de que la longitud de onda y la amplitud sean iguales ("ondas coherentes") se tiene interferencia total para una diferencia de marcha de las ondas que corresponde a media longitud de onda (extinción) y amplificación total cuando la diferencia es de una longitud de onda. La condición de interferencia para la extinción de ondas coherentes viene dada por:

$$d = \frac{m \lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \beta}} \tag{93a}$$

y para la amplificación:

$$d = \frac{(2m-1) \lambda}{4\sqrt{n^2 - \sin^2 \beta}} \tag{93b}$$

(λ = longitud de onda; n = índice de refracción; β = ángulo de incidencia; $m = 1, 2, 3$ = orden de las franjas de interferencia; d = ver fig. 84).

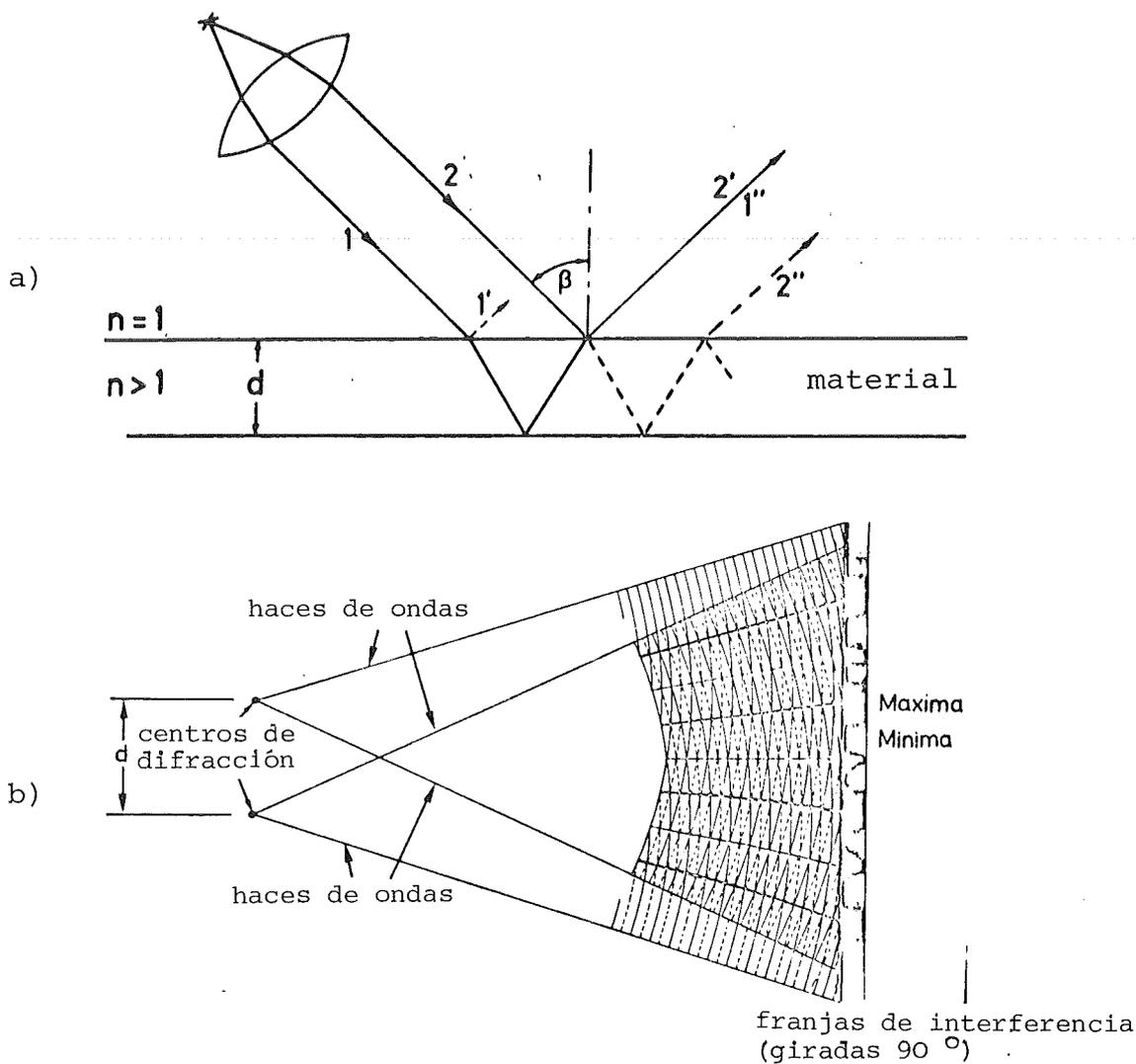


Fig.84 Interferencia por reflexión y refracción (a) y por difracción (b)

3.3.5.2 Magnitudes ópticas características

En el capítulo de los semiconductores y efectos termoeléctricos habíamos mencionado que la energía aportada a un material puede conducir a la separación de los electrones de "sus" átomos. Pero también es posible que esta aportación de energía no conduzca a la separación, sino a la "elevación" de un electrón a una

capa superior. La excitación implica un alejamiento del núcleo atómico - positivo - y por lo tanto consume energía. Como este estado del electrón - y del átomo entero - es energéticamente superior, el electrón tiende a volver al estado inicial. Pero este fenómeno de salto significa al mismo tiempo que se mueva una carga eléctrica creándose un campo electromagnético. La energía que había captado el electrón es radiada de nuevo en forma de ondas electromagnéticas durante el salto de retorno. Por esto los rayos ópticos - incluso aquellos que no se encuentran en la región de la luz visible - son ondas electromagnéticas. Están originados por campos electromagnéticos que varían periódicamente en el espacio y en el tiempo y no están ligados a partículas! Por esta razón los rayos ópticos pueden penetrar por el espacio exento de materia (vacío, espacio interplanetario).

En la descripción de la formación de rayos ópticos por electrones no habíamos comentado nada sobre el tipo de energía aportada. Por ejemplo la energía cinética de un átomo gaseoso acelerado puede originar la excitación y aún la separación de electrones cuando éste incide sobre un material. Como consecuencia se crean ondas electromagnéticas, es decir rayos de luz - visibles o invisibles. Pero también a la inversa, una onda luminosa al incidir sobre un material puede causar la excitación o separación de los electrones. Cuando - como p.ej. en los semiconductores - la energía aportada en forma de ondas de luz electromagnéticas provoca la separación de los electrones, éstos pueden ser transportados como una corriente eléctrica (transformación luz \rightarrow corriente eléctrica = efecto fotoeléctrico).

Las ondas electromagnéticas son ondas transversales y por lo tanto polarizables. La polarización se realiza por la selección de ondas en diferentes planos de oscilación al atravesar "filtros de polarización". La concepción más sencilla de un polarizador corresponde a un diafragma ranurado (fig. 85) que solamente puede ser atravesado por ondas transversales de un plano de oscilación determinado.

En la fig. 86 se han representado las longitudes de ondas y las frecuencias de las ondas electromagnéticas. El espectro interesante en cuanto a los materiales se refiere va del infrarrojo a través de la luz visible hasta los rayos X, en donde el importante papel de los rayos X no se refiere a las propiedades ópticas sino a la utilización del efecto óptico en el ensayo de materiales (ver en aquel capítulo).

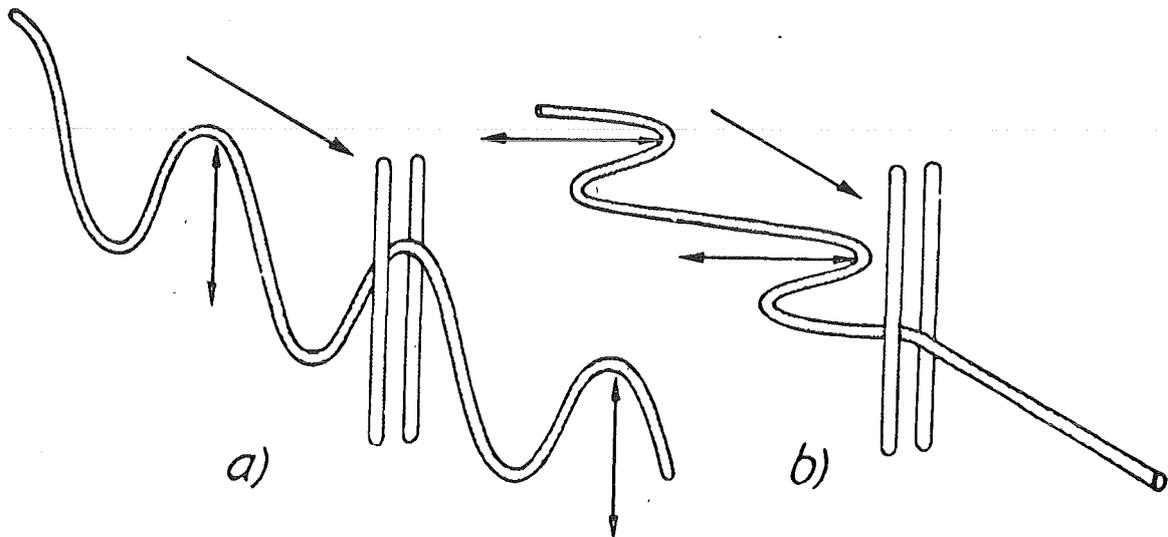


Fig. 85 Polarización por diafragma ranurado

La longitud de onda determina el color de la luz visible. La luz que no está formada por la superposición de varias longitudes de ondas se llama "monocromática" y posee un "color espectral". El color de la luz formada por la superposición de varias longitudes de ondas se llama "color compuesto".

La velocidad de la luz en el vacío ($\sim 300\,000\text{ km/s}$) está considerada como velocidad límite absoluta. A partir de la velocidad de propagación de las ondas electromagnéticas en un medio (c), su longitud de onda (λ) y una constante ($h = \text{quantum de energía de Planck}$) se obtiene la energía de la radiación óptica:

$$E = h \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (94)$$

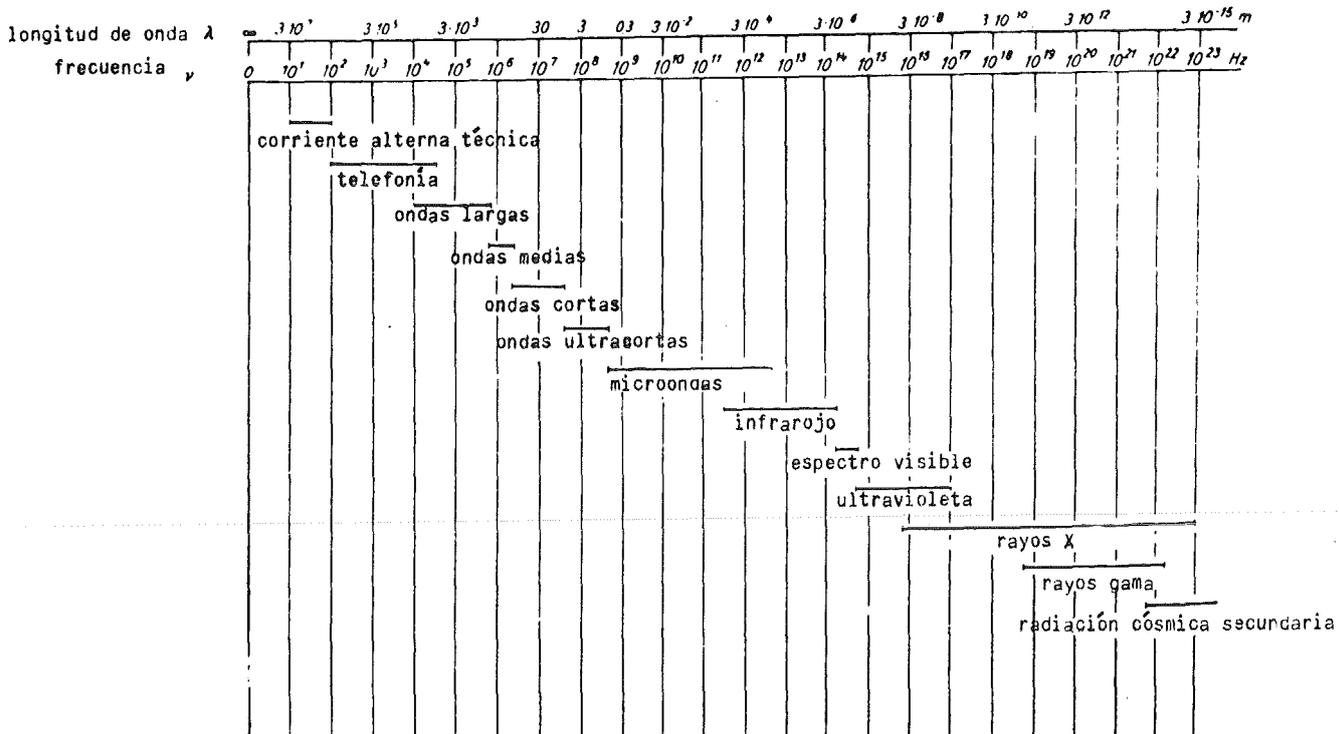


Fig. 86 Espectro de ondas electromagnéticas

Según esta fórmula, la energía de una radiación es inversamente proporcional a su longitud de onda. Con el equivalente masa-energía

$$E = m \cdot c^2 \tag{95}$$

a partir de la ec. 94 tenemos

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot c} \tag{96}$$

según la cual se puede describir a las ondas de luz como partículas de masa determinada (fotones, cuantos de luz). Con la teoría de la relatividad se puede demostrar que este dualismo entre onda y partícula puede aplicarse también a las partículas elementales en movimiento, reemplazando la velocidad de la luz (c) en la ec. 96 por la velocidad de las partículas (v).

Luego las partículas elementales en movimiento como p.ej. los neutrones y electrones pueden describirse por ondas de longitud determinada (longitud de onda de De Broglie).

Las magnitudes o parámetros característicos ópticos que caracterizan el comportamiento de un material frente a ondas electromagnéticas son sus coeficientes de absorción y de reflexión - ópticos - y su índice de refracción.

La intensidad de un rayo que incide normalmente sobre un material transparente (I_o) se atenúa primero por reflexión (ver fig. 84a)

$$I_a = I_o - I_{ra} \quad (97)$$

(I_{ra} = pérdida de intensidad por reflexión = intensidad del rayo reflejado).

El rayo que ha penetrado en el material (espesor d ; coeficiente de absorción μ) pierde una parte de su intensidad por absorción (I_a , I_b ver ec. 91)

$$I_b = (I_o - I_{ra}) \cdot e^{-\mu d} \quad (98)$$

Después de pasar por el material, la intensidad del rayo, antes de su salida es reducida de nuevo en una cantidad (I_{re}), por reflexión. Entonces el rayo al salir tiene la intensidad

$$I = (I_o - I_{ra}) \cdot e^{-\mu d} - I_{re} \quad (99)$$

y el cociente entre la intensidad del rayo saliente y la del rayo incidente es

$$\frac{I}{I_o} = \frac{I_b - I_{re}}{I_a + I_{ra}} = D \quad (100)$$

En las substancias con pequeño poder de reflexión las intensidades de las partes reflejadas son muy pequeñas ($I_{ra}, I_{re} \rightarrow 0$). Entonces el cociente de la ec. 91 corresponde a la transparencia (D) según la ec. 100. - Los vidrios y algunos materiales polímeros (resinas acrílicas, poliestirol) tienen una transparencia particularmente favorable con pequeños coeficientes de reflexión. Los últimos son superiores a los vidrios en cuanto a la transparencia - y al peso - se refiere, y se los utiliza para lentes, lentillas de contacto y lupas. Su desventaja frente al vidrio es la pequeña dureza superficial.

Cuando la luz visible se "refracta" en un material, es decir cuando su coeficiente de reflexión es distinto del 100%, interacciona con los componentes de este material. Si su energía de oscilación es bastante grande o mayor que la energía a la que un electrón puede saltar de su capa a una capa superior incompleta el material absorbe energía de oscilación de la luz. Como esta energía de oscilación se le aporta continuamente debido al "alumbrado" permanente, el electrón no salta en el sentido opuesto. Entonces según la ecuación 94 variará la longitud de onda de la luz incidente inicialmente blanca. La mezcla de las longitudes de onda restantes de la luz visible determina - junto con la parte reflejada - el color del material. De este modo el material se hace opaco.

En la fig. 87, se ha representado gráficamente la relación de intensidades según la ec. 100 frente a la longitud de onda para cristales de zafiro y rubí. Ambos son cristales de Al_2O_3 , estando el zafiro prácticamente compuesto de óxido de aluminio puro mientras que en el rubí algunos iones de Al están sustituidos por iones de Cr. La absorción de los colores espectrales azules en el rubí hace que éste tenga un aspecto rojo (análogo al de la rosa roja).

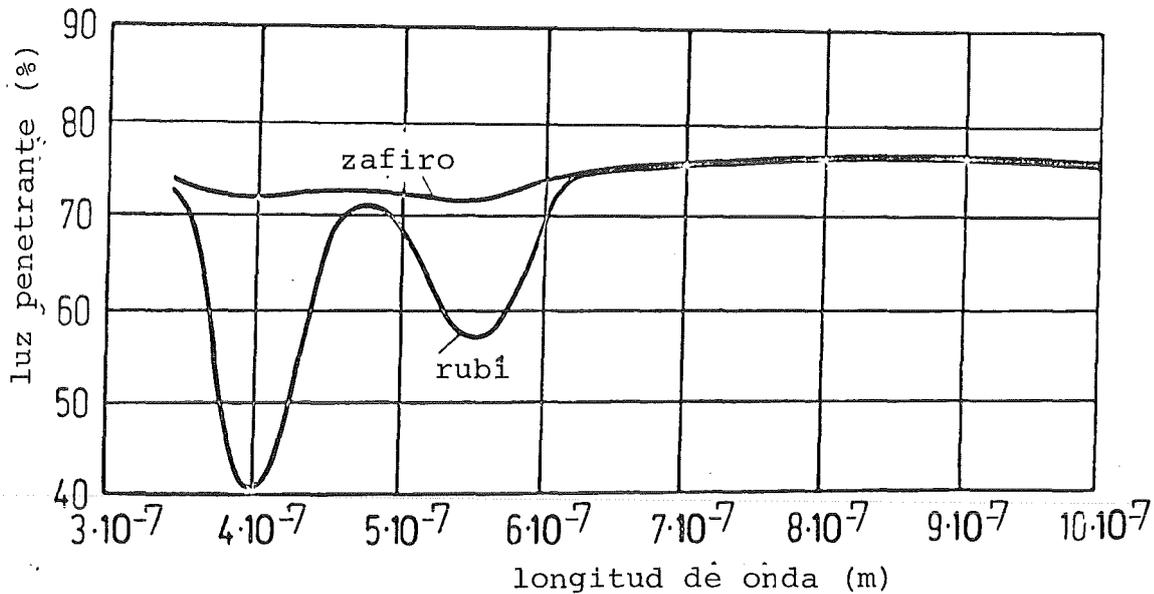


Fig. 87 Absorción de la luz en cristales de Al_2O_3

En ciertos materiales con enlace localizado como p.ej. vidrio, resina acrílica o poliestirol la energía de oscilación de la luz visible no basta para provocar un salto de electrones. El rayo de luz se refracta al atravesarlos, pero por lo demás permanece invariable. Dichos materiales son transparentes. Pero por irradiación con "luz de rayos X" (rayos γ) ricos en energía pueden cambiar de color, formándose centros de color (defectos estructurales que resultan de una combinación de electrones excitados y de vacantes) (p.ej. cambio de color del vidrio en el reactor nuclear, "nublamiento" de los objetivos microscópicos durante el examen de materias emisoras γ).

Por lo general los materiales transparentes pueden hacerse opacos cuando contienen un número elevado de defectos estructurales en los que se difracta la luz. Así nace p.ej. el color de leche debido a la difracción en superficies límites de materias policristalinas cerámicas de vidrio como la porcelana o el yeso.

El coeficiente de reflexión de un material indica el porcentaje de intensidad que se refleja al incidir un rayo perpendicularmente a su superficie. En la fig. 88 se han indicado los coeficientes de reflexión - e índices de refracción - de luz monocromática visible ($\lambda = 5,89 \cdot 10^{-7}$ m) a temperatura ambiente en diferentes materiales con superficie "lisa".

materia	coeficiente de reflexión (%)	índice de refracción
Ag	95	0,18
Au	85	0,37
Cu	70	0,64
vidrio	4	1,5

Fig. 88 Coeficiente de reflexión e índices de refracción

Como los electrones quasilibres en los metales no están ligados a capas pueden absorber "de forma no escalonada" cualquier cantidad de energía que "se radie hacia ellos". Por esto en la superficie de los metales el gas de electrones absorbe los rayos de luz. Una parte de los electrones pasa a estados excitados, otros ceden - alternando estadísticamente - la energía absorbida. De este modo apenas penetra luz en el material (ver fig. 88, Ag), - la mayor parte es reflejada pero no absorbida de forma permanente. Esta es la razón del brillo de los metales y por ello de que la mayoría de los metales no tienen un aspecto coloreado. Solamente en el caso de los metales no férreos (p.ej. cobre, oro), en los que una cierta parte de la luz incidente se refracta en el material (ver fig. 88, Cu), tiene lugar una absorción de parte de las ondas cortas de la luz blanca. El resto no absorbido se mezcla con la parte reflejada y no es prevaletido por ella. Estos metales tienen un aspecto coloreado.

En la fig. 88 se ha indicado junto al coeficiente de reflexión el índice de refracción. El determina la dirección y - en el caso de materiales transparentes (v. p. 173) - también la

velocidad de la parte de rayo refractada dentro del material (ec. 92). La refracción de los rayos de luz visibles en materiales transparentes permite la utilización de éstos en las lentes ópticas. Los mayores índices de refracción corresponden a los vidrios que aparte de silicio contienen también otros iones metálicos (p.ej. Bi, Pb, Te). Uno de estos vidrios es el vidrio de silicato de plomo conocido como "cristal de plomo", que no es cristalino, sino que posee un índice de refracción muy elevado. - No se conocen materiales transparentes con índices de refracción superiores a tres ($n > 3$) para las longitudes de onda de la luz visible. Para materiales opacos como los metales no es válida la proporcionalidad entre el índice de refracción y la relación de las velocidades de las ondas de luz (ver p. 173). Frente al vacío o a los gases tienen índices de refracción $n < 1$ (ver fig. 88). La luz blanca se compone de una mezcla de longitudes de onda de los diferentes colores espectrales. Cada uno de ellos tiene un índice de refracción propio. Por esto la luz blanca, al incidir en un material transparente se descompone en sus distintos colores. Cuando la superficie límite en la entrada de la luz no es paralela a la de la salida de la luz (prisma), los rayos refractados de los colores espectrales no pueden mezclarse de nuevo para formar la luz blanca (dispersión de la luz blanca) - se obtiene el "espectro de la luz blanca".

La reflexión, refracción y difracción de ondas luminosas dan lugar a la interferencia óptica. El empleo de luz monocromática coherente, es decir de luz de una misma fuente luminosa, da lugar a franjas de interferencia visibles - claras y oscuras - sobre películas, pantallas etc. (fig. 84). A partir de las distancias entre ellas y de los centros de difracción se puede determinar mediante la ec. 93 la distancia de estos (d) - o el índice de refracción (n) - o la longitud de onda (λ). Los rayos X tienen un índice de refracción próximo a 1 ($n \sim 1$). Con él y a partir de la ec. 93a se obtiene la conocida ecuación de Bragg para la interferencia de rayos X

$$m \cdot \lambda = 2 d \sin \alpha \quad (101)$$

($\alpha = 90 - \beta =$ complementario al ángulo de incidencia). Como las partículas elementales pueden describirse como ondas con una longitud de onda de De Broglie, interfieren según la misma ley.

3.4 Propiedades mecánicas

3.4.1 División y definiciones

Las propiedades mecánicas describen el comportamiento de un material sometido a sollicitaciones mecánicas, es decir bajo la acción de fuerzas externas. Según la dirección y superficie de ataque, estas fuerzas pueden someter el material a tracción, presión o cizallamiento (fig. 89)

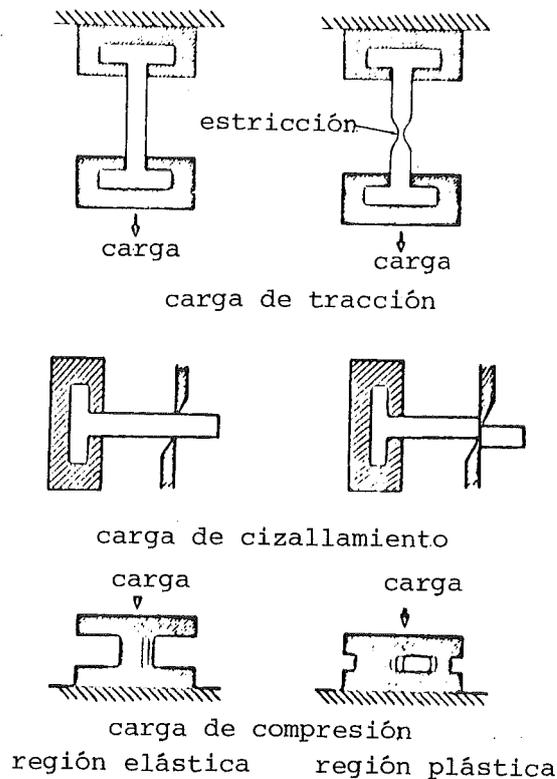


Fig. 89 Tipos de esfuerzos mecánicos

Como el material permanece en equilibrio mecánico, estos esfuerzos producen en el material fuerzas de igual intensidad, pero de sentido contrario que referidas a la unidad de superficie se llaman tensiones (fig. 90).

Una tensión (σ) que actúa en cualquier punto de una superficie de material (A-B-C-D, fig. 91) puede descomponerse espacialmente mediante adición vectorial en tres componentes de tensión (fig. 91, paralelogramo tridimensional de tensiones $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$). Dos de ellas se encuentran en el plano considerado (tensiones cizallantes τ_x, τ_z), la otra es perpendicular a éstas (tensión normal σ_y). Como las tensiones normales y cizallantes son siempre componentes de la tensión aplicada, serán siempre más pequeñas o a lo más iguales que ésta. Están relacionadas con la tensión aplicada multiplicándolas por funciones trigonométricas que resultan de los ángulos entre los vectores de tensión.

Las tensiones cizallantes (τ) correspondientes a una sola tensión aplicada, según la fig. 91 forman con ésta una relación determinada ($\frac{\sigma}{\tau}$) que se llama factor de Schmid en el caso del monocristal y factor de Taylor en el caso del policristal. Los factores varían entre valores límites (p.ej. $0 < \tau < 0,5 \sigma$), lo cual se puede deducir a partir del "círculo de Mohr" y de la "ley de Schmid".

Cuando se solicita a un material espacialmente, es decir cuando sobre él actúan fuerzas en las tres dimensiones, aparecen las tensiones cizallantes y normales representadas en la fig. 92 (estado de tensión triaxial). Las tensiones cizallantes y normales dan lugar a deformaciones. Si las tensiones normales originan un alargamiento del cuerpo, entonces se llaman tensiones de tracción, y el alargamiento relativo se llama elongación ($+\epsilon, l_0 =$ longitud inicial, $l =$ longitud después del alargamiento).

$$\epsilon = \frac{l - l_0}{l_0} = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (102)$$

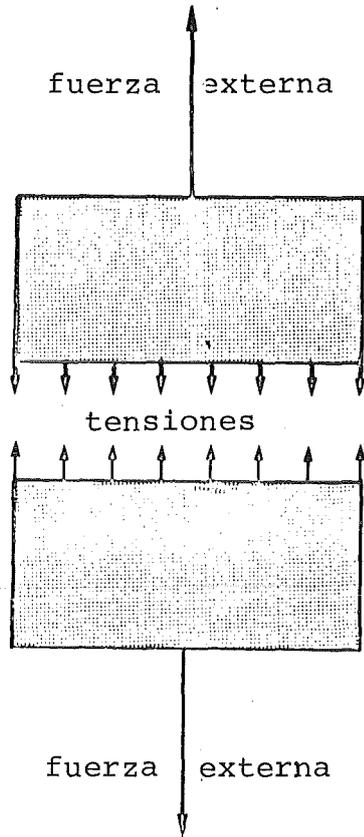


Fig. 90 Tensiones

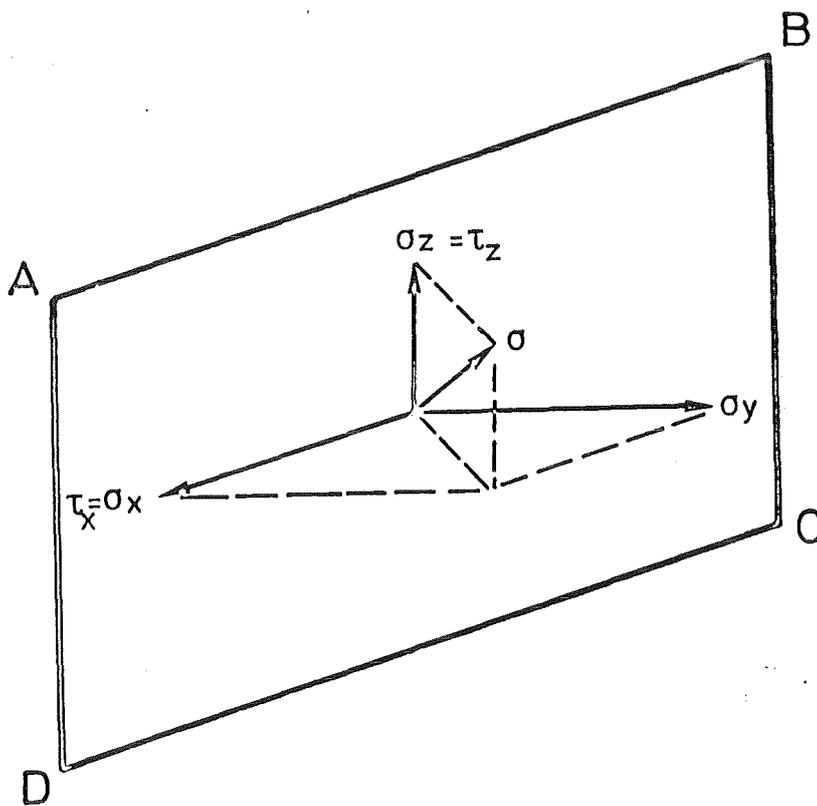


Fig. 91 Descomposición vectorial de una tensión en tensiones cizallantes y normales

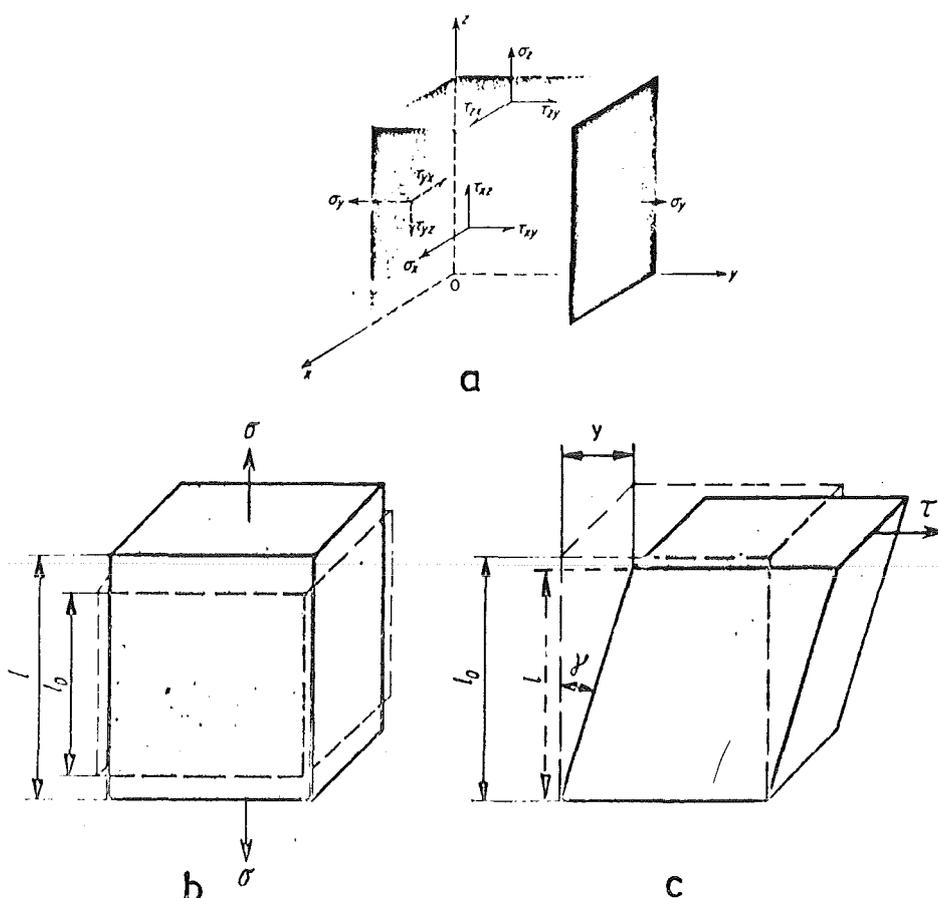


Fig. 92 Tensión y deformación

- a) estado inicial; b) deformación bajo tensión uniaxial;
- c) deformación bajo tensión cizallante uniaxial

En cambio las tensiones de compresión son tensiones normales que dan lugar a un recalcado ($-\epsilon$) del cuerpo en la dirección de la tensión normal. Las tensiones de compresión son "tensiones de tracción con signo negativo", los recalcados son "elongaciones con signo negativo". La deformación - unidimensional - en la dirección de la tensión normal (alargamiento, recalcado) está siempre acompañada de una deformación en las otras dos dimensiones (fig. 92b). La reducción de la sección (contracción transversal) se produce bajo tensión por tracción, el aumento de sección ("contracción transversal negativa") bajo tensión de compresión. La relación entre la contracción transversal positiva y el alargamiento o resp. entre la contracción transversal negativa y el recalcado se llama coeficiente de Poisson (ν).

Las tensiones cizallantes (τ) dan lugar a una deformación por desplazamiento que se llama deslizamiento transversal ($\gamma \approx \frac{Y}{I}$, fig. 92c). Como ya se indicó en la fig. 92c las siguientes consideraciones son aplicables solamente a la acción de esfuerzos en una dimensión (estado de tensión uniaxial), ya que este estado corresponde de hecho a menudo al caso práctico.

Cuando se representan las tensiones con los correspondientes alargamientos (o las correspondientes deformaciones, como p.ej. los recalcos o los deslizamientos transversales) en un diagrama, (diagrama de tensión - deformación), se obtiene una curva característica (fig. 93),

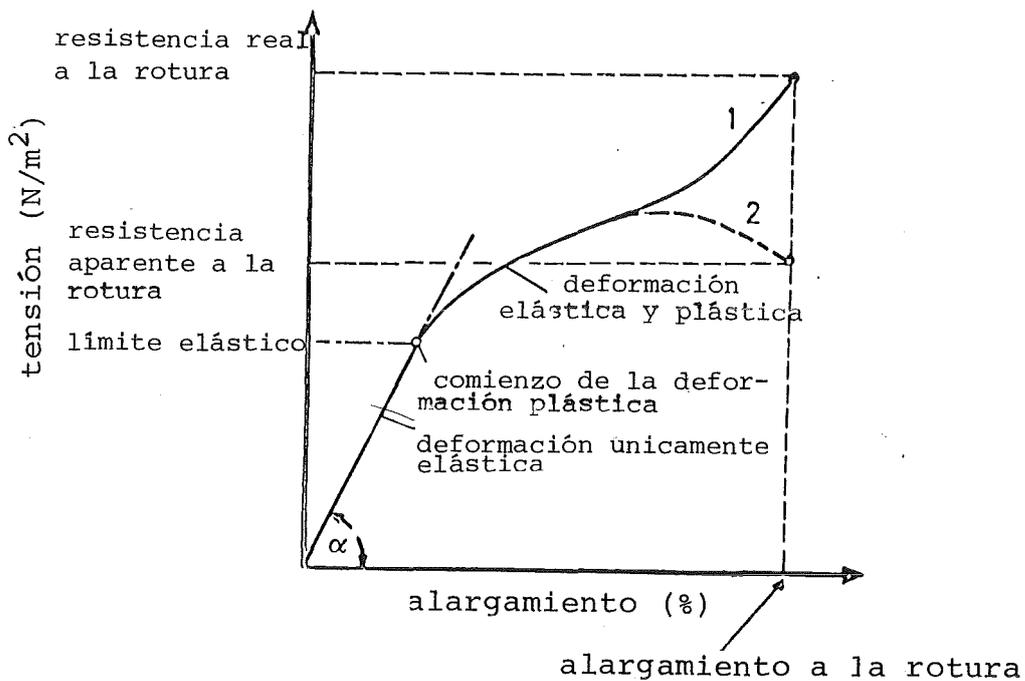


Fig. 93 Diagrama de tensiones y deformaciones

Mientras que las tensiones representan fuerzas específicas ($\frac{N}{m^2}$) en cambio las deformaciones corresponden a los caminos recorridos por estas fuerzas y la superficie bajo esta curva corresponde al trabajo de deformación (trabajo volumétrico = energía de deformación en $\frac{Nm}{m^3}$).

En las deformaciones que aparecen al aumentar la tensión pueden distinguirse tres estados:

1. El estado elástico espontáneo - viscoelástico: la deformación es reversible; desaparece cuando cesa el esfuerzo, ya sea
 - inmediatamente, i.e. independientemente del tiempo (comportamiento elástico espontáneo, fig. 94a)
 - después de un cierto tiempo (comportamiento viscoelástico, fig. 94b).

2. El estado plástico espontáneo - viscoplástico: la deformación es irreversible; permanece también después de cesar el esfuerzo y se obtiene
 - inmediatamente a la aplicación del esfuerzo, i.e. independientemente del tiempo (comportamiento plástico espontáneo)
 - o
 - después de que el esfuerzo ha actuado ya durante un cierto tiempo (comportamiento viscoplástico).

3. El estado de rotura: el material es separado en regiones macroscópicas lo que puede ocurrir tanto inmediatamente después de una deformación elástica como después de una deformación elástica y plástica.

Esta clasificación corresponde a una consideración macroscópica del proceso de deformación. Como p.ej. la dependencia del tiempo se manifestará tanto más fuertemente cuanto mayores sean las velocidades de deformación - controladas mecánicamente - la distinción entre elástico espontáneo y viscoelástico por una parte, y plástico espontáneo y viscoplástico por otra es sólo relativa. La delimitación de las regiones también tiene que ser considerada desde el punto de vista macroscópico ya que en la estructura fina tienen lugar cambios irreversibles también en el estado elástico, como p.ej. a través del trepado

de dislocaciones (ver p. 206), y la rotura por microgrietas (v. p. 219) comienza ya antes de llegar al estado de rotura macroscópico.

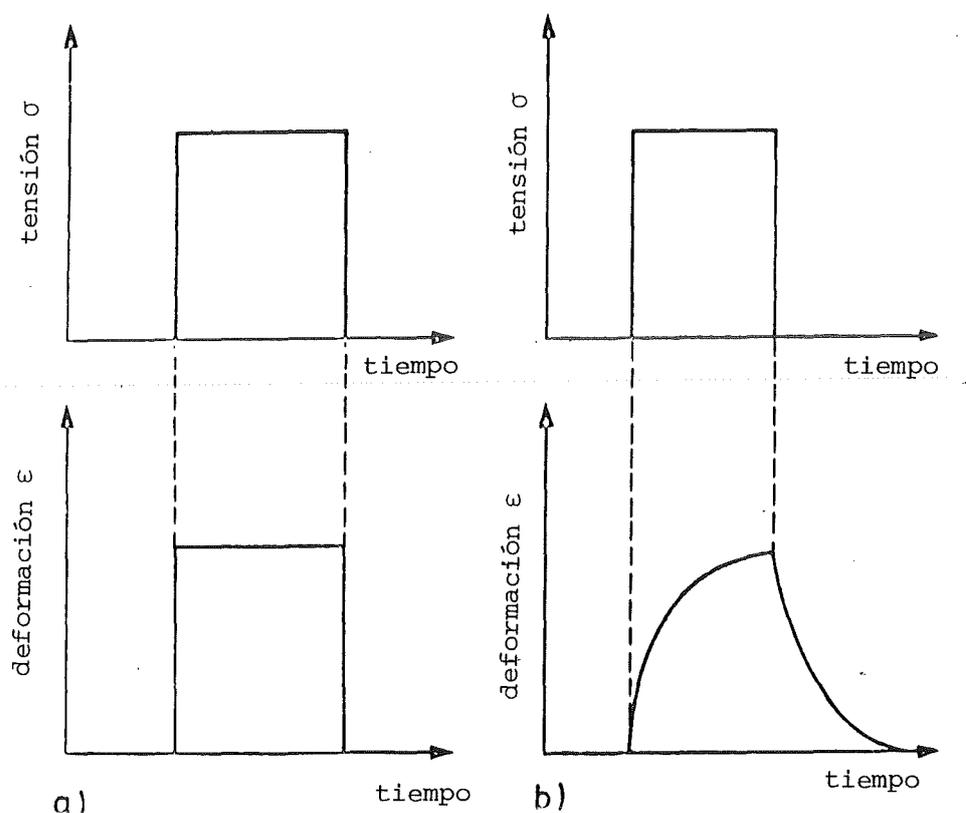


Fig. 94 Deformación elástica (espontánea) (a) y viscoelástica (b)

3.4.2 Magnitudes elásticas características

Desde el punto de vista atómico el comportamiento elástico de los materiales se basa en que sus componentes elementales están alejados de su posición en equilibrio debido a la acción de fuerzas externas. Según la fig. 2, actúan fuerzas de enlace interatómicas de atracción en el caso de esfuerzos de tracción, y de repulsión en el caso de esfuerzos de compresión. Originan el retorno inmediato (independiente del tiempo) de los componentes a su posición de reposo cuando deja de actuar la fuerza externa. Este comportamiento elástico (espontáneo) se observa sobre todo en muchos materiales cristalinos.

Además de la variación de la distancia interatómica pueden ocurrir otros cambios también en el material. Así por ejemplo en los materiales cristalinos los procesos reversibles de cambio de posición de los átomos intersticiales (efecto de Snoek) o de las vacantes (efecto de Zener) pueden provocar dilataciones elásticas. En los materiales cristalinos ferromagnéticos puede producirse una orientación reversible de los dominios magnéticos elementales (efecto magnetoelástico), en otros materiales cristalinos habrá movimientos de flujo de zonas cristalinas perturbadas, o en materiales polímeros será una orientación y distorsión de cadenas enteras de componentes (fig. 95).

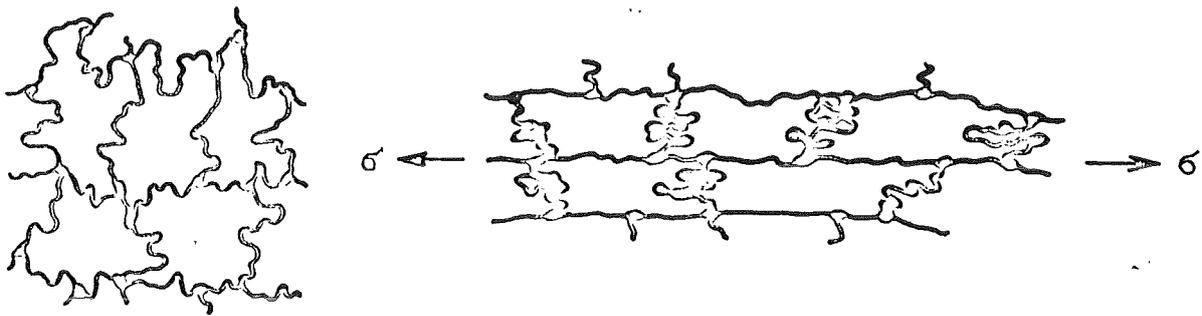


Fig. 95 Distorsión de zonas de componentes elementales en materiales amorfos.

Estos procesos van ligados a una fricción interna y por lo tanto a los movimientos de energía. Cuando por motivo de estos movimientos energéticos se producen cambios de temperatura en el material, aparecen además dilataciones térmicas (efecto térmico). Todos estos cambios desaparecen poco a poco solamente después de la descarga (efecto viscoelástico secundario). La vuelta al estado inicial no tiene lugar inmediatamente sino después de un cierto tiempo de relajación. Estos cambios elásticos - dependientes del tiempo - se conocen por comportamiento viscoelástico de los materiales.

El coeficiente de Poisson indica hasta qué punto es compensado el cambio de volumen - elástico espontáneo o viscoelástico - en la dirección de la tensión (p.ej. alargamiento bajo tensión por tracción) por las variaciones correspondientes en el plano perpendicular a la dirección de la tensión (p.ej. contracción transversal bajo tensión por tracción):

$$\nu \approx \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\Delta V}{V} \right) \quad (103)$$

Una compensación total solo tiene lugar en casos muy raros, como p.ej. en la goma blanda.

Los materiales elásticos se caracterizan muy a menudo - pero no siempre (p.ej. no en el caso de la goma) - por que el primer tramo de su curva de tensión - deformación es una recta (comportamiento elástico lineal). En el caso real continuamente pasa a un comportamiento no lineal superponiéndose las deformaciones elásticas y plásticas (fig. 93).

La formulación matemática de la proporcionalidad lineal entre la tensión y la deformación en el campo elástico viene dada por la ley de Hook. Para un material isótropo en el estado de tensión tridimensional se tiene:

$$\epsilon_x E = \sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z) \quad (104a)$$

$$\epsilon_y E = \sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z) \quad (104b)$$

$$\epsilon_z E = \sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y) \quad (104c)$$

(ϵ = deformación; E = factor de proporcionalidad; ν = coeficiente de Poisson; σ = tensión; y, z = índices direccionales). En el estado de tensión espacial hidrostático ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma_i$) se tiene

$$\varepsilon_i \cdot E = \sigma_i (1 - 2 \nu) \quad (105a)$$

y en el estado de tensión uniaxial ($\sigma_z = \sigma_x = 0$) en la dirección de la tensión ($\sigma_y = \sigma$; $\varepsilon_y = \varepsilon$), según la ec. 104b:

$$\varepsilon \cdot E = \sigma \quad (105b)$$

En estas ecuaciones la tensión (σ) es siempre la fuerza, referida a la sección correspondiente. Aunque esta sección varía siempre con la deformación en la práctica la fuerza aplicada se refiere siempre ocasionalmente a la sección inicial del material. Las tensiones aparentes obtenidas (fig. 93, parte 2 de la curva) son menores que las reales (fig. 93, parte 1 de la curva). Cuando se representan en un diagrama de tensión-deformación se evidencia esa desviación entre el comportamiento real (parte 1 de la curva) y el aparente (parte 2 de la curva) de la curva de tensión-deformación tal como aparece en la fig. 93.

El factor de proporcionalidad (E) es - como el coeficiente de Poisson (D) - una constante del material y por esto una magnitud elástica característica. Se llama módulo de elasticidad. - Las ecuaciones que obedecen a la ley de Hook para la carga de tracción (ec. 104-105b) son válidas para las cargas de compresión y de cizallamiento

$$\varepsilon \cdot E = - \sigma \quad (105c)$$

$$\gamma \cdot G = \tau \quad (106)$$

El nuevo factor de proporcionalidad (G) se llama módulo de rigidez. - Además la variación elástica relativa de volumen que se produce bajo una presión isostática tridimensional se indica por el módulo de compresión (K):

$$K = \frac{dp}{(dV/V)} \quad (107)$$

(dp = presión isostática; dV/V = variación elástica del volumen).

Al inverso del módulo de compresión se conoce por compresibilidad. Entre los tres módulos elásticos y el coeficiente de Poisson existen las relaciones

$$E = \frac{9 GK}{3K + G} \quad (108a)$$

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (108b)$$

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)} \quad (108c)$$

$$\nu = \frac{3K - 2G}{6K + 2G} \quad (108d)$$

Generalmente los módulos de elasticidad de los materiales polímeros son inferiores a los de los metales (fig. 96). Los materiales cerámicos son los que tienen los módulos de elasticidad más elevados.

Por regla general todas las características elásticas disminuyen con la temperatura ya que dependen de la intensidad del enlace atómico. Como éste disminuye generalmente debido al aumento de las distancias interatómicas medias cuando aumenta la temperatura, p.ej. los módulos de elasticidad tienden también a disminuir al aumentar la temperatura (fig. 97).

Esta relación entre el enlace y las características elásticas introduce una correlación con el punto de fusión. Así p.ej. los materiales de punto de fusión elevado tienen generalmente también módulos de elasticidad elevados. En la fig. 98 esto se ha representado para los metales.

El cambio de la concentración de los componentes en un material con varios componentes o la solución de un segundo tipo de componentes en un material con un sólo componente siempre da lugar a un cambio de las fuerzas de enlace. Esto puede originar tanto un aumento como una disminución de las magnitudes elásticas.

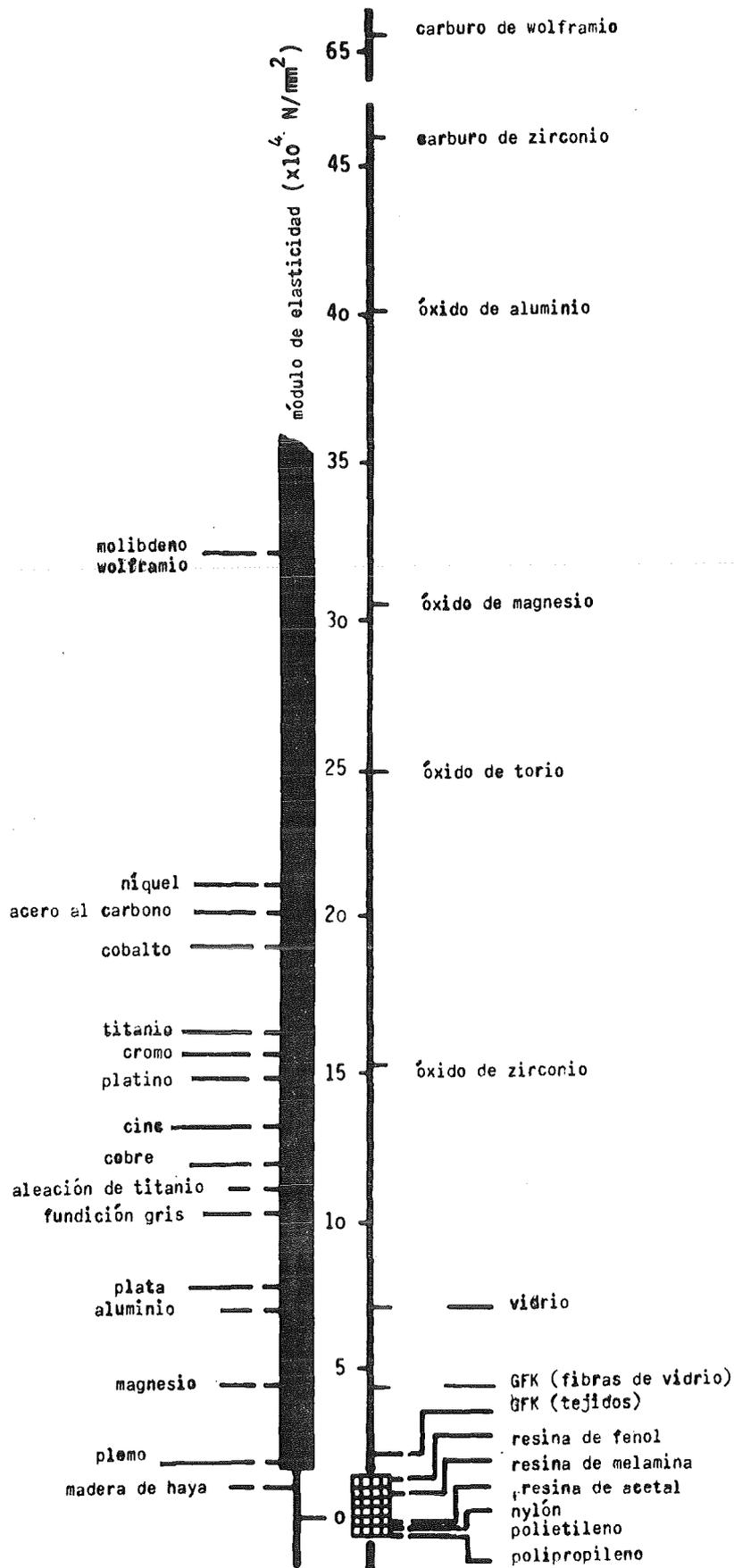


fig. 96 Módulos de elasticidad de materiales metálicos, cerámicos y polímeros

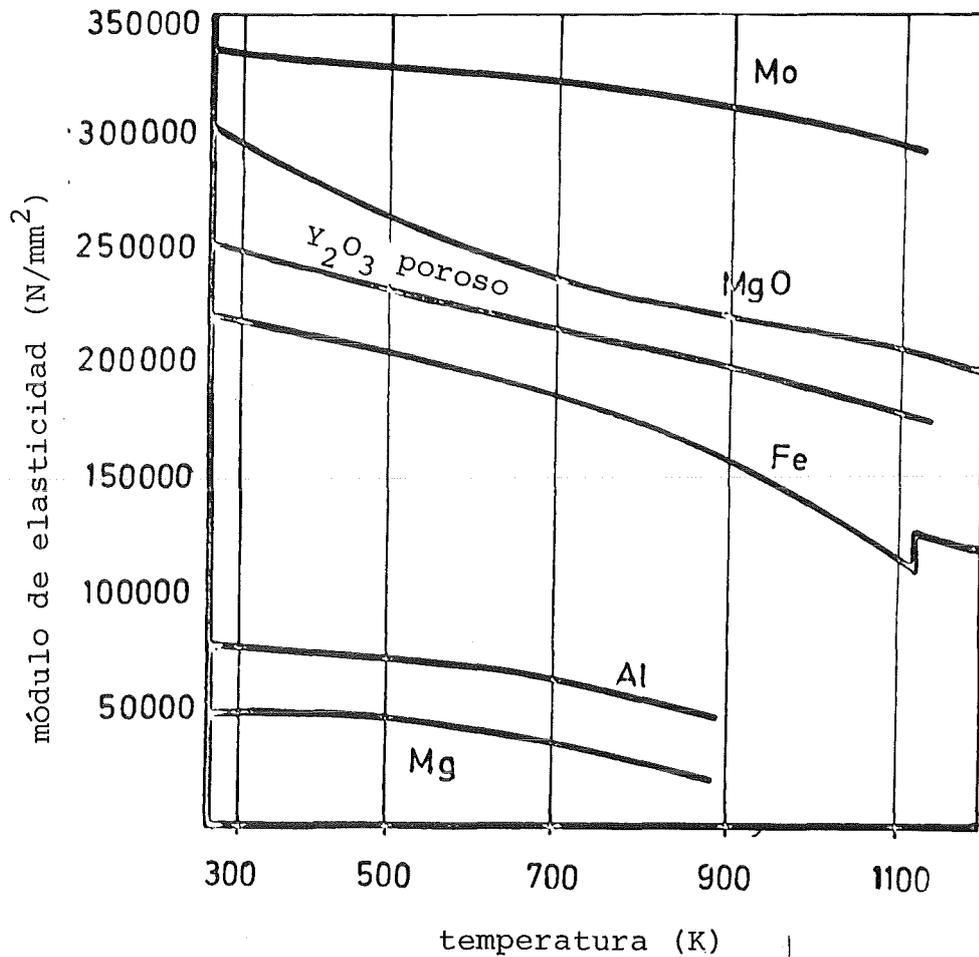


Fig. 97 Módulos de elasticidad en función de la temperatura en materiales cerámicos y metálicos

La microestructura influye sobre las características elásticas de los materiales monofásicos si las cristalitas tienen una orientación preferente en los materiales policristalinos. El módulo de elasticidad de un monocristal es p.ej. anisótropo porque los enlaces tienen diferente intensidad en las distintas direcciones. En la fig. 99, esto se ha representado esquemáticamente para un monocristal cúbico centrado en las caras. Cuando las cristalitas tienen una orientación en el material policristalino (textura, p. 28), el módulo de elasticidad del material policristalino también es anisótropo

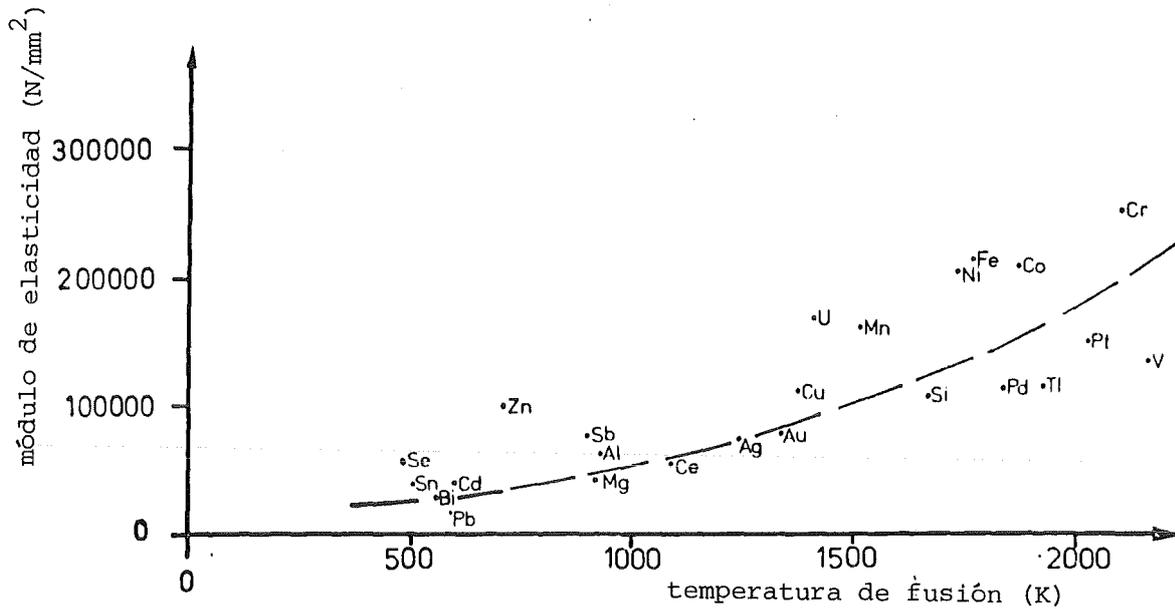


Fig 98 Punto de fusión y módulo de elasticidad de los metales

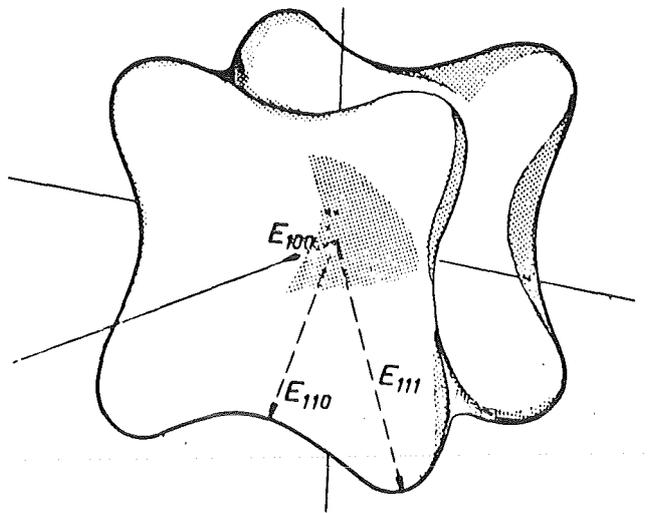
(fig. 99). En los materiales monofásicos amorfos es imaginable un comportamiento semejante cuando actúan determinadas condiciones, preferentemente en determinadas direcciones.

En los materiales polifásicos depende de los parámetros estructurales cuyo valor adquiere una característica elástica dentro de un margen de variación (véase la fig. 68). A continuación se discutirá esto mediante el ejemplo de un material bifásico cuyas fases tienen un comportamiento elástico lineal de acuerdo con la ley de Hook.

Cuando se combinan dos fases en un material bajo una carga son posibles teóricamente dos casos límites:

- Los constituyentes de ambas fases presentan idéntica deformación. Debido a su diferente elasticidad - es decir p.ej. su módulo de elasticidad diferente - están sometidas a diferentes tensiones según la ley de Hook (ec. 105b).

monocristal



material policristalino

$$\left(\begin{array}{l} \epsilon_{\text{isótopo}} \neq \epsilon_{\text{anisótopo}} \\ E_{\text{isótopo}} \neq E_{\text{anisótopo}} \\ \sigma_{\text{isótopo}} = \sigma_{\text{anisótopo}} \end{array} \right)$$

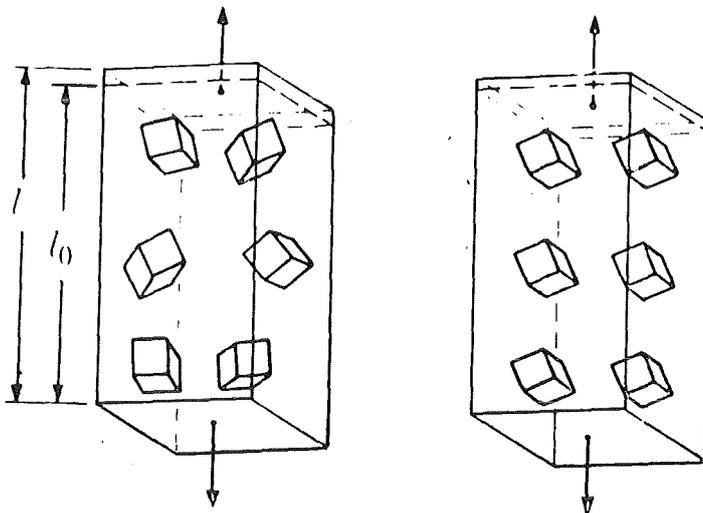


Fig. 99 Representación esquemática de la anisotropía del módulo de elasticidad

- o los constituyentes de ambas fases presentan la misma tensión y entonces tendrían que establecerse diferentes deformaciones.

Desde el punto de vista esterológico en estos dos casos límites coinciden disposiciones microestructurales tal como están representadas en la fig. 16f, g. Según esto las fases están dispuestas paralelamente (fig. 16f) o en fila (fig. 16g), dependiendo de la situación frente a la dirección de la tensión (A-B en la fig. 16). Cuando están dispuestas paralelamente las deformaciones son iguales y cuando están dispuestas en fila tendrán igual tensión.

Así para los dos casos límites citados resultan diferentes curvas de tensión-deformación, y a partir de éstas constantes elásticas diferentes como p.ej. módulos de elasticidad diferentes. Como esto es válido para cada concentración de las fases de un material bifásico, para las características elásticas en la zona de concentración se obtienen dos curvas límites (fig. 68). Por "disolución" a través de los parámetros estructurales de la disposición en fila de las fases en la microestructura se puede lograr de forma continua la disposición paralela de las fases según la fig. 68, pasando por varias microestructuras. El punto donde las constantes elásticas de un material bifásico - como su módulo de elasticidad - están situadas entre las curvas límites depende de los parámetros estructurales que determinan la forma, orientación y concentración de los constituyentes de las fases de su microestructura. En otras palabras esto quiere decir que los parámetros estructurales determinan la influencia que tiene el caso límite de igual deformación o resp. de igual tensión en el comportamiento real del material polifásico. La causa está aclarada en la fig. 100: En la fig. 90 se mostró que las fuerzas externas en el material monofásico están uniformemente distribuidas como tensiones sobre toda la sección. Cuando esta sección se interrumpe parcialmente por inclusiones de una segunda fase, en esta parte no puede transmitir las tensiones, o por lo menos no en el mismo grado. Cuando - como en la

fig. 100a - el límite de fase presenta una cierta estabilidad entonces la sección de las dos fases (F_D) transmite parte de las tensiones. Se tiene una distribución de tensiones tal como se ha representado esquemáticamente en la fig. 100a. - En cambio en la fig. 100b se ve la distribución de las tensiones para el caso extremo de una segunda fase que no tiene ninguna unión en los límites de fase con la fase de matriz (p.ej. poro); es decir que no transmite tensiones. Entonces en la sección del material perpendicular al eje x de la fig. 100 p.ej. las fuerzas externas tienen que ser transmitidas a través de una superficie reducida

$$F_x = F - F_D \quad (109)$$

(superficie de la sección del material = F ; superficie de la sección del poro = F_D ; superficie reducida de la sección = F_x), lo que da lugar a tensiones más elevadas en esta sección.

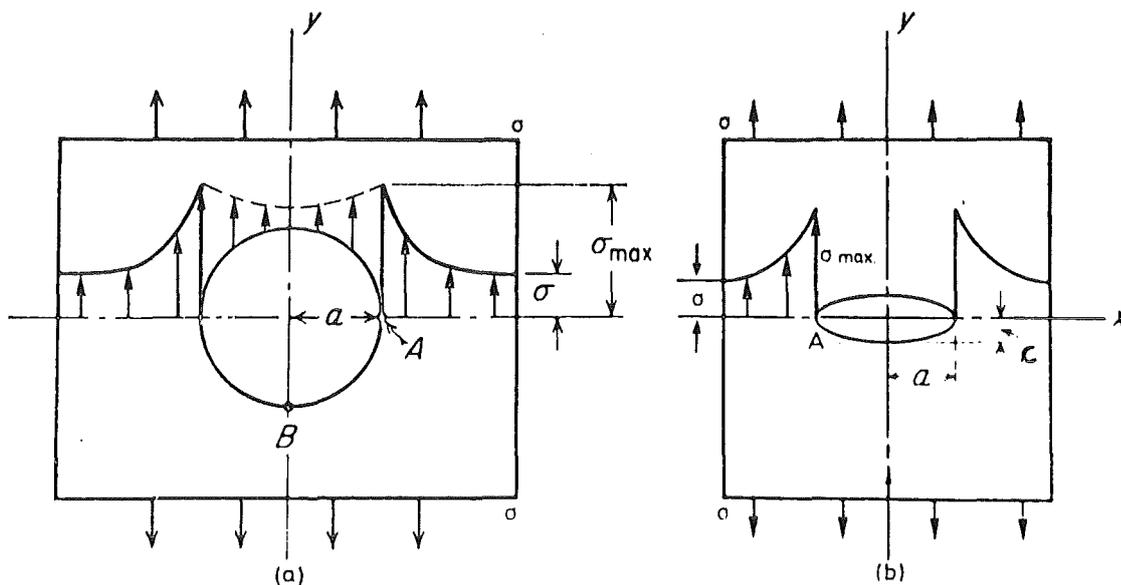


Fig. 100 Tensiones cizallantes

La distribución de tensiones no es uniforme sobre la sección reducida sino que da lugar a picos de tensión (σ_{max}) en las

fronteras de la segunda fase (punto A en la fig. 100a). Los picos de tensión se llaman tensiones cizallantes.

La redistribución de las tensiones depende de la forma de la fase incluida, de la orientación con respecto a la dirección de las tensiones y de su concentración. Así, a través de los parámetros estructurales la microestructura influye también sobre las características elásticas de un material polifásico tal como se representa esquemáticamente en la fig. 68.

Todo lo dicho hasta ahora era válido para las características elásticas espontáneas. En cambio un gran número de materiales amorfos (superpolímeros) y también materiales cristalinos como el hierro fundido o aleaciones ferromagnéticas tienen un comportamiento viscoelástico, en la mayoría de los casos en combinación con un comportamiento elástico espontáneo. En el diagrama de tensión-deformación el comportamiento viscoelástico da lugar a un ciclo de histéresis viscoelástico. Mientras que para la deformación elástica espontánea de un material linealmente elástico era válida la curva 1 de la fig. 101, el comportamiento viscoelástico provoca el "rezagado" de la deformación detrás de la tensión (fluencia viscoelástica), es decir un desfase en el tiempo entre la tensión y la deformación (ver fig. 94). La deformación máxima no se alcanza simultáneamente con la máxima tensión sino después de un cierto tiempo de relajación cuya duración depende de los procesos de fricción interna que tienen lugar en el material. También tras la descarga aparece una deformación residual que desaparece solamente después de un tiempo de relajación. - En la carga la deformación se reduce momentáneamente (curva 2 frente a curva 1, fig. 101). Este retraso temporal de la deformación se conoce como amortiguación. La superficie rayada (fig. 101) puede utilizarse como medida de la amortiguación.

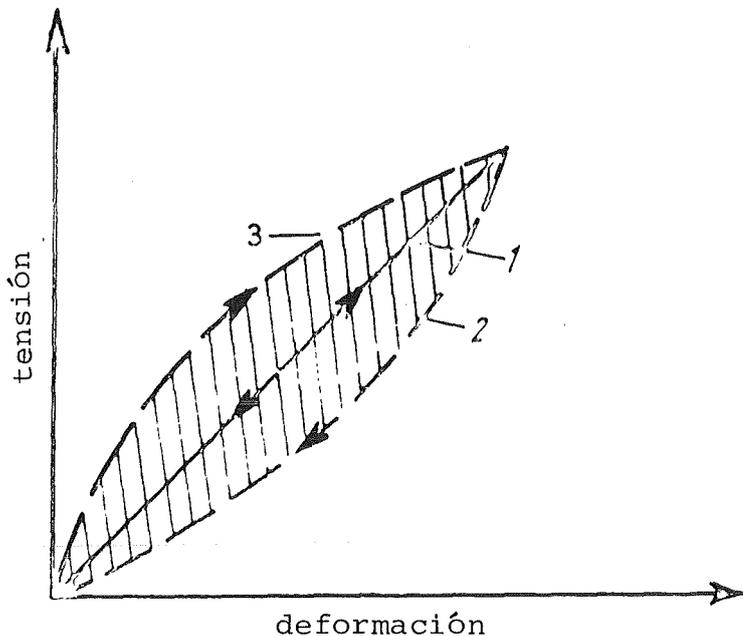


Fig. 101 Parte elástica del diagrama de tensión-deformación para un comportamiento viscoelástico (lineal) (histéresis de tensión-deformación)

3.4.3 Magnitudes plásticas características

El estado plástico está caracterizado por que la deformación creada bajo el efecto de una fuerza es irreversible (p.189). Cuando esta deformación permanente se alcanza simultáneamente con la actuación de la fuerza, se habla de un comportamiento plástico espontáneo. En cambio, cuando la deformación se produce retrasada con respecto a la actuación de la fuerza, es decir para una determinada fuerza la deformación correspondiente no se obtiene simultáneamente a la actuación de la fuerza, se habla de comportamiento viscoplástico.

La "plasticidad" de los materiales desde el punto de vista atomístico se basa en el desplazamiento de componentes elementales del material cuyos enlaces se cambian, pero no se destruyen totalmente. En los materiales cristalinos la deformación plástica se realiza por desplazamientos a lo largo de planos de deslizamiento y direcciones de deslizamiento favorables al

enlace que forman los sistemas de deslizamiento del cristal individual. Generalmente, los planos de deslizamiento son planos cristalinos densamente ocupados. Cuando el deslizamiento tiene lugar en un sistema de desplazamiento único se habla de deslizamiento simple. En cambio cuando en el desplazamiento intervienen varios sistemas simultáneamente se trata de deslizamiento múltiple. - El tipo de red de un monocristal determina el número de sus sistemas de deslizamiento y el tipo de enlace de los componentes elementales determina la tensión cizallante crítica. Esta es la tensión cizallante a la cual "arrancan" los sistemas de deslizamiento, es decir el deslizamiento de los planos de los componentes comienza solamente cuando se sobrepasa la tensión cizallante crítica. - Es posible calcular la tensión cizallante crítica. Pero suponiendo un cristal ideal (p. 18), se obtienen valores mucho mayores (p.ej. 840:1 para el hierro) que los valores siguientes, determinados experimentalmente:

para monocristales con enlace metálico: $\tau_S \leq G \cdot 10^{-4}$

para monocristales con enlace heteropolar: $G \cdot 10^{-4} \leq \tau_S \leq G \cdot 10^{-2}$

para monocristales con enlace homopolar: $\tau_S \geq G \cdot 10^{-2}$.

Esta discrepancia entre los valores teóricos y los calculados se basa en el concepto de que todos los componentes elementales de un plano se deslizan simultáneamente. Este proceso exige un gran consumo de energía y no es necesariamente obligatorio en monocristales reales. En éstos, debido a la presencia de dislocaciones es posible un "deslizamiento a pasos pequeños" que conduzca a la misma deformación con un consumo de energía inferior. Por esta razón los cristales reales optan por el deslizamiento producido por dislocación como mecanismo de la deformación viscoplástica, cuando están sometidos a la acción de una fuerza bastante grande (fig. 102). En este movimiento de dislocación en el monocristal con enlace heteropolar los iones

de igual carga tienen que pasar unos a otros, o los enlaces homopolares destruirse, razones por las cuales las tensiones cizallantes críticas son elevadas en estos enlaces. En los monocristales con enlace metálico no existe este tipo de obstáculo al deslizamiento (ver la comparación arriba).

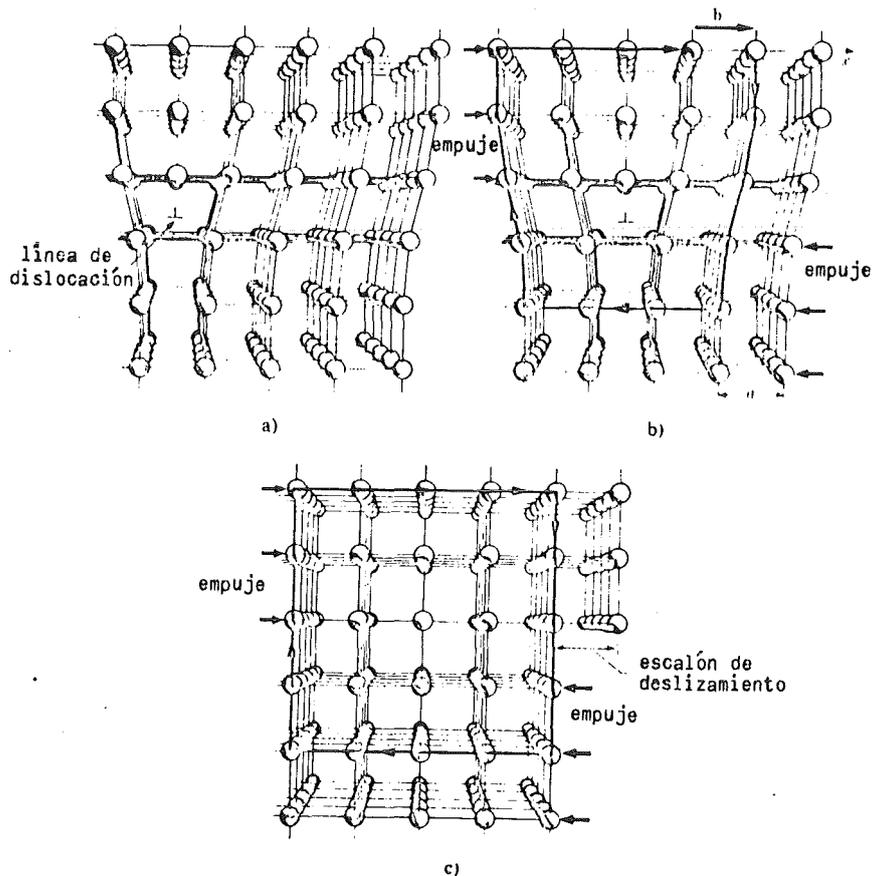


Fig. 102 Deslizamiento de una dislocación

Falta por saber si existen bastante dislocaciones en los sistemas de deslizamiento (dislocaciones deslizantes) en el monocristal para conseguir su deformación. Cada monocristal real posee un número limitado de dislocaciones deslizantes desde su período de formación. Pero cuando éstas han salido del cristal como planos de deslizamiento (fig. 102), la capacidad de deformación del cristal tendría que estar agotada debido al deslizamiento producido por dislocación. Sin embargo

éste no es el caso ya que durante la deformación plástica siempre nacen nuevas dislocaciones (fuentes de dislocación de Frank-Read) .

A medida que crece la deformación, es decir al aumentar el número de dislocaciones, éstas se estorban recíprocamente (formación de nudos de dislocación) - por esto el material experimenta un endurecimiento por deformación en frío. En el diagrama de tensión-deformación esto se pone de manifiesto sobre todo a través de una pendiente creciente más escarpada de la tensión frente a la deformación (fig. 93, parte 1 de la curva).

Lo dicho sobre la deformación plástica de monocristales se aplica ahora al material policristalino real. En él los límites de grano actúan como fuentes de dislocación y como barreras al movimiento de dislocaciones (endurecimiento debido a límites de grano). Además las diferentes cristalitas tienen en el estado no texturado distintas orientaciones. Por esto, el deslizamiento comenzará primero en unas pocas cristalitas que estén favorablemente orientadas a la dirección de la carga (microplasticidad) y a medida que aumente la tensión, se transformará poco a poco en movimientos de dislocación en todo el material policristalino. Por eso los materiales policristalinos se deforman por deslizamiento múltiple.

Además del comportamiento plástico (espontáneo) arriba discutido (deformación independiente del tiempo) un material puede también presentar un comportamiento viscoplástico con deformación irreversible. En este caso al principio la deformación está retrasada con respecto a la carga o la tensión aplicada. Esta dependencia del tiempo de la deformación irreversible a carga o tensión constante puede estudiarse como fluencia lenta o fluencia viscoplástica del material. Prácticamente los materiales amorfos se deforman exclusivamente por fluencia viscoplástica. Pero los materiales cristalinos además de la deformación plástica

espontánea presentan también a veces deformaciones viscoplásticas. En los materiales cristalinos están originadas por el trepado de dislocaciones (fig. 103). El cambio de posición de los componentes que da lugar a la deformación viscoplástica se realiza a través de vacantes mediante difusión.

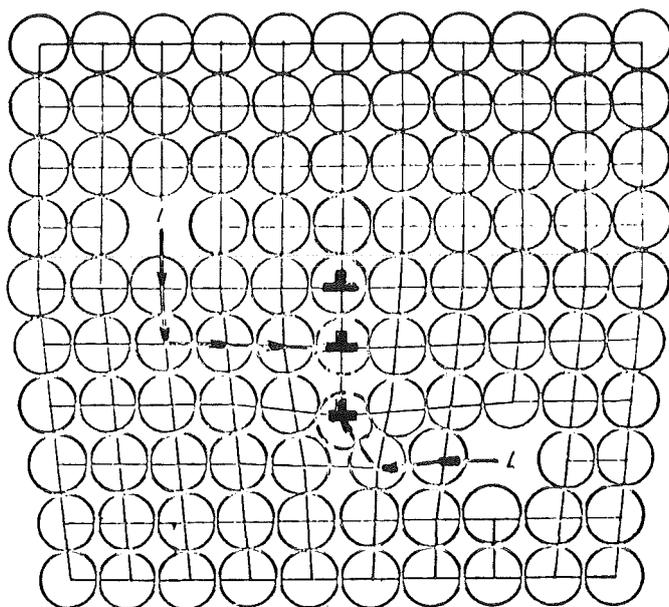


Fig. 103 Trepado de dislocaciones

Según el modelo de Nabarro-Herring los límites de grano de ángulo grande y pequeño actúan como fuentes y sumideros de vacantes. En los materiales amorfos en los que, al igual que en los polímeros los componentes de una cadena de moléculas están unidos por fuerzas de valencia, pero donde las cadenas están unidas principalmente por fuerzas dipolares, estos enlaces más débiles se rompen localmente bajo la acción de tensiones externas. En este caso las cadenas inicialmente vecinas pueden ceder a la tensión externa y deslizarse entre sí a trozos hasta que queden fijas de nuevo en otra posición. A lo largo del tiempo se desplazan segmentos enteros en la estructura amorfa donde en cada momento la mayoría de los enlaces permanece intacta y solamente cambian algunos pocos ("movimiento de oruga"). Luego el comportamiento viscoplástico de materiales

amorfos viene determinado principalmente por los enlaces entre las cadenas de moléculas. Por esto, a medida que aumenta la reticulación, es decir la formación de puentes entre las cadenas de moléculas, aumenta también la resistencia a la deformación viscoplástica.

Después de haber aclarado tras la descripción hecha hasta ahora los mecanismos del estado plástico, discutiremos a continuación las correspondientes magnitudes características. Para mayor claridad lo haremos para el caso de una carga de tracción. Pero estas consideraciones pueden aplicarse análogamente a otros tipos de cargas. - Si la transición del estado de deformación elástico al estado plástico tuviese lugar de modo discontinuo estaría caracterizada por una inflexión en la curva de tensión-deformación (fig. 104).

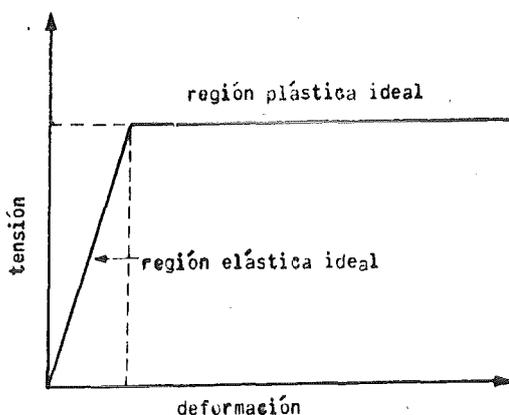


Fig. 104 Diagrama de tensión-deformación ideal para un comportamiento "superplástico"

En esta discontinuidad acaba el comportamiento elástico y comienza el plástico. Cuando la velocidad de deformación plástica es idéntica a la velocidad con que se aplica la tensión, la curva de tensión-deformación después de la inflexión es horizontal (superplasticidad). El punto de inflexión representa el

límite de elasticidad. En el material real la curva de tensión-deformación también indica el punto donde comienza la deformación plástica. Pero en general esto no se manifiesta con una discontinuidad pronunciada ya que el comienzo de la deformación plástica no coincide con el final de la deformación elástica. Más bien se superponen los dos estados (fig. 93). Este comienzo de la deformación plástica - independientemente de si la deformación elástica continua o no - se llama límite elástico aparente o respectivamente límite de fluencia. Se puede reconocer con exactitud cuando la curva de tensión-deformación presenta una discontinuidad o cuando su parte elástica es una recta (elasticidad lineal o de Hook).

Sin embargo la microplasticidad, el comportamiento viscoelástico y elástico no lineal así como la iniciación viscoplástica, es decir retardada de la deformación irreversible pueden ocultar el comienzo de la deformación plástica en la curva de tensión-deformación (fig. 105a). En estos casos la transición para una dilatación permanente determinada se la define como límite elástico (p.ej. límite elástico de un 0,1% en la fig. 105a). -

Existen materiales cuyo diagrama de tensión-deformación presenta un desdoblamiento del límite elástico aparente (fig. 105b). Cuando dichos materiales son amorfos este fenómeno se debe a un comportamiento viscoplástico en la región del límite elástico aparente. En los materiales cristalinos dicho fenómeno se explica porque los componentes adicionales disueltos aparecen en intersticios concentrados preferentemente alrededor de dislocaciones (atmósfera de Cottrell), porque allí existe más espacio (ver el esquema de la fig. 105b). Debido a estas atmósferas de Cottrell, el movimiento de la dislocación es impedido, el límite elástico aparente crece (límite elástico aparente superior, fig. 105b). Cuando el movimiento de las dislocaciones arranca por fin debido a un aumento de la tensión, la dilatación irreversible, impedida por las atmósferas de Cottrell (dilatación de Lüders) se recupera por una disminución simultánea de la tensión hasta el límite elástico aparente inferior (fig. 105b).

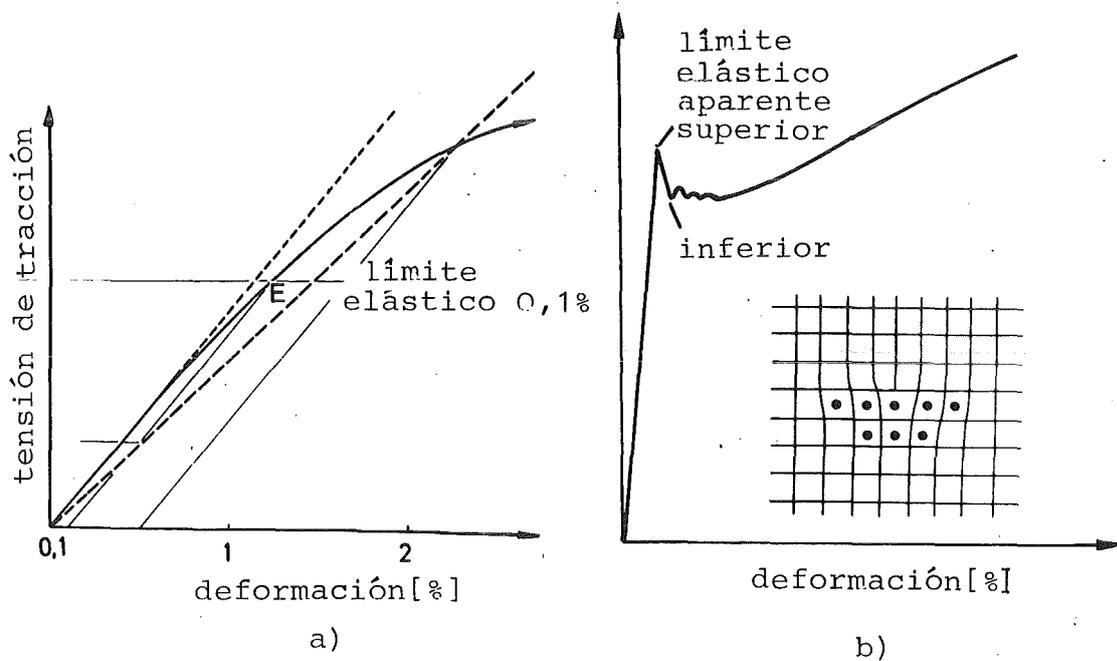


Fig. 105 Casos especiales de límites elásticos

El límite elástico aparente o de fluencia - respectivamente su variante idealizada (límite de elasticidad) y técnica (límite elástico) es aquella propiedad mecánica característica que define el principio del comportamiento plástico. Las deformaciones permanentes de los materiales sólo son posibles por encima del límite elástico aparente! Por esto para el empleo de los materiales en construcciones técnicas este límite tiene que ser lo más elevado posible, en cambio para la conformación tecnológica de materiales en piezas útiles tiene que ser lo más bajo posible. Por consiguiente su variación a través de magnitudes del estado y de la microestructura de un material, cuya influencia examinaremos ahora tiene una especial importancia.

La incorporación de componentes reticuladores en materiales amorfos o de átomos de inclusión o de sustitución en materiales cristalinos dificulta los procesos de deslizamiento (influencia de la concentración de los componentes); es decir, el límite elástico aparente aumenta con la concentración del componente añadido. En los materiales cristalinos esto está originado por el anclaje de dislocaciones en átomos solutos "extraños" en la red, lo que hace aumentar la tensión cizallante crítica (fig. 106a). El crecimiento asociado del límite elástico aparente ($\Delta\sigma_s$) por formación de cristales mixtos (endurecimiento por formación de cristales mixtos, fig. 106b) puede calcularse para pequeñas variaciones de la concentración de los componentes:

$$\Delta\sigma_s \approx G \sqrt{c} \quad (110)$$

(G = módulo de rigidez; c = concentración del componente añadido en % atómicos o resp. molares).

Un crecimiento del límite elástico aparente debido a la variación de la concentración de los componentes a través de toda la zona de concentración solamente es posible cuando la solubilidad de los componentes es ilimitada (diagrama de estado isomorfo).

Entonces el límite elástico aparente pasa por un máximo a aquella concentración a la cual el "componente adicional" se convierte en "componente fundamental" (componente que forma la red de hospedaje). - Todos los otros tipos de diagramas de estado presentan solubilidades limitadas de los componentes. Por consiguiente la posibilidad de endurecimiento está también limitada por la variación de la concentración de los componentes. Ahora, los límites de solubilidad dependen de la temperatura. Por otra parte, a veces existen fases de alta temperatura con una solubilidad más elevada del componente adicional. Cuando se puede conseguir - p.ej. por enfriamiento muy rápido (temple) - "congelar" solubilidades más elevadas a la temperatura ambiente, se obtiene un estado de desequilibrio por sobresaturación

(p. 73) con un límite elástico aparente más elevado (ver también temple del acero, p. 99).

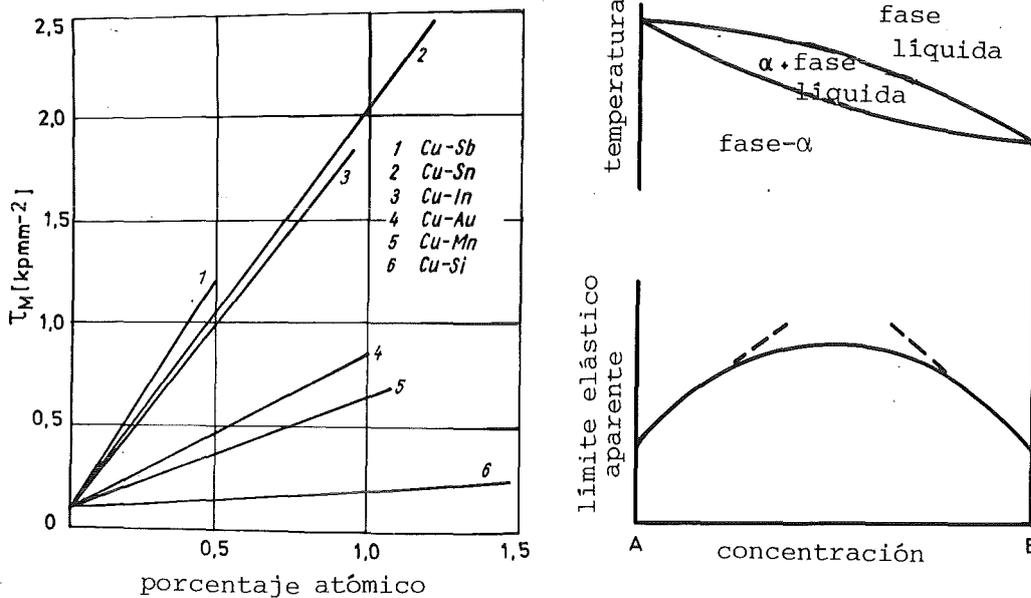


Fig. 106 Elevación del límite elástico aparente del cobre por aleación (a) y de modo general por endurecimiento por formación de cristales mixtos (b)

Bajo el aspecto atomístico la variación del límite elástico aparente con la temperatura resulta de la dependencia que existe entre la movilidad de los componentes de los materiales con la temperatura. Las oscilaciones aumentan, la intensidad de los enlaces disminuye cuando aumenta la temperatura. De este modo se facilita el deslizamiento, es decir el límite elástico aparente disminuye. Esta es la razón por la cual los procesos tecnológicos de conformado se realizan generalmente por encima de un cierto límite de temperatura (deformación en caliente). En los

materiales cristalinos ésta es la temperatura de recristalización ($\sim 0,4$ x punto de fusión). La existencia de dicho límite de temperatura abre al mismo tiempo otra posibilidad de elevación del límite elástico aparente: cuando la deformación se hace por debajo de la temperatura de recristalización el material deformado después de descargarle y cargarle nuevamente presenta una elevación del límite elástico aparente como consecuencia del endurecimiento por deformación en frío ($\Delta\sigma_s$), la cual puede estimarse según:

$$\Delta\sigma_s \approx G \cdot b \cdot \sqrt{\rho_v} \quad (111)$$

(G = módulo de cizallamiento; b = valor del vector de Burgers, ver p. 20, 22; ρ_v = densidad de dislocaciones).

Cuando se calienta un material cristalino endurecido por encima de su temperatura de recuperación o incluso de recristalización (recocido por ablandamiento), las dislocaciones se restablecen, el endurecimiento por deformación en frío se reduce, el límite elástico aparente disminuye. Cuando se aumenta la temperatura por encima de la temperatura media absoluta de fusión ($0,5 \cdot T_s$), además de los sistemas de deslizamiento de las cristalitas, los bordes de grano comienzan a deslizarse de modo viscoso (deslizamiento de los bordes de grano) lo que da lugar a una disminución aún mas fuerte del límite elástico aparente.

Además de las magnitudes de estado, la microestructura tiene una influencia sobre el límite elástico aparente a través de los parámetros de estructura. En los materiales policristalinos monofásicos se ha podido comprobar la dependencia del límite elástico aparente con el tamaño y la orientación de las cristalitas. Cuando disminuye el tamaño de las cristalitas, la microestructura de un material presenta más límites de grano. Como estos aumentan fuertemente la densidad de dislocaciones (endurecimiento por deformación en frío) y constituyen obstáculos al movimiento de las dislocaciones (endurecimiento debido a los bordes de grano), el límite elástico aparente de

de los materiales monofásicos crece al disminuir el tamaño de los granos (relación de Hall-Petch)

$$\Delta\sigma_S = \frac{C}{\sqrt{L_3}} \quad (112)$$

(L_3 = longitud media a lo largo de las cristalitas, ver fig. 160; C = constante dependiente de la estructura de los bordes de grano).

Cuando las cristalitas de un material policristalino polifásico están orientadas, su límite elástico aparente se vuelve anisótropo. Dichas texturas se describen cuantitativamente por medio de la frecuencia de ciertos planos cristalinos con respecto a la dirección de la carga. Gráficamente se representan por las llamadas figuras polares.

En los materiales polifásicos con estructura de inclusión se provoca una elevación del límite elástico aparente ya que las partículas dispersas bloquean el deslizamiento de la fase de la matriz (endurecimiento por dispersión). Es importante la distribución de la fase dispersa en el impedimento del deslizamiento en la fase de la matriz lo más uniformemente posible en todo el material. Esta condición se cumple de forma aproximada en el caso del endurecimiento por precipitación donde la fase dispersa se forma por precipitación debida a la variación de los límites de solubilidad con la temperatura (ver microestructura fig. 35). En este caso el crecimiento del límite elástico aparente disminuye de nuevo con el aumento de la temperatura a medida que las precipitaciones pasan de nuevo a la solución.

El crecimiento del límite elástico aparente debido al endurecimiento por dispersión o precipitación es proporcional a la concentración de la fase dispersa (c_D), pero inversamente proporcional al tamaño de sus partículas (L_3 , ver fig. 160)

$$\Delta\sigma_S \approx \frac{G \cdot b \cdot \sqrt[3]{c_D}}{L_3} \quad (113)$$

(G = módulo de cizallamiento; b = vector de Burgers; L_3 = longitud media de la línea).

Desde el punto de vista atómico el crecimiento del límite elástico aparente debido a la dispersión o precipitación de partículas de segunda fase es debido a dos mecanismos:

- o bien, las dislocaciones permanecen fijas a las partículas dispersas, y solamente cuando se curvan con tensiones más elevadas pueden pasar a través de ellas y separarse. Las partículas permanecen sin deformarse (modelo de Orowan, fig. 107a)
- o la dislocación da lugar a un deslizamiento de las partículas dispersas, es decir las "corta" (fig. 107b).

El segundo mecanismo predominará para distancias muy pequeñas entre las partículas ya que la energía necesaria para la curvatura y separación de una dislocación será muy elevada debido al gran radio de curvatura.

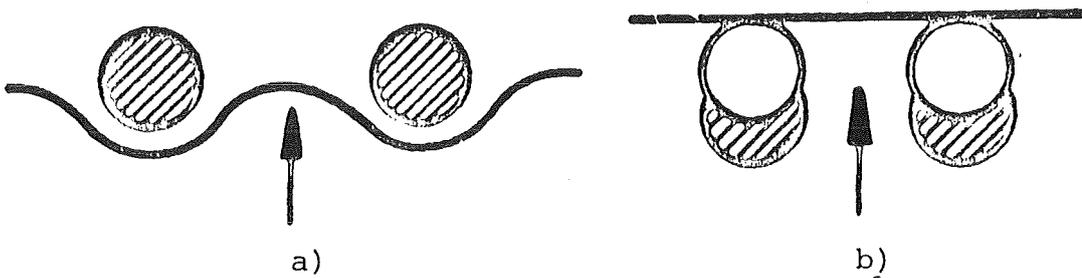


Fig. 107 Endurecimiento por dispersión según el modelo de Orowan (a) y el modelo de corte por deslizamiento (b)

En la deformación plástica espontánea la dilatación irreversible por encima del límite elástico aparente sigue sin retraso a la tensión aplicada; en cambio, cuando un material sometido a una carga constante por encima de su límite elástico aparente presenta una deformación viscoplástica éste se deforma gradualmente.

Cuando la tensión aplicada es mayor que la resistencia a la rotura, la fluencia viscoplástica origina la rotura. La deformación irreversible en este caso se llama fluencia lenta como ya lo hemos mencionado. Está caracterizada por una clara dependencia del tiempo que se pone de manifiesto en las llamadas curvas de fluencia (fig. 108)

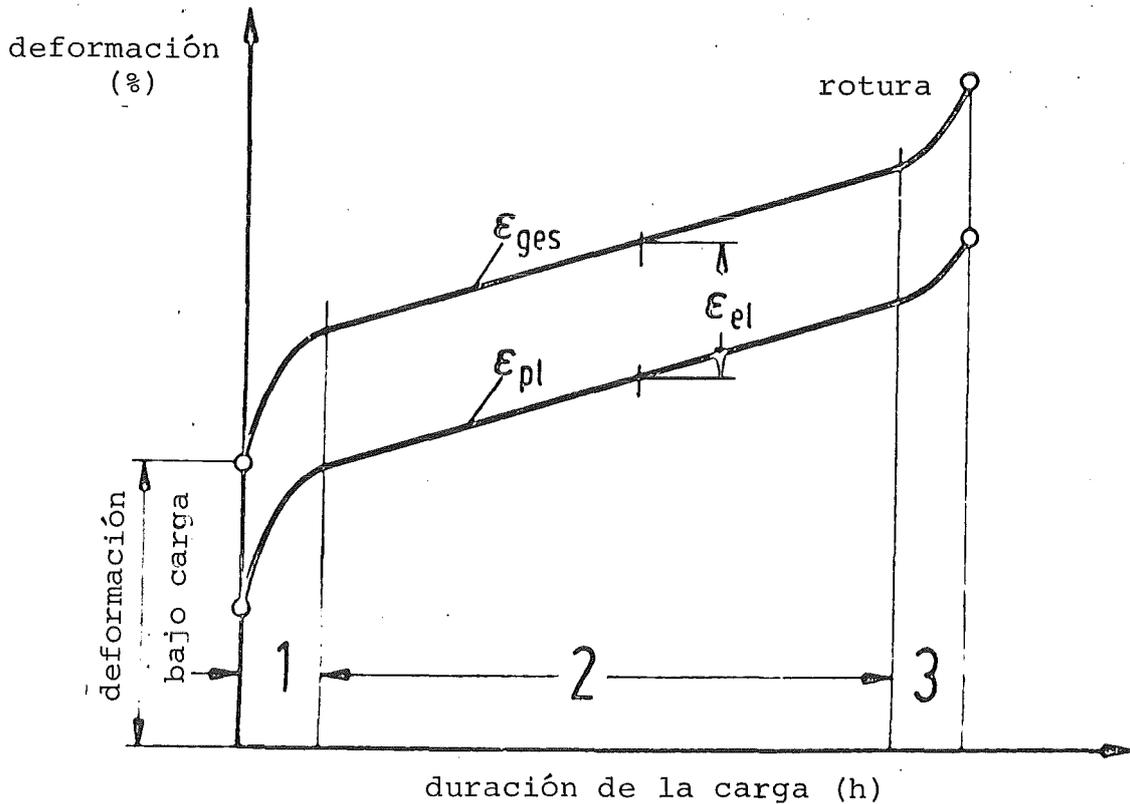


Fig. 108 Curvas de fluencia

Entre la deformación bajo carga (ϵ_K) y el tiempo (t) existe la proporcionalidad

$$\epsilon_K \sim t^m \quad (114)$$

donde se pueden distinguir tres regiones con valores diferentes del exponente (m). A la fluencia primaria (fluencia de transición, $m < 1$; región 1, fig. 108) sigue la fluencia secundaria (región 2, fig. 108). Esta región es la que aparece más frecuentemente en la práctica; en ella la velocidad de fluencia (deformación por fluencia / tiempo) es aproximadamente independiente del

tiempo (fluencia estacionaria, $m \approx 1$). La fluencia terciaria (región 3, fig. 108, $m > 1$) acaba en la rotura. - Los procesos de fluencia se basan en la deformación viscoplástica. Al igual que en la fluencia de materiales amorfos (p. 205), también puede realizarse por fluencia viscoplástica o - como en los materiales cristalinos - por trepado de dislocaciones. La fluencia por trepado de dislocaciones (fig. 103) puede atravesar las cristalitas donde los límites de grano de ángulo grande según el modelo de Nabarro-Herring hacen las veces de fuentes de dislocaciones. A temperaturas más elevadas la deformación viscoplástica de materiales cristalinos se realiza preferentemente por deslizamiento de límites de grano, lo que en principio es análogo al deslizamiento de zonas microestructurales en la fluencia de los materiales amorfos.

Para caracterizar la "resistencia a la fluencia" de un material se utiliza la deformación por fluencia (fig. 108). Se compone de una parte viscoelástica y de otra originada por fluencia viscoplástica:

$$\epsilon_K = \epsilon_{\text{viscoelástico}} + \epsilon_{\text{viscoplástico}} \quad (115)$$

y depende - además del tiempo - de la carga aplicada. Ahora bien la supuesta constancia de carga para la fluencia puede referirse tanto a la carga específica (tensión constante) como a la carga total (fuerza constante). A tensión constante, tiene que variar continuamente la fuerza a medida que cambia la sección transversal. Por consiguiente se obtienen, al igual que en el diagrama de tensión-deformación bajo una carga de tracción (fig. 93) - dos ramas de la curva de fluencia. En la fig. 109 se demuestra ésto para la parte viscoplástica de la deformación por fluencia de un acero cromo-níquel (temperatura de fluencia 973 K). -

Aparte de la deformación por fluencia puede utilizarse también el coeficiente de viscosidad o la viscosidad (η) para caracterizar

el comportamiento de fluencia de un material (ver p.336). Se llama también coeficiente de la fricción interna y es función de la tensión cizallante (τ , ver fig. 110) que es necesaria para desplazar entre sí a dos superficies ("capas" F) del medio fluyente, una distancia determinada (dy) y con una diferencia de velocidad relativa (dv):

$$\eta = \tau \cdot \frac{dy}{dv} \quad (116)$$

Al aumentar la temperatura crece la deformación por fluencia y disminuye la viscosidad - según una ley de Arrhenius, análoga a la ecuación 43. Como la fluencia solamente puede tener lugar por encima del límite elástico aparente, la tensión mínima necesaria para la fluencia tiene que ser tanto más elevada cuanto más baja sea la temperatura porque el límite elástico aparente disminuye con la temperatura.

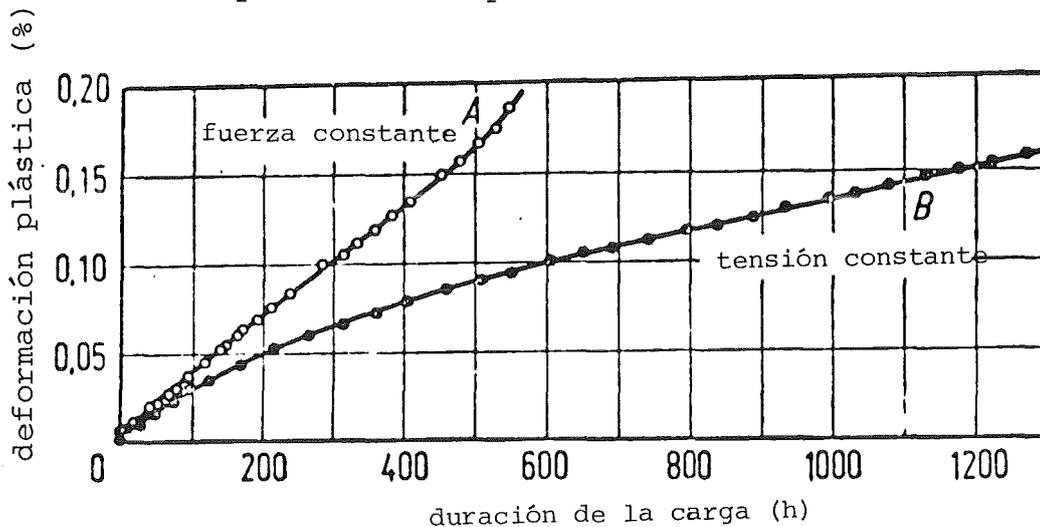


Fig. 109 Curvas de fluencia del acero

Generalmente, los componentes disueltos en los materiales monofásicos con varios componentes aumentan el coeficiente de viscosidad, existiendo para concentraciones molares o atómicas no demasiado elevadas una proporcionalidad lineal entre el crecimiento y la concentración.

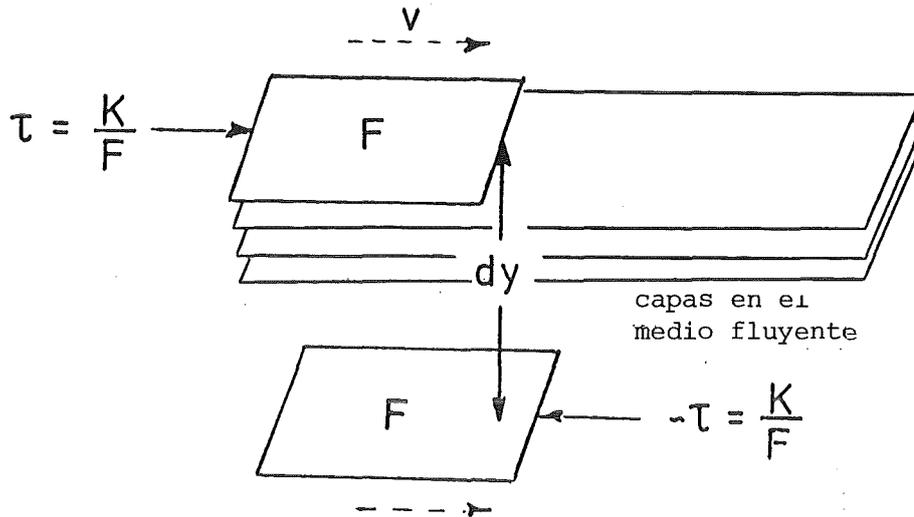


Fig. 110 Representación esquemática para la determinación del coeficiente de viscosidad

En los materiales cristalinos monofásicos las influencias estructurales se traducen en la disminución de la deformación por fluencia con respecto al tiempo, es decir de la velocidad de fluencia con el aumento del tamaño de las cristalitas. Esto se debe a la disminución de los límites de grano ya que a temperaturas más elevadas la fluencia se realiza principalmente por deslizamiento plástico de límites de grano. Luego los materiales resistentes a altas temperaturas (resistentes al calor) deberían tener una estructura cristalina gruesa.

Para la relación entre la viscosidad de un material bifásico con la estructura de inclusión (η_C) y baja la concentración en volumen de la fase incluida (c_D), en 1ª aproximación es válida la ecuación de viscosidad de Einstein para suspensiones

$$\eta_C = \eta_M (1 + 2,5 c_D) \quad (117)$$

(η_M = coeficiente de viscosidad de la fase matriz.)

3.4.4 Magnitudes características de la rotura

Se alcanza el estado de rotura cuando las tensiones creadas debido a fuerzas exteriores (tensiones de rotura σ_B) son mayores que las fuerzas de enlace que actúan en el material. El material se separa macroscópicamente. - La separación tiene lugar en los puntos donde existe el enlace más débil. En los materiales amorfos éstos son esencialmente las regiones intermoleculares en las que las moléculas en cadenas están ligadas entre sí por un enlace dipolar (enlace de Van-der-Waals). - En cambio las materias cristalinas pueden romper de modo intercrystalino o transcristalino. La rotura intercrystalina tiene lugar cuando la resistencia de los límites de grano de los materiales monofásicos o la resistencia de los límites de fases de los materiales polifásicos es inferior a la resistencia de las cristalitas. En cambio en la rotura transcristalina la separación ocurre a través de las cristalitas en aquellos planos cristalinos entre los cuales actúan fuerzas de enlace mínimas.

Del mismo modo que en la deformación plástica sólo se deslizan regiones parciales, la rotura no tiene lugar tampoco simultáneamente en toda la superficie de rotura. Antes que una rotura dé lugar a la separación macroscópica de un material se forman localmente gérmenes de rotura en forma de microgrietas. Estas nacen preferentemente en posiciones particularmente débiles como p.ej. entalladuras en la superficie del material, en el interior de los límites de fase, en superficies límites frágiles del material o en regiones con tensiones internas. Superficies límites frágiles son p.ej. los límites de grano en los que las impurezas segregadas impiden el deslizamiento plástico. Tensiones internas se crean p.ej. debido a las diferencias de los coeficientes de dilatación térmica de las diferentes fases en los materiales polifásicos. - En dichas microgrietas solamente se crean tensiones de entalla que permiten la propagación de la grieta y finalmente dan lugar a la rotura. La tensión a la cual se propaga una grieta existente en el material depende de la energía de enlace de los componentes elementales del material y de la geometría de la grieta, y es específica para

cada material. Los factores mencionados se resumen en la mecánica de la fractura en un criterio para la tenacidad de fractura conocido como factor crítico de intensidad de esfuerzos (factor K_{IC}).

Los materiales dúctiles como p.ej. los metales poseen una extensa región de deformación plástica en la cual pueden reducirse las concentraciones locales de tensión. Por eso, dichos materiales son "más insensibles a la entalla" que los materiales frágiles como p.ej. el vidrio en los que esta región es pequeña o apenas reconocible. Por consiguiente la fractura de los materiales dúctiles viene precedida por una deformación plástica (fractura dúctil), en cambio la fractura de materiales frágiles tiene lugar prácticamente a continuación del estado elástico de la deformación (fractura frágil).

El comportamiento de la fractura de un material se describe por dos magnitudes características: el alargamiento a la rotura y la resistencia a la rotura. Se designa en este contexto alargamiento a la rotura aquella deformación irreversible que presenta el material en el momento de la rotura. La resistencia a la rotura corresponde a la tensión de rotura que es necesaria para la separación macroscópica del material.

En grupos o unidades técnicos aparecen diferentes regímenes de carga que pueden dar lugar a la fractura: hemos examinado ya la evolución de la carga (sobre fuerzas de tracción, presión o cizallamiento y respectivamente fuerzas "combinadas" como p.ej. en el caso de flexión y torsión) que da lugar a la rotura según el diagrama de tensión-deformación (fig. 93); en la deformación viscoplástica la fractura tiene lugar por fluencia bajo carga constante (carga estática, p.ej. puentes y edificios), en tanto que ésta origina una tensión mayor que la resistencia a la rotura del material (fig. 109); finalmente la carga puede cambiar periódicamente (carga dinámica, p.ej. máquinas).

En el primer momento de carga, a la rotura precede la contracción transversal. Esta reducción de la sección transversal inmediatamente antes de la fractura está distribuida uniformemente en toda la longitud del material pero después - sobre todo en los materiales dúctiles - se transforma espontáneamente en una fuerte estricción de rotura (f) localmente limitada:

$$f = \frac{F_O - F_B}{F_O} \cdot 100 (\%) \quad (118)$$

(F_O = sección transversal inicial; F_B = sección transversal a la rotura).

La fractura se produce en la región de la estricción de rotura. Como magnitud característica es una medida de la ductilidad de un material. En los materiales frágiles la fractura ocurre inmediatamente después de sobrepasar el límite elástico aparente o después de una pequeña deformación irreversible. En este caso, en el diagrama de tensión-deformación (fig. 93) la curva termina aproximadamente con aquella tensión a la que se separan las ramas de las curvas 1 y 2. Esta tensión se llama resistencia a la tracción técnica y la correspondiente deformación es la deformación proporcional. La relación entre el límite elástico aparente y la resistencia a la tracción (relación del límite elástico aparente) es también un criterio técnico de la ductilidad de un material junto con la estricción de rotura. - La resistencia a la rotura bajo una carga de tracción (ensayo a rotura) se llama también resistencia al despegue, la deformación correspondiente es el alargamiento de rotura.

Con el aumento de la temperatura disminuye generalmente la resistencia a la rotura porque las fuerzas de enlace se hacen más débiles mientras que los componentes adicionales hacen crecer la resistencia a la rotura.

En el segundo caso de carga mencionado anteriormente la deformación por fluencia termina con la fractura a diferentes

tiempos de carga, dependiendo de ésta. Con el alargamiento a la rotura por fluencia, referido a la carga y a la duración del esfuerzo se tiene un criterio de la resistencia a la fluencia lenta o resistencia a la rotura de un material.

En cambio cuando se somete un material a una tensión que varía periódicamente con el tiempo (esfuerzo fluctuante dinámico, p.ej. tracción-compresión-tracción-compresión ... o compresión grande-compresión pequeña-compresión grande-compresión pequeña = esfuerzo fluctuante con una carga previa), después de un cierto número de cambios de carga puede romper, aún cuando las tensiones aplicadas sean muy inferiores a su resistencia a la rotura. Esta fatiga está provocada por deformación microplástica y por las microfisuras originadas por ésta. Es función del número de cambios periódicos de la carga (número de ciclos de carga). Cuanto mayor es el número de ciclos, tanto más pequeña será la tensión que da lugar a la rotura por fatiga (límite de fatiga). Este hecho se ve claramente a partir de la representación gráfica de la relación entre la tensión máxima soportable y el número de ciclos, el llamado diagrama de Wöhler (fig. 111). Por encima de la curva de Wöhler (rayada en la fig. 111) el material rompe macroscópicamente. En la zona de transición (I) la probabilidad de rotura está entre $< 100\%$ y $> 0\%$. Por debajo de la curva de Wöhler se distingue la zona del límite de fatiga en un momento dado (II) y la del límite de fatiga (III). El límite de fatiga determina aquella tensión alternativa bajo la cual un material soporta un número prácticamente infinito de ciclos.

Este disminuye con la temperatura y puede aumentarse mediante efectos de endurecimiento como p.ej. endurecimiento por deformación en frío. En los materiales cristalinos monofásicos con varios componentes el límite de fatiga aumenta con la concentración del componente adicional.

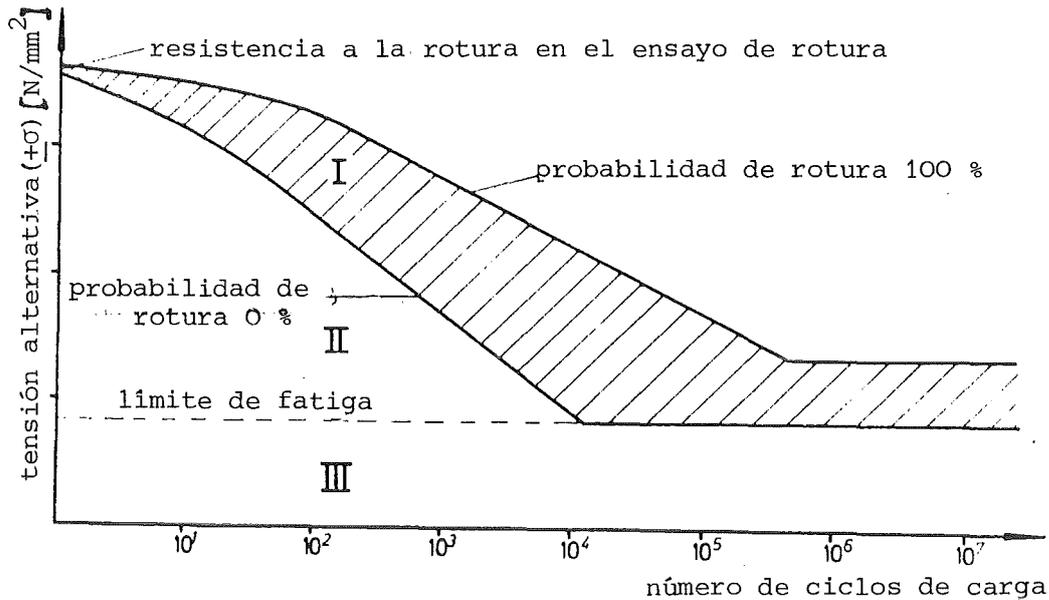


Fig. 111 Diagrama de Wöhler

3.4.5 Magnitudes acústicas características

Las ondas sonoras se originan por oscilaciones de las partículas de un medio que se deforma - parcialmente - de forma elástica (cambios de presión y de densidad). Por estar ligadas a las partículas, las ondas sonoras no pueden propagarse en el vacío. En los gases y los líquidos son siempre ondas longitudinales, ya que estos medios no pueden transmitir fuerzas cizallantes - o sólo en una medida despreciablemente pequeña -. En cambio en los sólidos pueden aparecer oscilaciones elásticas longitudinales y transversales y por consiguiente ondas sonoras.

La velocidad de propagación de las ondas sonoras en los gases, líquidos y sólidos depende de sus propiedades elásticas y de su densidad. Para los gases y los líquidos se calcula según:

$$v_S = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-2\nu)}} \quad (119a)$$

Para las ondas transversales en el sólido se tiene

$$v_{ST} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} \quad (119b)$$

y para las ondas longitudinales:

$$v_{SL} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad (119c)$$

(v_S = velocidad de propagación de las ondas acústicas en el medio; K , G , E = módulos de compresión, de rigidez y de elasticidad del medio; ρ = densidad del medio; ν = coeficiente de Poisson; T, L = índices de las ondas transversales y longitudinales respectivamente).

Las frecuencias de oscilación de las ondas sonoras audibles en el aire están entre 16 Hz y 20 000 Hz. Las ondas ultrasónicas tienen frecuencias más elevadas (> 20 kHz), las ondas infra-sónicas tienen frecuencias más bajas (< 16 Hz). - De acuerdo con las proporcionalidades aplicables a las intensidades de las ondas (p. 171) la intensidad acústica depende además de la densidad del medio, de la frecuencia o velocidad y de la longitud de onda de las ondas acústicas, así como de la amplitud de sus oscilaciones. Estas magnitudes también describen - en forma convenientemente resumida - el campo de presión que se crea en el material como consecuencia de la propagación de una onda acústica (presión acústica).

La intensidad acústica es directamente proporcional a la sensibilidad del nivel de sonido, pero como aquí la capacidad fisiológica de diferenciación es la que decide se ha introducido una escala propia de graduación para el nivel de sonido (escala fónica).

Al igual que todas las ondas las ondas sonoras también son absorbidas, reflejadas, refractadas y difractadas. Estas características determinan la parte técnicamente interesante del comportamiento de los materiales frente a ondas acústicas, es decir

- la amortiguación del ruido e insonorización resp. o aislamiento sonoro

- la amplificación acústica (resonancia)
- la generación de sonidos.

Por atenuación del ruido o insonorización se entiende la capacidad que tiene un material para reducir la intensidad de las ondas sonoras que le atraviesan o que llegan hasta él. Esta capacidad se expresa mediante la magnitud característica acústica del material, el grado de absorción de sonido. Resulta de la relación entre las intensidades del sonido antes y después de que las ondas sonoras hayan atravesado el material, o antes y después de la reflexión de éstas en el material según la ec. 91 (siendo I_a la intensidad acústica de las ondas sonoras incidentes, I_b la intensidad acústica de las ondas sonoras transmitidas o reflejadas y μ el grado de absorción del sonido). Según esto la atenuación del ruido y la insonorización son el resultado de la absorción de la intensidad acústica en el material después de la transmisión o reflexión de ondas sonoras debido a una transformación de la energía acústica en otras formas de energía. Generalmente esta forma de energía es sobre todo calor pero puede ser también energía cinética, especialmente cuando el material transforma las ondas acústicas en oscilaciones propias (resonancia).

Para describir la resonancia se utiliza la curva de resonancia que representa la amplitud de las oscilaciones resonantes frente a la frecuencia de excitación. A atenuaciones débiles (buen comportamiento resonante) ésta es elevada y estrecha y a atenuaciones fuertes plana y ancha.

Las piedras de construcción utilizadas para el aislamiento de locales frente al ruido exterior tienen que tener un alto poder de absorción y un pequeño poder de resonancia. Los materiales cerámicos porosos (ladrillos, hormigón) y también los materiales polímeros porosos serían apropiados con lo cual los poros al ser posible deberían estar abiertos. El aislamiento del ruido

exterior depende en gran medida de la porosidad. - La propagación del sonido corporal (p.ej. el ruido de las pisadas) no puede aislarse con materiales "pesados" (con estructuras metálicas se oye todo). El sonido corporal es muy poco reflejable y tiene que ser absorbido. El mejor absorbente del sonido es el vacío. Los materiales elásticos (materiales esponjosos) con estructuras geométricas son apropiados, pues éstas favorecen la atenuación elástica. - Por consiguiente son principalmente los materiales cerámicos y polímeros los que son apropiados para los aislamientos técnicos frente al ruido.

La amplificación del sonido juega el papel principal en las condiciones acústicas de un local y en los instrumentos de música. Mientras que para edificios con exigencias acústicas como p.ej. salas de conciertos basta con un cierto poder de resonancia de los materiales de construcción, con lo cual se evitan las interferencias sonoras que se extinguen (zonas silenciosas) mediante una geometría adecuada, para las cajas de resonancia en los instrumentos de música es necesario un alto poder de resonancia. Para los instrumentos de viento convienen metales finos, para los de cuerda conviene la madera como caja de resonancia. En cambio los materiales polímeros tienen un comportamiento resonante malo.

Los materiales de generadores de sonido, es decir que sirven para producir sonido, pueden ser metales, como p.ej. las cuerdas y membranas para los instrumentos de música o las campanas, o generadores magnetostrictivos para la inspección técnica por ultrasonidos (ver p. 303). En cambio los generadores electrostrictivos (p. 139) son de materiales cerámicos.

4. Tecnología de los materiales

4.1 Fabricación de materiales

Como toda materia los materiales se componen de los átomos de los elementos que los forman. Algunos materiales los suministra la naturaleza "directamente" (sustancias naturales; p.ej. oro, plata, granito, esquisto, arenisca, madera, caucho natural, cuero, lana, seda). Pero la mayoría de los materiales tiene que ser fabricada a partir de los minerales naturales existentes (geología, mineralogía) los cuales pueden dividirse en dos grupos; por un lado aquellos minerales que contienen elementos metálicos (menas) y por otro los minerales que contienen carbono (carbón, petróleo, gas natural). De aquí resulta la siguiente clasificación de los productos de partida para la fabricación de materiales:

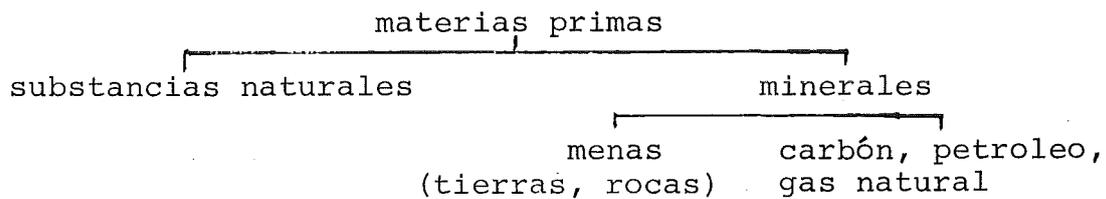


Fig. 112 Clasificación de las materias primas referida a los materiales

En la fig. 113 se representa la distribución de los elementos en los minerales de la corteza terrestre, la cual muestra el predominio del oxígeno y del silicio.

La fabricación de los materiales a partir de materias primas comprende:

- la obtención de sus componentes a partir de minerales
- el refinado de los componentes y
- la combinación de los componentes en fases de materiales o en materiales.

O	46,6000	V	0,0110	Dy	0,0005	I	0,00003
Si	27,7200	Ni	0,0080	Sn	0,0003	Sb	0,00002
Al	8,1300	Zn	0,0065	B	0,0003	Bi	0,00002
Fe	5,0000	N	0,0046	Yb	0,0003	Tm	0,00002
Ca	3,6300	Ce	0,0046	Er	0,0003	Cd	0,00002
Na	2,8300	Cu	0,0045	Br	0,0003	Ag	0,00001
K	2,5900	Y	0,0040	Ge	0,0002	In	0,00001
Mg	2,0900	Li	0,0030	Be	0,0002	Se	0,000009
Ti	0,4400	Nd	0,0024	As	0,0002	Ar	0,000004
H	0,1400	Nb	0,0024	U	0,0002	Pd	0,000001
P	0,1180	Co	0,0023	Ta	0,0002	Pt	0,0000005
Mn	0,1000	La	0,0018	W	0,0001	Au	0,0000005
F	0,0700	Pb	0,0015	Mo	0,0001	He	0,0000003
S	0,0520	Ga	0,0015	Cs	0,0001	Te	0,0000002
Sr	0,0450	Th	0,0010	Ho	0,0001	Rh	0,0000001
Ba	0,0400	Sm	0,0007	Eu	0,0001	Re	0,0000001
C	0,0320	Gd	0,0006	Tl	0,0001	Ir	0,0000001
Cl	0,0200	Pr	0,0006	Tb	0,00009	Os	0,0000001
Cr	0,0200	Sc	0,0005	Lu	0,00008	Ru	0,0000001
Zr	0,0160	Hf	0,0005	Hg	0,00005	Ne	0,00000007
Rb	0,0120						

fig. 113 Distribución de los elementos en los minerales de la corteza terrestre en tanto por ciento en peso

Para obtener los elementos metálicos hay que preparar primero los minerales. A gran escala industrial esto se realiza mediante la fundición (siderurgia). Como ejemplo describimos la obtención del cobre y del hierro por flotación y calcinación: cuando los elementos metálicos están enriquecidos en un determinado componente del mineral a veces se puede separar mecánicamente a este componente del resto del mineral. Así por ejemplo se muele finamente el mineral que contiene cobre vitreo (Cu_2S) y pirita (CuFeS_2) y se suspende en una mezcla de agua y aceite.

Los componentes que contienen azufre y cobre son mojados por el aceite, en cambio los otros componentes del mineral lo son por el agua. Cuando se hace pasar aire a través de la suspensión los componentes ricos en cobre alcanzan la superficie de la suspensión en forma de espuma oleosa y pueden beneficiarse (enriquecimiento de los minerales por el método de flotación).

Los minerales enriquecidos o los que por naturaleza contienen el elemento en una concentración más elevada pueden separarse

químicamente. Así por ejemplo los minerales de hierro y de cobre se calientan y se reducen con sustancias sólidas adicionales (añadidos) o en ciertos gases (métodos de calcinación). En el caso de minerales de hierro - principalmente óxidos - el añadido es el carbón. Con el oxígeno del óxido de hierro forma óxidos de carbono que se volatilizan. El elemento reducido funde y se segrega de la escoria (proceso del horno alto). Otros elementos precipitan químicamente, se filtran y/o se separan electrolíticamente (p.ej. aluminio).

El elemento no metálico más importante, el carbono, se obtiene a partir de los minerales, carbón, petróleo y gas natural mediante procesos químicos (pirólisis a alta temperatura, gasificación, cracking). Otros elementos no metálicos como azufre o fósforo se obtienen a partir de minerales, nitrógeno, oxígeno e hidrógeno del agua (electrólisis) y aire (combustión). Finalmente los halógenos pueden obtenerse mediante la preparación electrolítica de sales.

Generalmente los componentes una vez obtenidos tienen que ser purificados (refino). A los componentes obtenidos en forma gaseosa se hacen pasar por filtros que absorben las impurezas o a través de substancias fijadoras de gas que reaccionan a temperaturas o presiones adecuadas. Las limaduras de cobre calentadas son p.ej. un "fijador" apropiado para extraer el oxígeno de un gas. Fijan el oxígeno - el gas residual se purifica. - El refino de los componentes sólidos pasa generalmente por un estado de agregación líquido en forma de caldos o soluciones. La electrólisis de la fusión o la refundición con materiales añadidos que ligan y segregan las impurezas es una posibilidad para el refino, la precipitación química a partir de las soluciones o la electrólisis (de la disolución) es otra. A no ser que los precipitados o filtrados se obtengan directamente en polvo, son molidos e incluso a veces se los funde conjuntamente. Pero también los productos de refino tratados por electrólisis en la fundición o refundidos - cuando

se obtienen en formas esponjosas - pueden pulverizarse por molienda o toberación del caldo. Aquí el proceso de producción se separa en una línea tecnológica de fundición y en otra de pulverización. Las sustancias refundidas purificadas se cuelean en lingotes como colada basculante, vertical o ascendente (fig. 114) (colada_del_lingote).

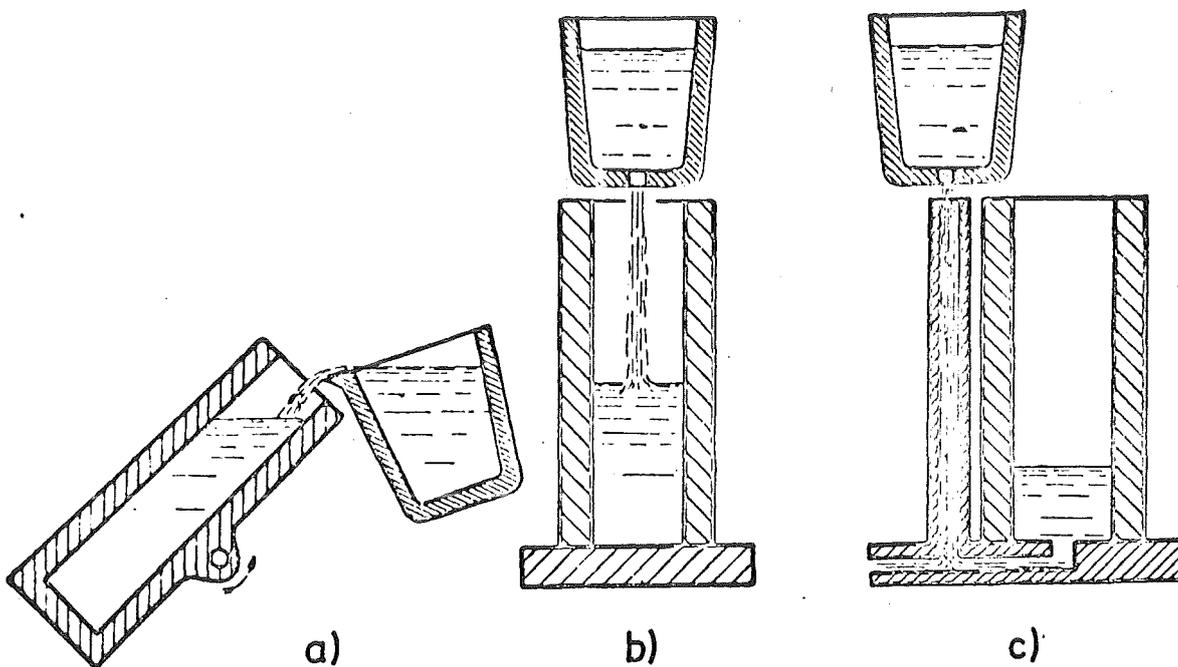


fig. 114 Colada basculante (a), vertical (b) y ascendente (c) del lingote

Para evitar las recciones con la atmósfera a veces se cubre el caldo mediante sales (colada_cubierta).

Dependiendo del proceso los componentes se presentan en polvo o en lingotes compactos. Los materiales metálicos con varios componentes se obtienen entonces por combinación de los componentes a través de aleaciones con la correspondiente concentración de los distintos componentes. La aleación puede

obtenerse a través de la fundición (por métodos metalúrgicos de fundición) o también por medio de mezclas de polvo (pulvimetalúrgicamente). - En cambio la combinación de componentes de los materiales cerámicos - a menos que ya hayan sido obtenidos directamente - se realiza mediante la reacción de los correspondientes elementos metálicos y no metálicos, de acuerdo con sus entalpías de reacción y a temperaturas, presiones y concentraciones convenientes. Igualmente ocurre en el caso de los polímeros sintéticos. Sus elementos principales son azufre, carbono, hidrógeno, oxígeno, nitrógeno. Bajo unas condiciones de estado apropiadas se asocian en primer lugar a monómeros (macromoléculas), a partir de los cuales por procesos de

- polimerización (polimerizados)
- policondensación (policondensados)
- poliadición (poliproductos = productos de poliadición)

forman retículos. Con esto se forman puentes entre los monómeros, donde en los tres procesos distintos se destacan diferentes elementos como reticuladores y eventualmente como transformadores de la red (C, Si, S y otros). La polimerización es un proceso catalítico donde solamente se produce una unión entre monómeros a través de la presión, la temperatura y algunos catalizadores, rompiendo los dobles enlaces C-C. - En cambio en la policondensación tiene lugar una reacción entre agrupaciones químicas de monómeros con desdoblamiento de grupos secundarios. Se desarrolla a pasos (formación de moléculas filiformes → ramificación → reticulación) y puede ser interrumpida tras un tiempo de reacción. De este modo se obtienen termoplásticos (no reticulados), elastómeros (parcialmente reticulados) y duroplásticos (reticulados). (p.33)

En los polimerizados y policondensados monómeros del mismo tipo entran en interacción. En cambio cuando se hace reaccionar a presión y temperatura a monómeros de estructura diferente, es decir cuando se adicionan monómeros de distinto tipo capaces

de reaccionar mediante poliadición, se obtienen productos de poliadición o poliaductos.

Industrialmente todos estos procesos se realizan directamente en aparatos, tales como depósitos de agitación o autoclaves - o - al menos en parte - conjuntamente con la fabricación de piezas útiles. El camino del material desde la pieza cruda hasta el semiproducto por conformación y desde el semiproducto hasta la pieza útil (de construcción) por transformación, unión y tratamiento superficial será discutido a continuación, subdividiéndose en:

- conformación, que puede realizarse por métodos tecnológicos de fundición o de pulverización
- transformación y
- unión y tratamiento superficial.

4.2 Fabricación de piezas útiles

4.2.1 Conformación

4.2.1.1 Conformación tecnológica mediante solidificación

La condición previa para la conformación tecnológica mediante solidificación es la transformación del material al estado de agregación líquido - la obtención de un caldo macroscópicamente homogéneo. Para que se cumpla esta condición, el material

- tiene que fundir de modo congruente y, cuando es polifásico, ser miscible en el caldo,
- tiene que alcanzar sin descomponerse el punto de fusión.

Según el molde de fundición determinado por la forma de la pieza a fabricar se distingue entre:

- la colada en molde (fundición en molde de arena o en coquilla)

- la colada continua
- la colada centrifugada.

Por lo general en la colada en molde el caldo se cuela en moldes de arena baratos (fig. 115a, colada en molde de arena). Al contrario que en la colada de lingotes, el molde para la colada en molde generalmente solo se puede utilizar una vez. Debido a su complicada geometría, la pieza puede extraerse del molde solamente cuando se destruye éste. Por esto los moldes de materiales cerámicos o metálicos utilizables varias veces (colada en coquilla) para la conformación tecnológica por solidificación se pueden utilizar solamente para piezas de forma sencilla.

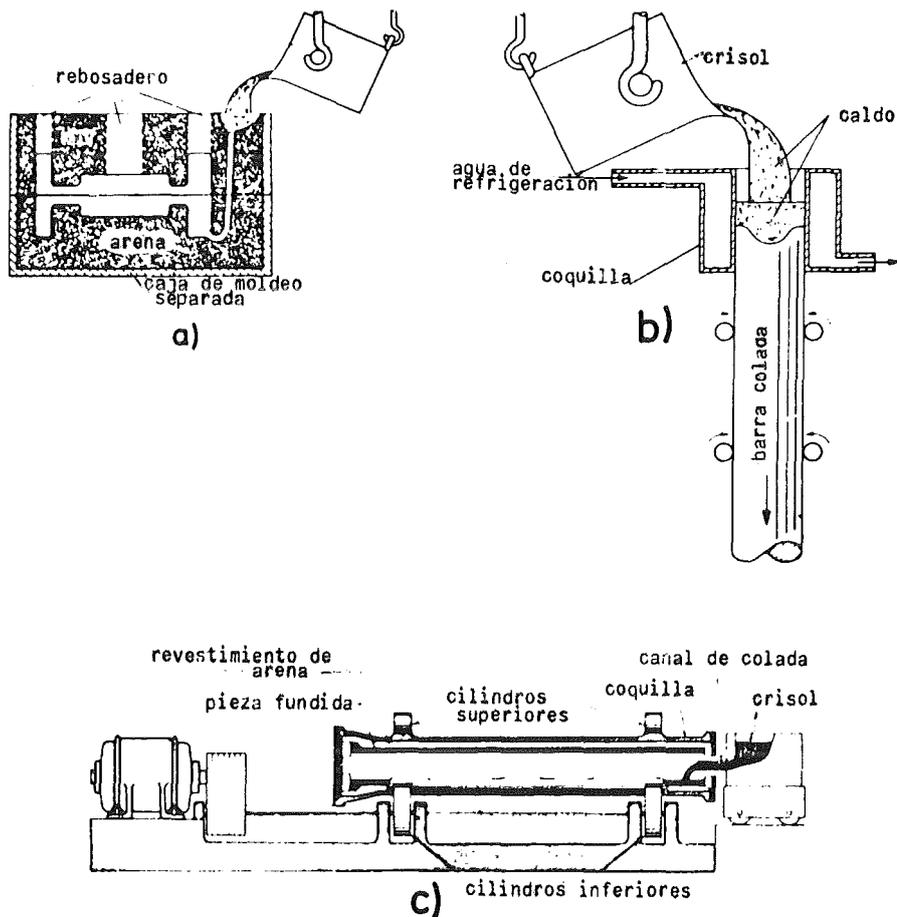


Fig. 115 Colada en molde (a), continua (b) y centrifugada (c)

En la colada continua (fig. 115b), se cuela el caldo en un molde refrigerado y desciende continuamente después de solidificarse. De este modo pueden colarse largas barras perfiladas.

En la colada centrifugada (fig. 115c), el caldo se cuela en moldes giratorios. La fuerza centrífuga impulsa al material líquido sobre la pared del molde donde se solidifica (tecnología de tubos fundidos, fabricación de cojinetes).

Los parámetros tecnológicos de fundición más importantes son:

- la temperatura de la colada
- la velocidad de enfriamiento
- la atmósfera en que tiene lugar la colada (composición)
- la presión sobre el caldo.

La elección de las condiciones tecnológicas de fundición depende del material, siendo un proceso de optimización. Así por ejemplo la temperatura de la colada es siempre superior a la temperatura de fusión. Sin embargo existe una temperatura óptima de colada a la cual p.ej.

- la viscosidad del caldo es bastante pequeña, es decir la fluidez es suficiente para un buen relleno del molde
- la solubilidad de los gases no es demasiado grande.

En cuanto a los parámetros tecnológicos de solidificación de la atmósfera de la colada y de la presión se refiere, los procesos de la colada en el vacío se conocen por colada en vacío, y a los que se realizan bajo presión por colada a presión o por inyección (fig. 116).

La colada por inyección a presión se emplea sobre todo para los materiales macropolímeros ("plastificación de materias plásticas), donde debido a la continua transición de estos materiales al estado líquido se utilizan también sistemas mecánicos de presión (ver la fig. 116c).

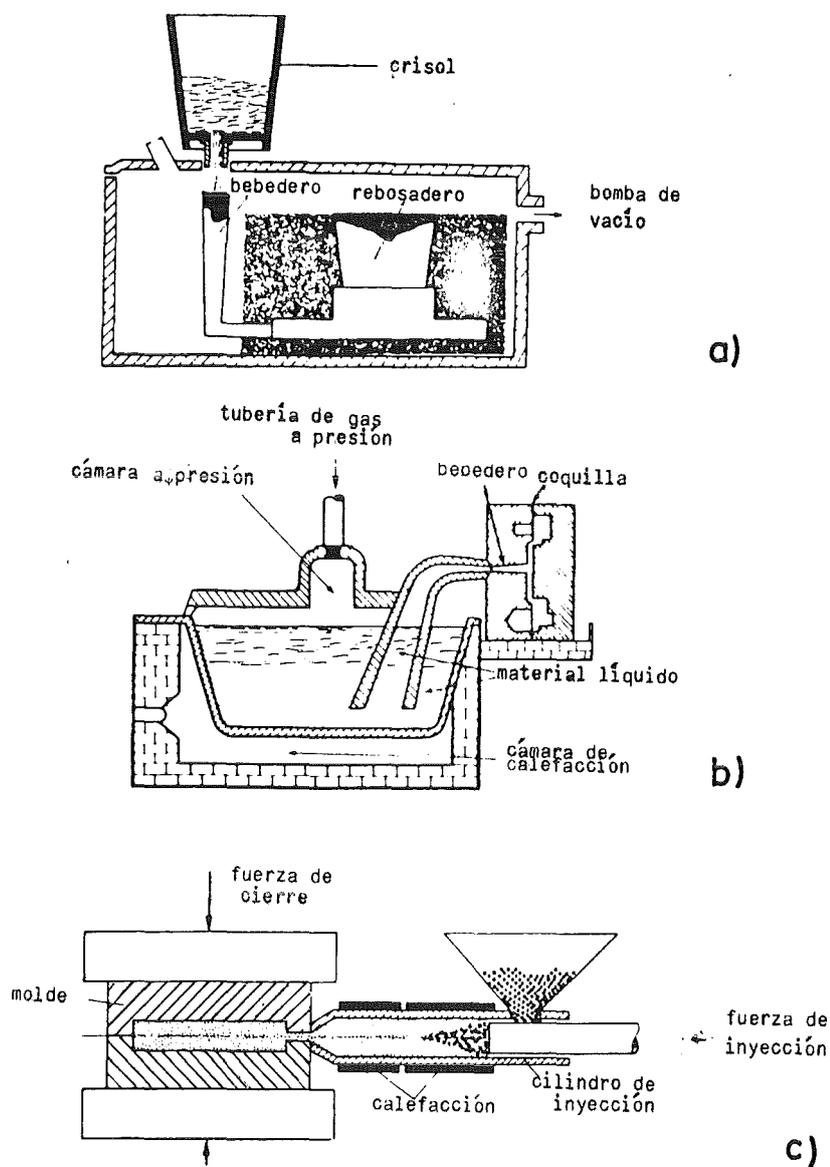


Fig. 116 Colada en vacío (a), a presión o por inyección (b, c)

Como los parámetros de la colada varían según el proceso, éstos tienen una importancia decisiva en la calidad del material colado. Esta es afectada por los siguientes defectos de fundición:

- rechupes y poros
- segregaciones
- texturas de colada
- tensiones de colada

Los rechupes y poros no se pueden distinguir rigurosamente. Se llama rechupes a las cavidades macroscópicas y poros a las microscópicas. La transición entre ambos forman los microrechupes. Los rechupes, microrechupes y poros son todos aglomeraciones de vacantes, es decir defectos estructurales tridimensionales del material. Los rechupes y poros se forman debido a:

- la variación de la densidad durante el enfriamiento (contracción de acuerdo con el coeficiente de dilatación térmica)
- los gases presentes en los caldos, cuando disminuye la solubilidad del gas durante la refrigeración según el diagrama del estado.

Cuando se cuele un material en una coquilla, primeramente se solidifica en las superficies límites interiores de la coquilla y en su superficie. Como generalmente en el estado sólido tiene una densidad mayor su volumen disminuye. Si primeramente solidifica la capa externa por todos los lados, la reducción del volumen origina rechupes internos (fig. 117a), en cambio cuando la velocidad de enfriamiento no es la misma en todos los lados, se forman "rechupes externos" (fig. 117b), como p.ej. rechupes de mazarotas o bordes redondos.

Un tipo particular de rechupes internos son los microrechupes en los materiales cristalinos. Se forman por que durante el enfriamiento las cristalitas crecen conjuntamente de tal modo que entre ellas quede atrapada una cierta cantidad de caldo, es decir aislada del resto del caldo y se solidifica.

La solubilidad de los gases de los caldos a temperaturas elevadas muchas veces es mayor que en el punto de fusión o a tempera-

turas aún más bajas. Estos gases tienden a desprenderse, pero muchas veces no lo consiguen debido a que la superficie ya está enfriada o a que la velocidad de enfriamiento es demasiado alta. Entonces forman poros inducidos por el gas (fig. 117c).

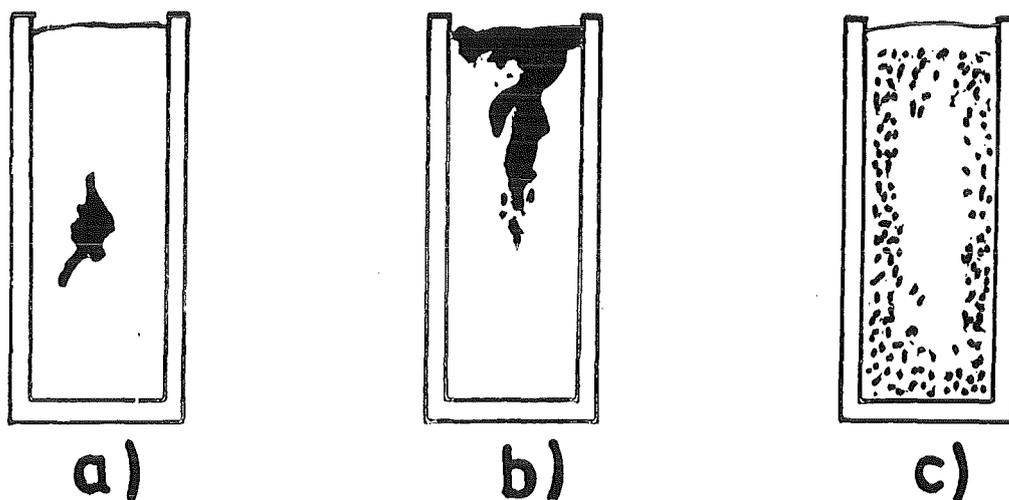


Fig. 117 Rechupes internos (a), externos (b) y microrechupes (c)

La formación de rechupes puede reducirse a temperaturas de colada y velocidades de enfriamiento lo más bajas posibles (p.ej. en moldes de arena o en moldes calentables). Además, colocando rebosaderos apropiados se puede desplazar los rechupes dentro de estas mazarotas (fig. 118) o solidificar el caldo bajo presión (colada a presión).

En la colada en vacío los gases disueltos pueden extraerse del caldo por desgasificación en el chorro de la colada. Debido a las pérdidas por vaporización en el vacío este procedimiento se usa en casos limitados. En especial en los materiales con varios componentes puede cambiar la composición porque los componentes no evaporan todos con la misma intensidad. - Otra posibilidad de desgasificación es unir químicamente los gases añadiendo elementos adicionales al caldo. Pero en cualquier caso hay que emplear elementos adicionales que únicamente extraigan al material los gases - y no los elementos de aleación. Los compuestos

permanecen dispersos en el material o se segregan. - En el acero por ejemplo el oxígeno está unido al aluminio. Las partículas de Al_2O_3 formadas permanecen en el acero como fase dispersa llamándose en éste estabilizado, debido a la interrupción de la convección de los gases. Por el contrario los aceros en los que el oxígeno - en forma de monóxido de carbono - se desprende por convección se llaman inestabilizados.

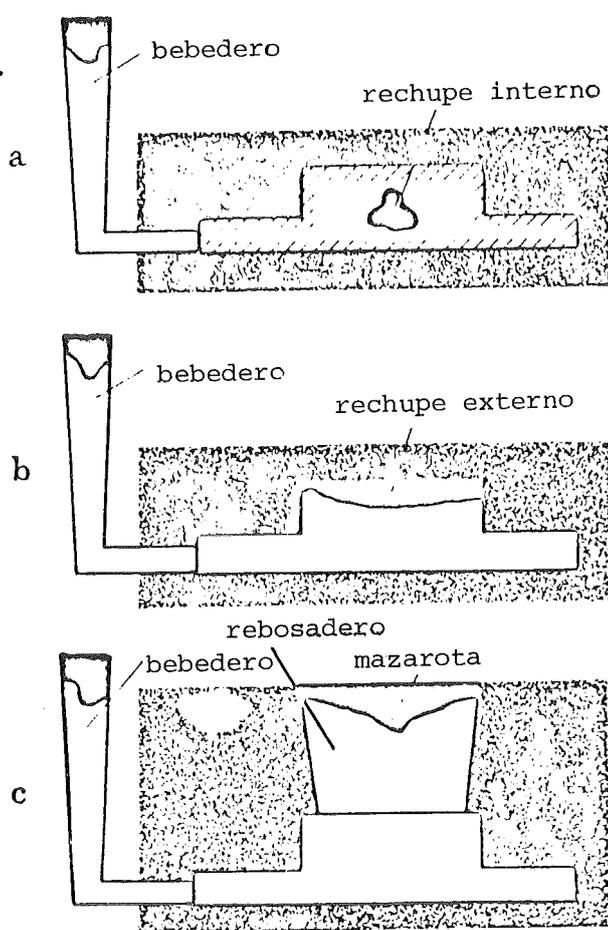


Fig. 118 Reducción de rechupes internos (a) y externos (b) mediante mazarotas en los rebosaderos (c)

Las segregaciones se crean en la colada debido a desplazamientos de concentración durante el enfriamiento (segregación de

cristales, p. 72) o a diferencias de densidad (segregación por gravedad) en el caldo, p.ej. como consecuencia de impurezas o gases (segregación de burbujas de gas).

Además, una estructura cristalina de colada tiene generalmente una textura específica (textura de la colada, fig. 119): A consecuencia del sobreenfriamiento en la superficie límite del molde se forman muchos gérmenes de cristalización. Dan lugar a una región exterior de estructura cristalina fina (1 en la fig. 119a). Más hacia el interior disminuye la velocidad de enfriamiento. Ahora crecen preferentemente aquellas cristalitas cuyos planos casualmente se encuentran energéticamente más favorables en el frente de enfriamiento. Se forma la zona cristalina columnar (2 en la fig. 119a). - En el interior alrededor de los gérmenes extraños enriquecidos en el caldo residual (impurezas con punto de fusión más elevado) se forma de nuevo una estructura cristalina fina, la zona del núcleo de la colada (3 en la fig. 119a).

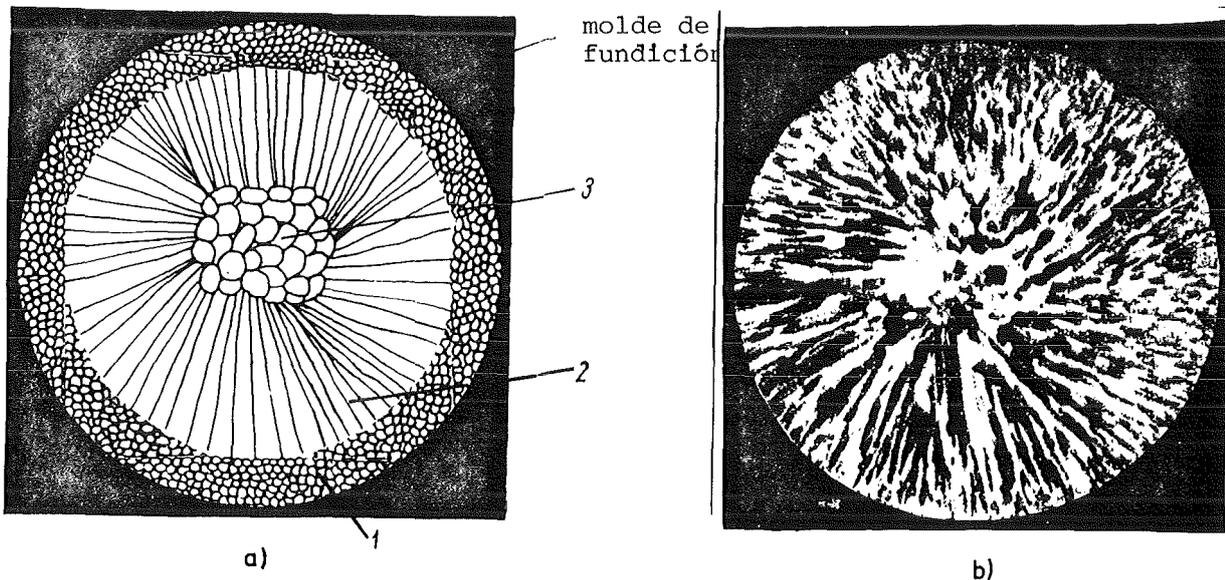


Fig. 119 Textura representada esquemáticamente (a) y en micrografía (b) en el lingote de colada

Las inhomogeneidades mencionadas, en particular las segregaciones y las texturas de la colada dan lugar a tensiones internas (tensiones de colada) en el material. Para eliminarlas es necesario un tratamiento térmico del material colado. Esto se conoce como recocido de regeneración o - en el caso de materiales polímeros - recocido neutro. Cuando dichos tratamientos térmicos no solamente dan lugar a la eliminación de tensiones internas, sino que también cambian la estructura se llaman recocidos de homogeneización. En los aceros existen etapas discretas de estos tratamientos térmicos - en especial debido a la variación de las propiedades mecánicas que va asociada (temple del acero, p. 60, 69). Estas están representadas en la fig. 46 junto con una parte del diagrama de estado hierro-carbono. - Un método especial de tratamiento térmico - en especial para materiales que se calientan por inducción - es la fusión por zonas. En este caso se funde un material de forma progresiva y continuada en zonas de fusión, p.ej. mediante un horno móvil (fig. 120). El enfriamiento tiene lugar en la dirección de la zona de fusión que avanza. La fusión por zonas se utiliza para la licuación pero también es un procedimiento que permite obtener ciertas texturas (estructuras enfriadas con orientación, fig. 121).

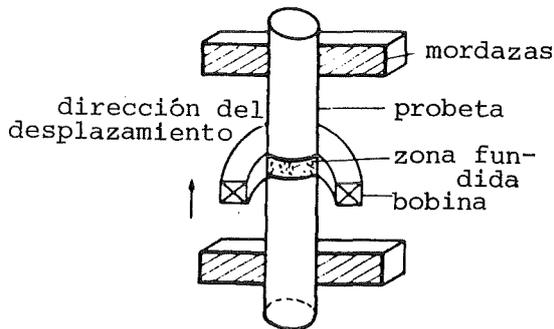


Fig. 120 Fusión inductiva por zonas

Fig. 121 Estructura UN-Mo enfriada con orientación (según C. Politis)

En los materiales polímeros estos tratamientos térmicos a veces van asociados con procesos de polimerización, policondensación o poliadición, pues muchas veces se cueban monómeros líquidos que durante el enfriamiento se transforman en polímeros, policondensados o poliaductos.

4.2.1.2 Conformación tecnológica de polvos

Existen algunos materiales en los que la conformación - y densificación - de polvos ofrece la única posibilidad de fabricar una pieza útil a partir de un material pasando por el semi-producto. Este es el caso p.ej.

- cuando el material se descompone antes de alcanzar su punto de fusión
- cuando las fases de un material polifásico se separan en el caldo o reaccionan a altas temperaturas
- cuando las fases de un material polifásico tienen puntos de fusión o presiones de vapor tan distintos que el caldo de una fase evapora al mismo tiempo a antes que la otra funda.

Pero hay otras razones más, como una mayor economía o la disminución del peligro de oxidación a temperaturas de conformación más bajas que hacen a la tecnología de polvos atractiva en la conformación de los materiales. Generalmente la conformación de polvos es al mismo tiempo una densificación. Se basa en el mencionado estado de desequilibrio energético de las superficies de partículas de polvo (p. 87). Este viene determinado por datos característicos del polvo. Por esto la primera operación del trabajo de polvos es la toma de una característica del polvo como la que se muestra en la fig. 122 en el ejemplo del polvo del dióxido de uranio y del acero hipoestequiométrico. La composición química p.ej. tiene una influencia determinante sobre la energía específica de las superficies límites la cual varía con la estequiometría y con los elementos adicionales; los datos radiográficos de la estructura fina y las texturas del polvo permiten estudiar a las cristalitas en el polvo inicial y su variación debida a la sinterización: p.ej. los polvos crista-

linos finos son algo más difícilmente deformables plásticamente (p. 213), lo que influirá en el proceso de compresión. La forma de las partículas y su distribución frecuencial de los tamaños determinan la superficie específica de las partículas e intervienen por consiguiente de modo determinante en las energías específicas de superficie. Finalmente las densidades del llenado y de la sacudida - éstas son las densidades del polvo amontonado que se obtienen con un llenado a granel simple y con el llenado y la sacudida - así como la densidad de las partículas de polvo permiten determinar previamente el volumen de polvo para un cuerpo sinterizado con geometría y densidad dadas. Estas indicaciones son importantes para calcular la altura de llenado o las dimensiones de llenado del polvo en la matriz antes de la conformación y densificación (ver fig. 125).

Los polvos monofásicos se conforman y densifican o comprimen directamente después de la caracterización, mientras que a los polifásicos se los combina primeramente. El procedimiento más conocido de esta segunda operación de la tecnología de los polvos, la combinación de fases condensadas, es la mezcla mecánica de los polvos sólidos que puede realizarse en medio seco o en suspensiones. Durante la mezcla en seco el tamaño y la forma del polvo pueden cambiar debido a una fricción recíproca, durante la mezcla en medios líquidos neutros puede producirse la aglomeración y separación ya que las fases tienen diferente densidad y sus partículas tienen forma y tamaño distintos. Además las partículas de una misma fase pueden ser porosas y por consiguiente tener densidades distintas (para densidades de partículas véanse las características del polvo). Para evitar la separación en dichos casos se pueden mezclar fracciones proporcionadas por sedimentación. Entonces, en primer lugar se mide separadamente la velocidad de decantación de cada fase en función del tamaño de la partícula en el líquido de mezcla. Después se criban y se mezclan entre sí fracciones con velocidad de decantación aproximadamente igual. La fig. 123 muestra dichas curvas en la combinación óxido de circonio-acero para fracciones proporcio-

material	dióxido de uranio	acero
composición química (% en peso)	Al 0,0003 C - Cr 0,0001 Fe 0,0007 Mn 0,0002 Ni 0,0001 O ₂ 12,7335 (UO _{2,21}) P 5,0035 Si 0,0037 U 87,1972 (UO _{2,21}) V 0,0001 resto 0,0004	- 0,016 18,260 70,983 0,140 9,630 0,000 0,005 0,700 - - 0,025
diagrama de la estructura radiográfica fina		
microestructura de las partículas	ataque: 50ml H ₂ O ₂ , 50ml H ₂ SO ₄ 0,02mm	ataque: baño de V ₂ A 0,02mm
densidad de las partículas g/cm ³ - % TD	10,72 - 93	7,85 - 100
forma de las partículas	0,2mm	0,2mm
distribución frecuencial de los tamaños de las partículas (dimensiones de las partículas en las secciones medias)		
superficie espec. de las partículas	50,9	522,0
densidad del llenado g/cm ³ - % TD	1,75 / 15	3,25 / 41,1
densidad de la sacudida g/cm ³ - % TD	2,23 / 27,4	3,40 / 43,3

Fig. 122 Datos para la caracterización de los polvos

nadas por sedimentación con igual velocidad de decantación. Pero la adaptación por sedimentación solamente es necesaria en casos especiales y encarece la conformación:

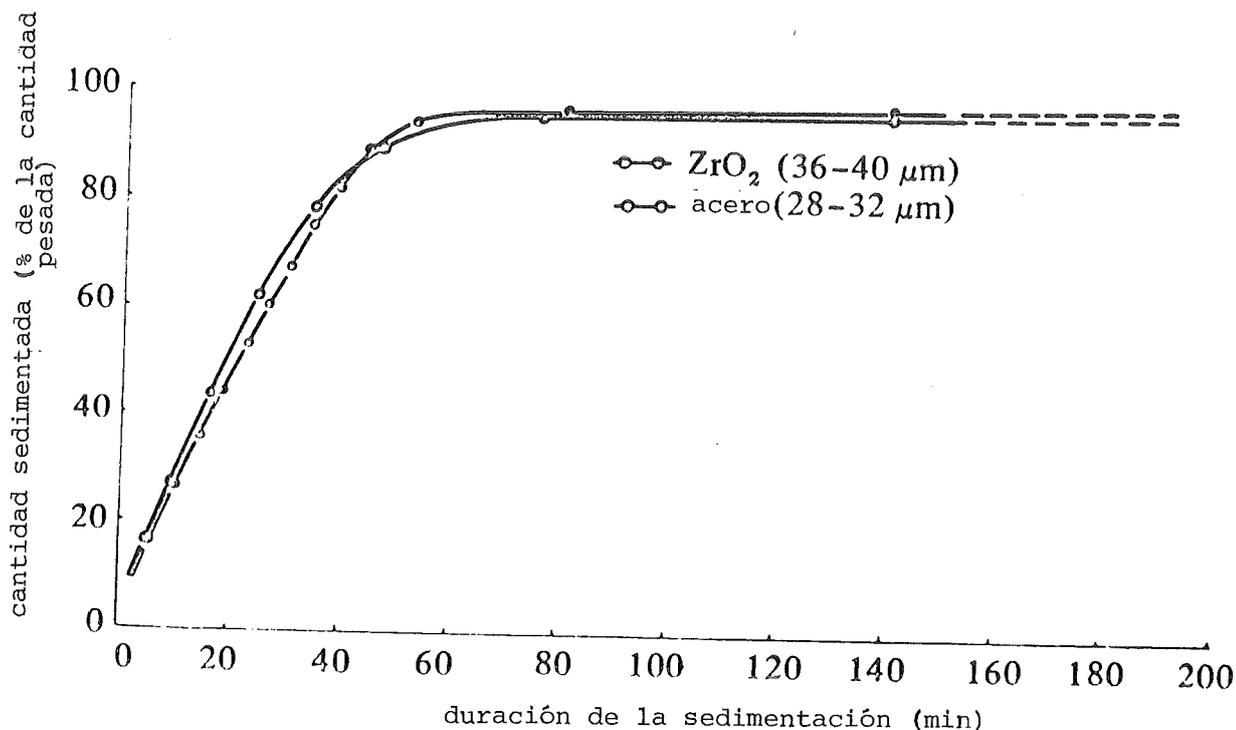


Fig. 123 Adaptación por sedimentación de fracciones de polvo

La mayoría de las veces, habiendo seleccionado bien las condiciones de la mezcla (duración y velocidad de mezcla, medio de mezcla como p.ej. aire o acetona, instalación mezcladora como p.ej. mezclador de paletas u oscilante) la mezcla mecánica da lugar a una buena distribución de las fases en la mezcla y con esto generalmente a estructuras macroscópicamente homogéneas de los materiales sinterizados.

Otros procedimientos de combinación son el recubrimiento con capas por laminado o la separación química de una fase a partir de un caldo o de una solución, en la que las partículas sólidas de la otra fase están suspendidas. En el recubrimiento con capas por laminado se distribuyen por aspersion polvos superfinos de una fase sobre las partículas de la otra y se los comprime posteriormente. De este modo se obtiene una buena distribución de la fase incluida de forma discontinua en la matriz (estruc-

tura de inclusión, p. 28). La fig. 124 representa las estructuras de materiales sinterizados combinados de este modo.

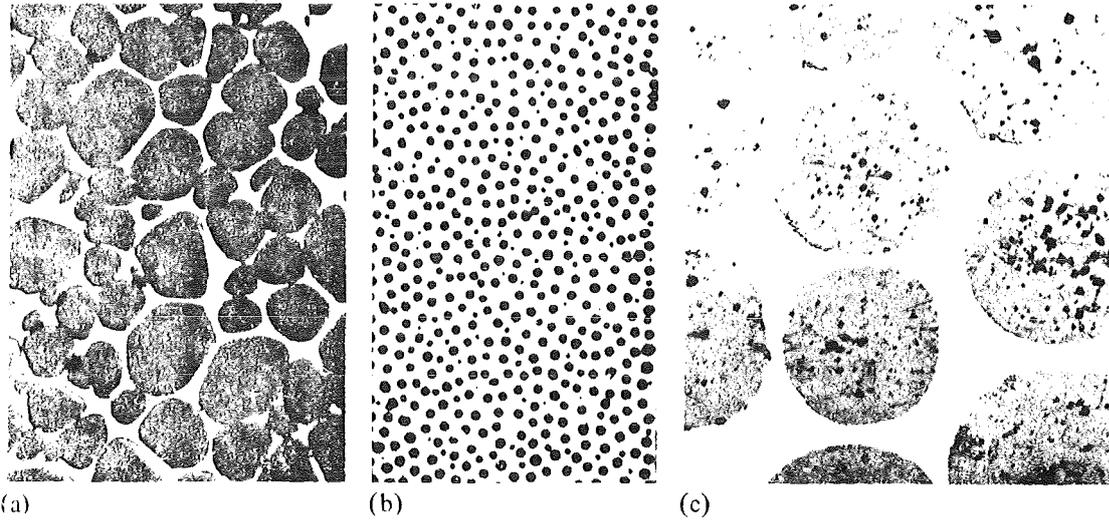


Fig. 124 Estructuras de combinaciones de cermets a partir de partículas recubiertas:

- a) precipitado a partir del caldo ($\text{UO}_2\text{-Mo}$, según Grossmann;
- b) después del recubrimiento con capas por laminado ($\text{UO}_2\text{-acero}$, según Paris);
- c) después de una precipitación a partir de la fase de vapor ($\text{UO}_2\text{-Mo}$, según Bumm).

En el método de impregnación se impregna una fase sólida esponjosa con el caldo de otra fase (estructura de penetración, p. 28). Un método especial de combinación es la oxidación interna, en la que un elemento se oxida en una aleación monofásica debido al oxígeno que se difunde y forma en el material una fase de óxido bien distribuída.

La tercera operación en el proceso de la conformación de polvos es la conformación y compresión previa de los polvos monofásicos o mezclas de polvos polifásicas mediante la introducción en matrices que reproducen la geometría del semiproducto o de la pieza útil. Por fundición en sales (sin presión), introducción

por vibración o presión en frío (presión mecánica, ver fig. 125), se confiere al polvo la estabilidad de forma.

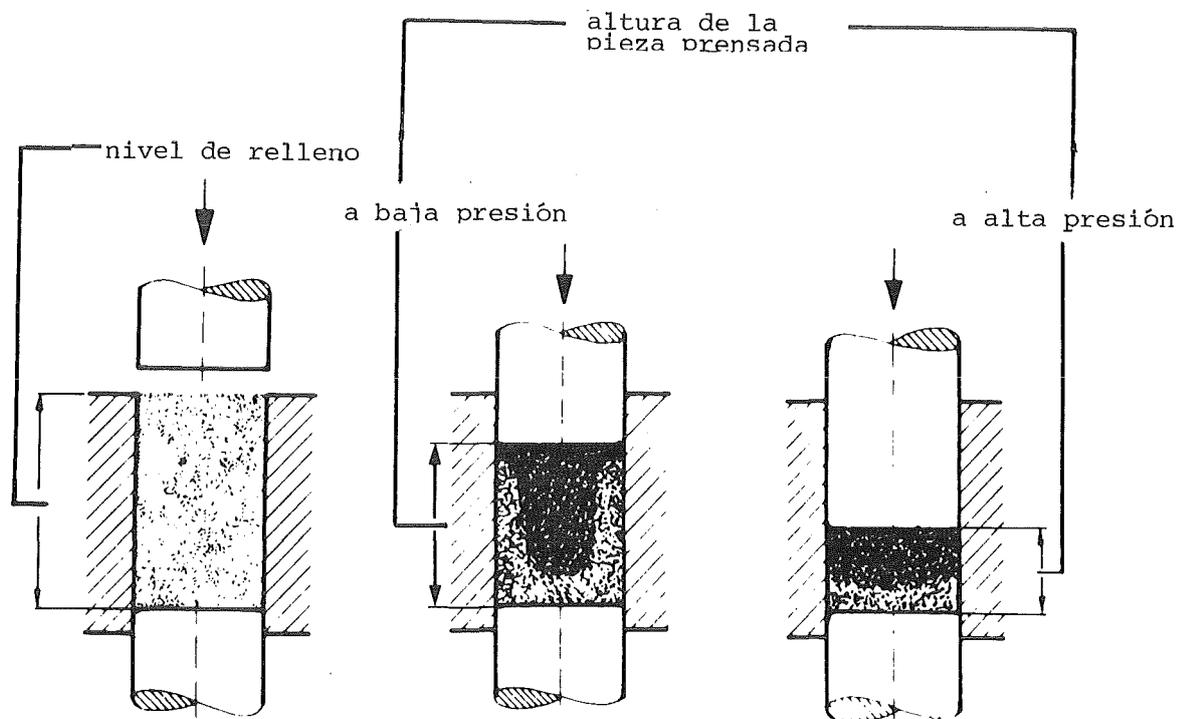


Fig. 125 Conformación tecnológica de polvos y compresión previa por presión en frío

En la colada de lodos se distribuyen los polvos en líquidos y se cuelan en matrices absorbentes que absorben los líquidos, obteniéndose un cuerpo moldeado poroso estable. De forma parecida se obtiene un cuerpo moldeado - introduciendo por vibración el polvo en la matriz. - Por prensado se entiende la compresión de polvos en una matriz bajo presión mecánica, por lo que en las superficies límites de las partículas todavía no tienen lugar interacciones interatómicas (difusión). El relleno de la matriz mejorado por prensado se basa en tres operaciones parciales:

- la disposición geométrica en la pila de polvo
- la deformación plástica y solidificación de las partículas de polvo

- la trituración del polvo.

En estas operaciones parciales se reflejan los estados de la conformación mecánica (p. 189). El prensado puede hacerse de modo monoaxial (fig. 125) o isostático (tridimensional). El prensado monoaxial puede dar lugar a texturas de prensado y diferencias de densidad no deseadas en la pieza prensada (ver fig. 125). Estas últimas están originadas porque la disposición y deformación de las partículas de polvo es mayor en las proximidades del macho movido y las partículas de polvo en la pared de la matriz debido a condiciones distintas de rozamiento, se comprimen de forma diferente a las del interior de la pila de polvo. Con el prensado isostático se pueden evitar estas anisotropías e inhomogeneidades en la pieza prensada. El prensado isostático se realiza en matrices flexibles (hojas metálicas o plásticas) sobre las que se aplica presión por todas las partes mediante líquidos a gases. - La densidad de la pieza prensada depende de la característica del polvo y sobre todo de la presión

$$\rho_p \approx P^n \quad (120)$$

(ρ_p = densidad de la pieza prensada; P = presión de prensado); n = exponente de compresión, función de la característica del polvo).

Generalmente altas presiones de prensado dan lugar a altas densidades de la pieza prensada, pero con frecuencia también a fracciones considerables de deformación elástica en el polvo. En el momento de la descarga éstas originan microgrietas en la pieza prensada.

Los cuerpos moldeados fabricados por levigación, vibración o presión poseen poca estabilidad de forma y practicamente ninguna resistencia. Se transforman en cuerpos sólidos moldeados sola-

mente durante la última operación de conformación pulvitecnológica, la sinterización. Las condiciones energéticas bajo las cuales un material pulverizado se sinteriza ya han sido discutidas (p. 88). La sinterización es un tratamiento térmico bajo condiciones tales que hacen posible la difusión de los componentes del material en las superficies límites de las partículas del polvo. Estas condiciones están determinadas principalmente por la temperatura de sinterización ($T_S > T > 0,6 \div 0,75 T_S$; T_S = punto de fusión absoluto del material en polvo), la duración de la sinterización y los datos característicos del polvo. Además la atmósfera de sinterización puede jugar un papel, como p.ej. en un proceso pulvitecnológico de fusión y de materiales polifásicos, es decir la sinterización con fase líquida, lo que es debido a la mojabilidad que depende de la atmósfera (p. 69). - Cuando el proceso de sinterización se realiza simultáneamente con el prensado, es decir la presión mecánica y la temperatura actúan simultáneamente, se habla de sinterización por presión, mientras que aplicando una presión isostática se habla de sinterización por presión isostática. Generalmente, la sinterización por presión da lugar a una compresión mayor y más uniforme, buen dimensionamiento y mejor estabilidad de forma. - Cuando se sinterizan mezclas de componentes de polvo los cuales durante la sinterización forman nuevas fases por reacción química, se habla entonces de sinterización por reacción. Generalmente la mayor movilidad de los átomos debido a la reacción favorece la compresión.

La densidad del cuerpo moldeado no sinterizado aumenta durante la sinterización y decide entre otras cosas sobre la contracción de volumen y la densidad final alcanzada del cuerpo sinterizado. El cambio de dimensión tiene que ser considerado desde el punto de vista tecnológico mediante coeficientes de contracción para que las dimensiones de las piezas útiles sinterizadas no se encuentren por debajo de sus tolerancias de medidas. Los materiales sinterizados contienen normalmente poros. Por esto su densidad final es generalmente inferior a la del material compacto.

Existen algunos procedimientos de conformación como p.ej. la forja de polvo, la compresión por impulsos o la laminación de polvo en los que se combinan en un solo proceso la conformación pulvitecnológica y la transformación en pieza útil que discutimos a continuación.

4.2.2 Transformación

Muchas veces la conformación tecnológica de fusión o pulvitecnológica no conduce a la pieza útil final sino al semi-producto. La transformación de éste en la pieza útil final (elemento de construcción) puede realizarse por

- procedimiento de transformación sin arranque de viruta
- procedimiento de transformación con arranque de viruta.

En la transformación sin arranque de viruta es decisivo el estado de deformación plástico, en la transformación con arranque, el estado de rotura de la sollicitación mecánica del material (p. 189). Toda transformación tiene lugar por encima del límite elástico aparente. La transformación sin arranque de viruta se realiza por

- alargamiento
- recalado
- doblado del material

mediante fuerzas mecánicas y la mayoría de las veces a temperaturas elevadas porque entonces el límite elástico aparente es inferior. Los métodos utilizados son:

- forja
- transformación mediante explosión e impulsos
- soplado
- estirado
- troquelado
- extrusión
- laminación

En la forja se distingue la forja sin estampa (aplastamiento y doblado sin molde de forja predeterminado (fig. 126a) y la forja con estampa (aplastamiento y doblado en un molde de forja = estampa, fig. 126b). Generalmente el material es un semiproducto, en casos especiales incluso polvo (forja de polvo). La presión mecánica es aplicada mediante martillos de forjar maniobrados por máquinas (forja a máquina) con accionamientos y transmisiones de motor eléctrico o de combustible (ejes de cigüeñal, husillos etc.) o a mano.

Pero el martillo de forjar también puede acelerarse directamente mediante la presión de una explosión (transformación por explosión, fig. 127) o electromagnéticamente (transformación por impulsos).

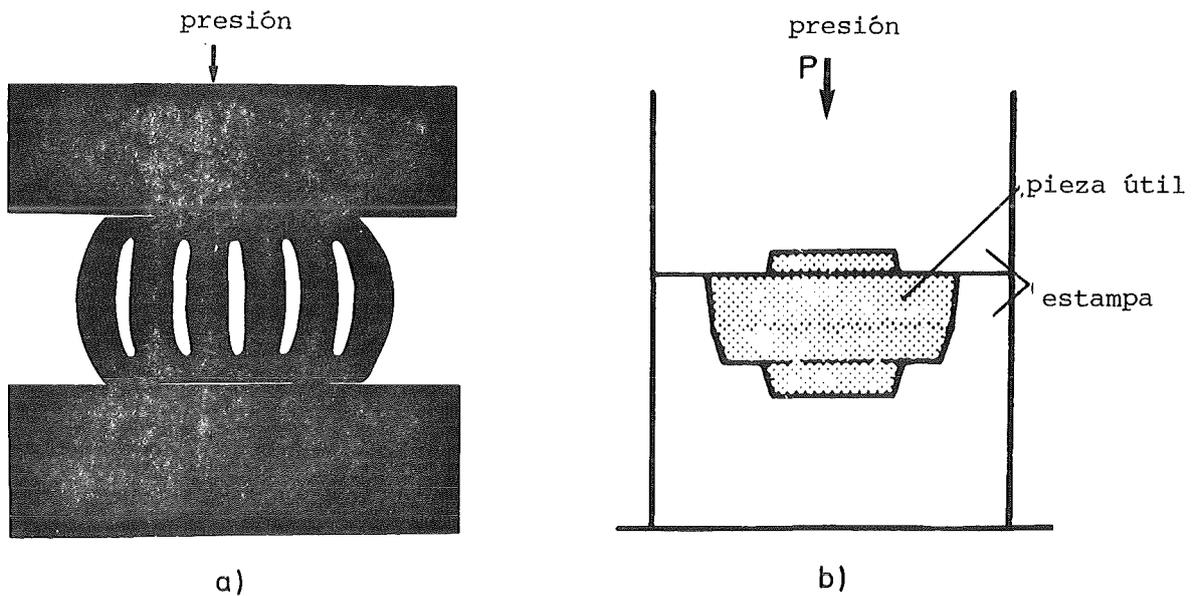


Fig. 126 Forja sin estampa (a) y con estampa (b)

Mientras que en la forja intervienen el aplastamiento y eventualmente el doblado como método de deformación, en el soplado del vidrio y de materiales polímeros y en la embutición profunda

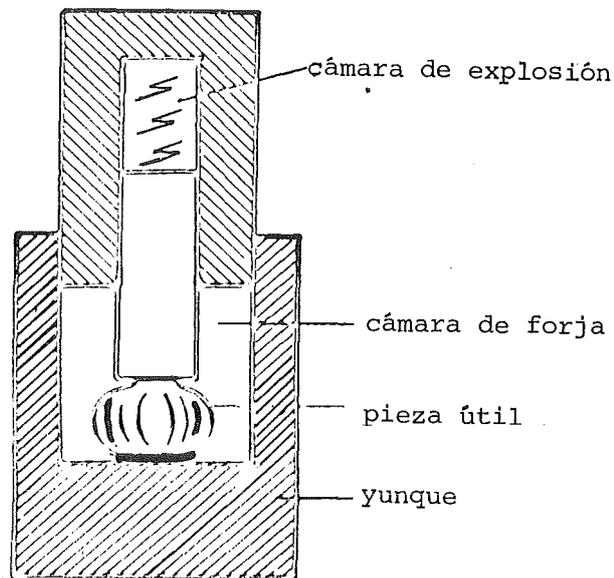


Fig. 127 Transformación por explosión

de varillas (fig. 128a) aparecen el alargamiento y el doblado. En cambio en el caso del estirado solo hay alargamiento (fig. 128b), en el troquelado solamente aplastamiento y en el curvado de tubos solamente doblado (fig. 129). En la extrusión (fig. 130) el material calentado es presionado mediante un vástago desde una cámara a presión en - o a través de - la matriz (p.ej. fabricación de barras trefiladas, fig. 130a). El procedimiento puede realizarse también con una disposición cerrada de la herramienta de prensar. De este modo además de las barras trefiladas (fig. 130b), pueden fabricarse también varillas por extrusión continua (fig. 130c). En los materiales polímeros en este contexto se habla de extrusión. La palanquilla puede introducirse como semiproducto - en casos especiales también como polvo; el proceso causante de la deformación es el aplastamiento. - En este proceso de preconformación se basa también la laminación donde en la fig. 131 por ejemplo se representa la laminación con cilindros en ángulo de tubos sin

costura y la laminación (calandrado) de láminas plásticas. Las chapas se fabrican de modo muy semejante. -

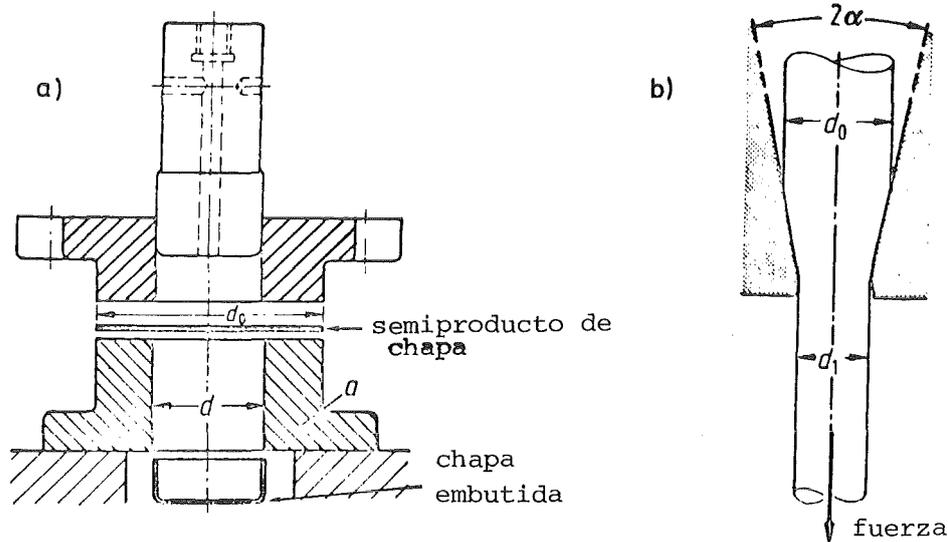


Fig. 128 Embutición de chapas (a) y trefilado (b)

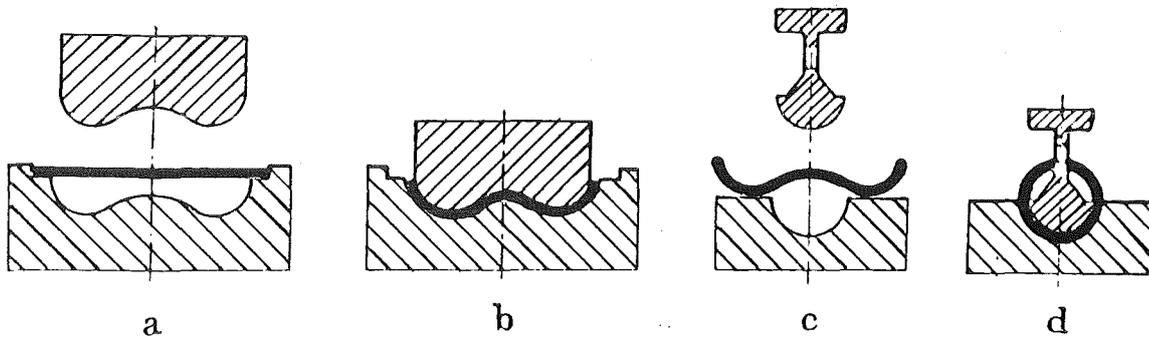


Fig. 129 Curvado de tubos

Además de los procedimientos de conformación sin arranque de viruta están aquellos con arranque de viruta. A éstos pertenecen:

- el torneado y el fresado
- el cepillado y la limadura
- el rectificadío y el pulido
- el taladrado y el corte (estampación, cizallado, aserradura).

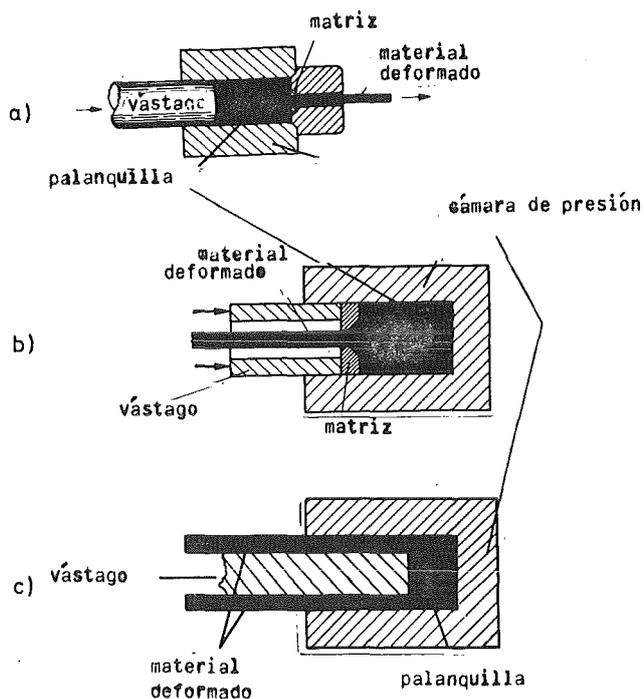


Fig. 130 Prensaado de extrusión con cámara de presión abierta (a) y cerrada (b)

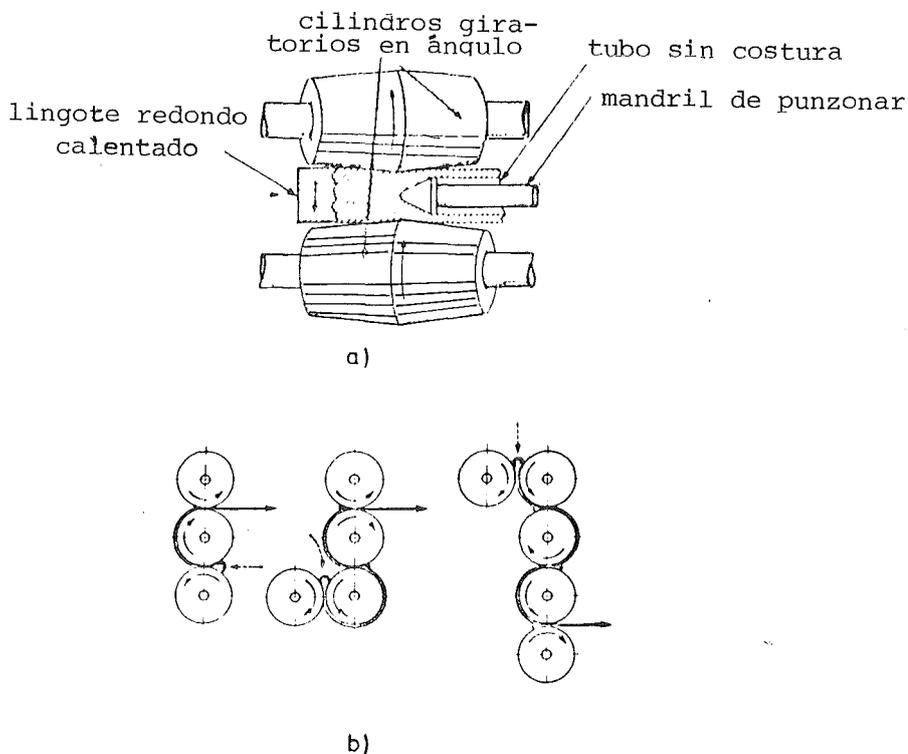


Fig. 131 Laminación de tubos (a) y de hojas (b)

En cuanto a los estados de deformación mecánica (p. 189) la conformación sin arranque de viruta se realiza en la región plásticoviscosa, mientras que en la conformación con arranque de viruta se trabaja siempre en el estado de rotura.

La fig. 132 muestra la formación de la viruta por deformación plástica y arranque. La facilidad para extraer virutas no sólo depende del material que da la viruta, sino también del material que arranca la viruta, por lo cual es un tema que afecta la técnica de fabricación.

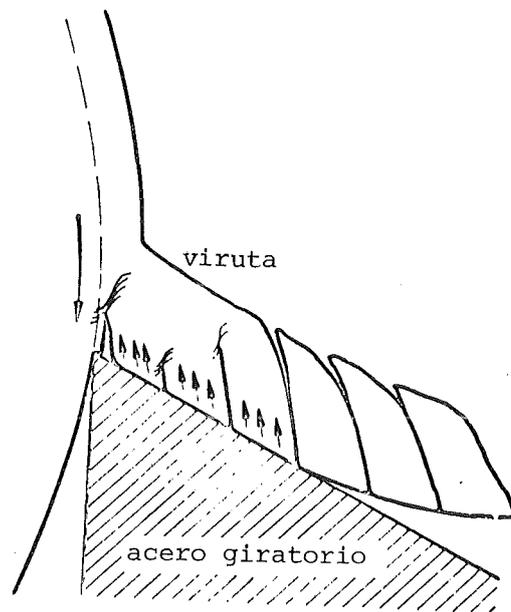


Fig. 132 Formación de la viruta en el torneado

4.2.3 Técnica de unión

La unión de materiales y de piezas útiles es posible de dos maneras:

- indirectamente por clavado, remache, atornillado
- directamente por ajuste térmico, soldadura por fusión, soldadura fuerte y blanda y encolado.

La unión indirecta da lugar a tensiones cizallantes elevadas (fig. 133).

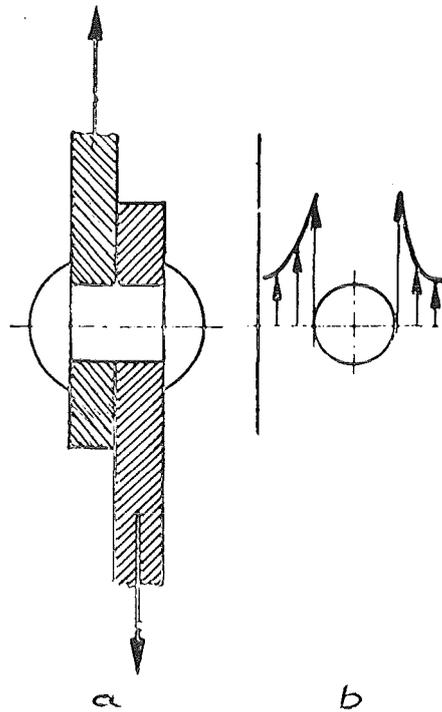


Fig. 133 Sección de un remache (a) e imagen correspondiente de la tensión cizallante (b).

La unión directa por ajuste se basa en los diferentes coeficientes de dilatación de las dos partes de unión. Cuando hay que introducir por ejemplo un eje cilíndrico en el taladro de un anillo, se toma el diámetro del taladro inferior al del eje. Cuando se calienta la pieza que posee el taladro se puede ajustar el eje - el anillo se contrae.

En la soldadura partes de materiales se unen localmente mediante procesos de difusión a altas temperaturas. Esto puede hacerse localmente (soldadura por puntos, fig. 134) con la ayuda de una presión y calentamiento indirecto (soldadura por presión, fig. 134a) o bajo presión con el paso directo de corriente (soldadura por resistencia, fig. 134b). Pero se puede realizar también como soldadura por fusión - generalmente utilizando un material de composición semejante.

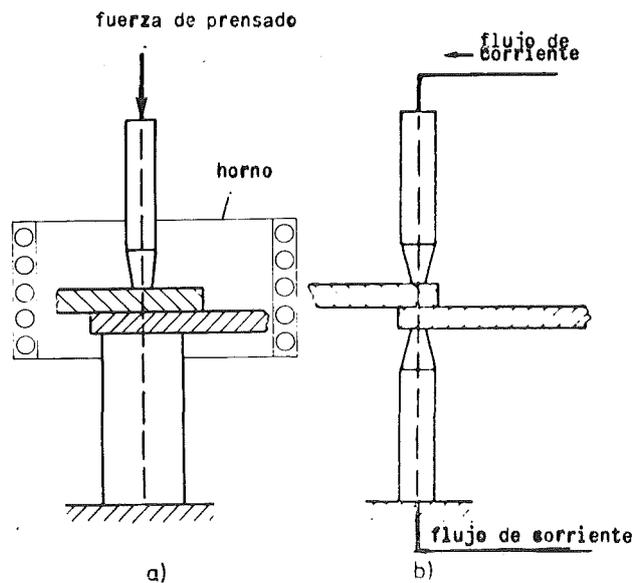


Fig. 134 Soldadura por puntos mediante presión (a) y resistencia (b)

Aquí se funden materiales de aportación en forma de alambres de aportación mediante una llama de gas (acetileno) o un arco eléctrico (fig. 135). El material fundido se une mediante procesos de difusión con las partes de las piezas a soldar y se enfría como costura de soldadura. No pueden excluirse poros, escorias, y grietas en la costura, los cambios de propiedades del material soldado y las tensiones internas como consecuencia del calentamiento local y del enfriamiento rápido. En casos especiales estos tienen que reducirse mediante soldadura fuerte o blanda. En este tipo de soldadura se utiliza un material adicional con punto de fusión más bajo (aleación o metal de soldar). A bajas temperaturas se tienen unas tensiones y variaciones de las propiedades menores, pero también una resistencia más pequeña de la unión.

Los materiales que no se emplean a temperaturas elevadas pueden unirse por encolado. Las sustancias adhesivas - de naturaleza polímera o cerámica - se ponen en forma de solución entre las partes a unir y se ajustan - cuando la mojabilidad es buena - a las superficies de las partes. Se solidifican por evaporación

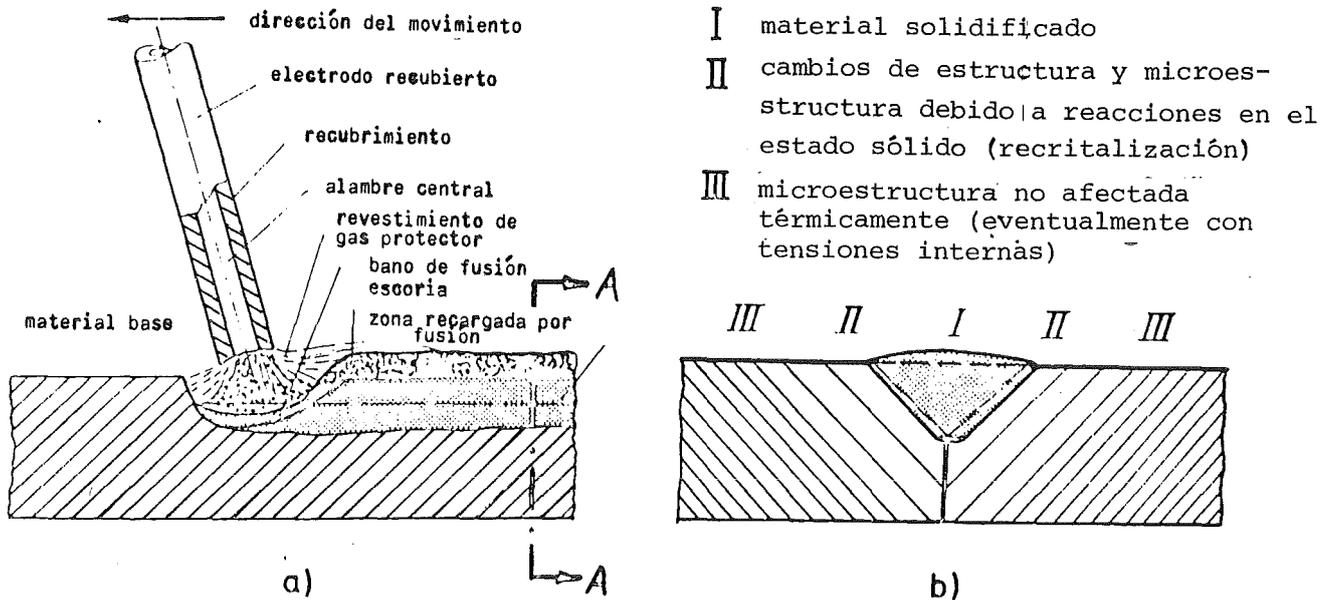


Fig. 135 Principio de la soldadura por fusión (a) y sección (A-A) de la unión soldada (b)

del disolvente y "endurecimiento" eventual (polimerización, reticulación, reacción química) del encolado.

4.2.4 Tratamiento superficial

Las piezas acabadas la mayoría de las veces son sometidas a un tratamiento superficial final. Esto sirve para

- la protección de la corrosión
- la protección contra el desgaste de la superficie.

La corrosión como sollicitación química de la superficie puede contrarrestarse, por una parte eliminando regiones privilegiadas para la formación de gérmenes de corrosión como p.ej. rebabas y puntas, y por otra aplicando a la superficie capas de protección.

La eliminación de resaltos y desigualdades como rebabas y puntas se obtiene mediante el pulido mecánico o electrolítico.

- A través del pulido mecánico se alisan mecánicamente las superficies del material mediante abrasivos (esmeril, diamante, arcilla, carburo de silicio, carburo de boro etc.), mediante cepillos que giran o paños textiles sobre discos (fieltro, franela, algodón, fibras artificiales etc.). En el pulido electrolítico la pieza hace de ánodo en un electrólito. En el paso de la corriente el material de los resaltos primero se separa de su superficie y migra hacia el cátodo. La superficie de la pieza se alisa electrolíticamente.

Para poner capas de protección contra la corrosión es necesario preparar previamente la superficie. Este tratamiento previo sirve para limpiarla y hacerla rugosa y se hace mecánicamente (p.ej. arenado) o químicamente (p.ej. decapado con ácidos o álcalis). El efecto de la limpieza en el pretratamiento químico puede aumentarse transmitiendo ondas ultrasónicas sobre el detergente (limpieza por ultrasonidos).

Se distingue entre capas de protección

- metálicas
- cerámicas y
- polímeras.

Están aplicadas

- mecánica-térmicamente o
- química-electroquímicamente

sobre la superficie de la pieza. Un método mecánico-térmico de preparación de una capa de protección es el plagueado. El material de recubrimiento es aplicado como hoja o distribuido como polvo por proyección sobre la superficie de la pieza. A través de presión y calor (laminación en caliente, prensado isostático en caliente) se obtiene la unión entre la pieza y

la capa de protección mediante difusión en la superficie límite. Las aleaciones de aluminio y los aceros están p.ej: plaqueados con Al o Ni. - En buenas condiciones de mojabilidad entre el material de capa de protección con punto de fusión bajo y el material con un punto de fusión más elevado de la pieza ésta puede sumergirse en el caldo del material de la capa de protección, o se puede fundir el polvo proyectado en la superficie por calentamiento de la pieza. Además el material de la capa de protección puede proyectarse como caldo a alta presión (metalización con llama, fig. 136). Debido a la mojabilidad en cualquier caso la superficie de la pieza se recubre espontáneamente con el material de la capa protectora (revestimiento de cinc al fuego del acero, estañado o emplomadura del cobre por inmersión, formación de un depósito de alquitrán o goma). La esmaltación también forma parte de este método. Las capas de esmalte se componen de diferentes óxidos metálicos mezclados en "fundentes" fácilmente fundibles (p.ej. sosa). Cuando se calienta la pieza solamente funde una parte del material de la capa protectora. - Cuando el recubrimiento no se realiza a través de la fusión del material de recubrimiento sino que se sublima sobre la pieza a partir del estado gaseoso de agregación, se habla entonces de evaporación metálica. Tiene la ventaja de que la pieza misma no tiene que ser calentada.

Cuando el material de recubrimiento ni se funde ni evapora, sino que está en solución, pintado y secado, se habla de barnizado cuando el material de recubrimiento son lacas y de enfoscado cuando se trata de recubrimientos cerámicos (revoque de casas, cemento).

Estos procedimientos de fabricación de capas de protección constituyen ya la etapa de transición para la formación química del recubrimiento. Cuando se utilizan soluciones salinas acuosas como electrólitos en los que la pieza útil sumergida hace de electrodo, pueden depositarse sobre ella capas metálicas o cerámicas (galvanización: p.ej. cromado o oxidación electrolítica;

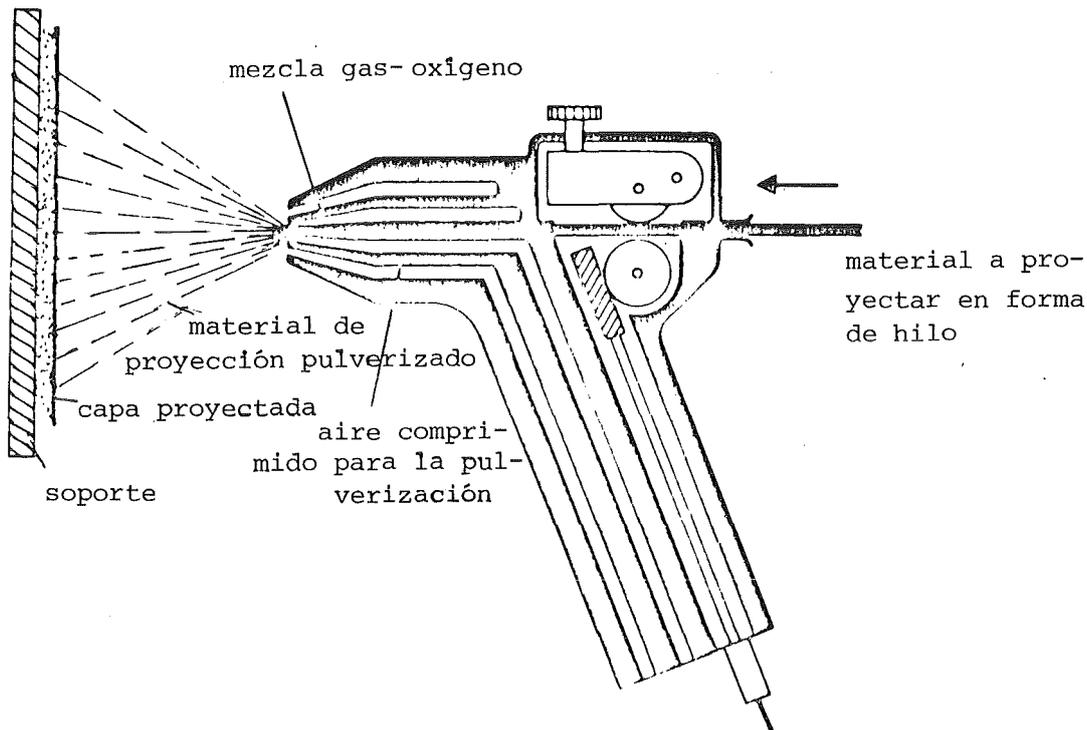


Fig. 136 Metalizado con llama

"anodización" en caso del aluminio). En casos particulares pueden formarse recubrimientos sin electrólisis a partir de soluciones salinas acuosas, ácidas o alcalinas por el procedimiento de inmersión. Esta formación se basa en el fenómeno electroquímico por el cual los átomos de la superficie del material tienden a formar sales más que otros átomos contenidos en la sal. Estos son expulsados de la sal por los primeros (intercambio de iones) y se depositan sobre la pieza. - Interacciones químicas semejantes entre productos químicos gaseosos, líquidos y sólidos y las superficies de material hacen que se formen capas resistentes a la corrosión (capas de fosfato, cromato, oxalato; capas de sulfuro, carburo, boruro, nitruro, siliciuro).

Las últimas capas citadas pertenecen ya en parte a aquellas que - también - sirven de protección contra el desgaste superficial. El conocido endurecimiento superficial es siempre

necesario cuando las condiciones de servicio de la pieza exigen un material dúctil con una superficie resistente al desgaste. Para algunos materiales las superficies resistentes al desgaste se obtienen por simple enfriamiento rápido desde una temperatura elevada. El efecto del enfriamiento tiene que quedar limitado a la superficie. Otros procedimientos se basan en la formación directa del recubrimiento, como p.ej. en el caso del hierro el temple por cementación (carburación) o la nitruración en amoníaco.

Para conseguir una adhesión óptima de las capas resistentes a la corrosión y al desgaste hay que seleccionar las condiciones de fabricación adecuadas según el procedimiento, teniendo en cuenta el comportamiento de la mojabilidad y las entalpías de interacción. En muchos casos la adhesión óptima se consigue únicamente a través de capas intermedias (galvanotécnica de varias capas, laqueado con varias capas).

5. Estudio de los materiales

5.1 Generalidades

En los capítulos precedentes se describió la constitución, las propiedades y la tecnología de los materiales. Ahora tenemos que mostrar como se pueden determinar experimentalmente aquellas magnitudes que permiten describir la constitución y las propiedades de los materiales y las "recetas" tecnológicas. Con esto no intentaremos abordar todas las posibilidades, es decir la multiplicidad de procedimientos disponibles para estudiar un parámetro que define la constitución o una magnitud característica. Tampoco queremos comentar el gran número de aparatos diferentes que se emplean para el estudio de materiales. Explicaremos solamente los principios generales de medición que permiten determinar experimentalmente aquellas magnitudes que sirven para describir la constitución, propiedades y condiciones tecnológicas de los materiales.

El estudio de los materiales comprende los métodos de análisis del material, es decir del estudio de la constitución del material y de la medición de las propiedades. Los mismos métodos se aplican también para el examen de los materiales en cuanto a defectos y a calidades exigidas (control de la calidad). En este caso en lugar de estudio de los materiales se habla de ensayo del material que es un término que debido a la importancia técnica del ensayo del material se utiliza más frecuentemente que el de estudio de los materiales. Los procedimientos del estudio - o del ensayo - de los materiales pueden clasificarse en dos grandes grupos: uno, en el cual se destruye el material o la pieza útil estudiada (ensayo destrutivo del material) y otro, en el que no tiene lugar la destrucción del material o de la pieza útil (ensayo no destructivo del material).

Puesto que la constitución, las propiedades y también las condiciones tecnológicas dependen de las magnitudes de estado, todos los datos de medida característicos de la constitución

o de una propiedad son funciones de las magnitudes de estado temperatura, presión, composición del material. Por esto comentaremos en primer lugar la medición de estas magnitudes de estado.

5.2 Medición de magnitudes de estado

La medición de la temperatura está orientada hacia los llamados puntos fijos de la temperatura, como p.ej. el punto de fusión (punto de congelación) y el punto de evaporación (punto de ebullición) del agua a la presión atmosférica. A estos puntos fijos se les asocia por definición valores de temperatura. La escala internacional de temperaturas es la escala de Kelvin:

punto de fusión del agua: 273 K

punto de ebullición del agua: 373 K.

Tiene su origen en el cero absoluto que teóricamente es la temperatura más baja. Una escala de temperaturas más antigua es la escala de Celsius ($0\text{ K} = -273\text{ C}$; $273\text{ K} = 0\text{ C}$). La medición de la temperatura se hace mediante

- termómetros
- termopares
- pirómetros.

Los tipos más importantes de termómetros son:

- termómetro de dilatación
- termómetro de resistencia eléctrica.

Cuando dentro de un intervalo determinado de temperaturas una materia no está sometida a ninguna transformación de fase ni a ningún cambio del estado de agregación, se dilata proporcionalmente con la temperatura (termómetro de dilatación). La materia puede presentarse en forma sólida, líquida o gaseosa. Mediante los puntos fijos de la temperatura se asocia a cada dilatación - p.ej. de la columna de mercurio en el termómetro de mercurio - una temperatura (calibrado).

Los termómetros de resistencia eléctrica se basan en la variación de la resistencia eléctrica con la temperatura (ec. 78, p. 140). Por la relación entre la intensidad de corriente ($I =$ densidad de corriente multiplicada por la sección del conductor q),

$$I = i \cdot q \quad (121)$$

la tensión ($U =$ intensidad de campo E multiplicada por la longitud del conductor l)

$$U = E \cdot l \quad (122)$$

y la resistencia eléctrica específica (ρ) de un conductor se sigue a partir de la ec. 74 con las ecuaciones 121 y 122 la ley de Ohm

$$\frac{U}{I} = \rho \frac{l}{q} \quad (123)$$

Como en el termómetro de resistencia eléctrica la longitud y la sección del conductor se mantienen constantes, la tensión y la intensidad de la corriente varían proporcionalmente al cambio de la resistencia eléctrica específica que depende de la temperatura. El campo magnético inducido con la variación de tensión o de la intensidad de corriente proporcional a la temperatura, da lugar a la medición de la temperatura en combinación con el campo magnético primario de un aparato indicador (fig. 137).

La medición de la temperatura con termopares se basa en el efecto de Seebeck (p. 154). Se mide la temperatura en uno de los puntos de contacto del termopar (fig. 72), mientras que el otro se encuentra a temperatura constante (punto de congelación).

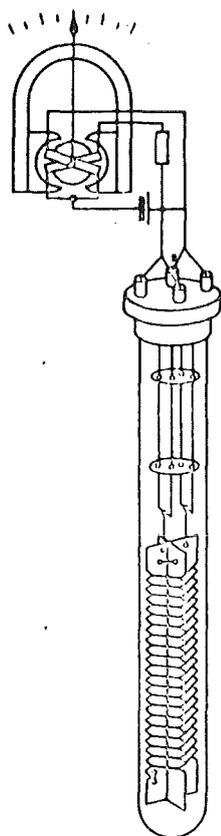


Fig. 137 Termómetro de resistencia eléctrica

Como termopares se utilizan aquellas combinaciones en las que la fuerza electromotriz (capacidad térmica)

- aumenta de forma continua con la elevación de la temperatura
- es lo más elevada posible
- presenta un mínimo de alteraciones debidas al "envejecimiento" (constantan de Cu; constantan de Fe; NiCr-Ni; Pt Rh-Pt).

El intervalo de temperatura para la utilización de termómetros y termopares está limitado (≤ 2000 K). Estos límites vienen fijados por los puntos de fusión y de ebullición de los materiales del termómetro o termopar y por las posibles interacciones con el material del sistema cuya temperatura se quiere determinar. Por esto, las mediciones de altas temperaturas se realizan con métodos ópticos sin que el aparato de medida esté en contacto con el sistema a medir. Los correspondientes aparatos de medida de temperaturas se llaman pirómetros.

Los pirómetros aprovechan la radiación propia de los cuerpos a temperaturas más altas y la variación de ésta en función de la temperatura para la medición de temperaturas. Según la ley de Stefan-Boltzmann la radiación (S) emitida por un cuerpo es proporcional a la 4^a potencia de su temperatura.

$$S = \text{const} \cdot T^4 \quad (124)$$

Para medir únicamente la radiación propia - pero no la radiación exterior reflejada por un cuerpo - se mide en el llamado cuerpo negro. Este consiste en un bloque provisto de un agujero en el que todo rayo incidente exterior se extingue completamente por reflexiones múltiples en las paredes del interior del agujero. La radiación procedente del agujero es exclusivamente radiación propia. Esta se mide mediante

- pirómetros de radiación total
- pirómetros de radiación parcial
- pirómetros de radiación cromáticos.

En el pirómetro de radiación total se utiliza el espectro total de la radiación procedente de un cuerpo negro, mientras que en el pirómetro de radiación parcial se utiliza solamente una parte de este espectro para la medición de temperaturas. Se focaliza la radiación propia del cuerpo negro (S en la fig. 138) sobre células fotoeléctricas (efecto fotoeléctrico, p. 332) o termopares. (Th en la fig. 138a), y se obtiene sobre éstos la indicación de la temperatura. En el pirómetro cromático no se utiliza la radiación del cuerpo negro para medir la temperatura sino su color ("temperatura cromática"). Un filamento calibrado en temperatura según su color se calienta de forma tal que su color sea idéntico al del cuerpo negro (fig. 138b).

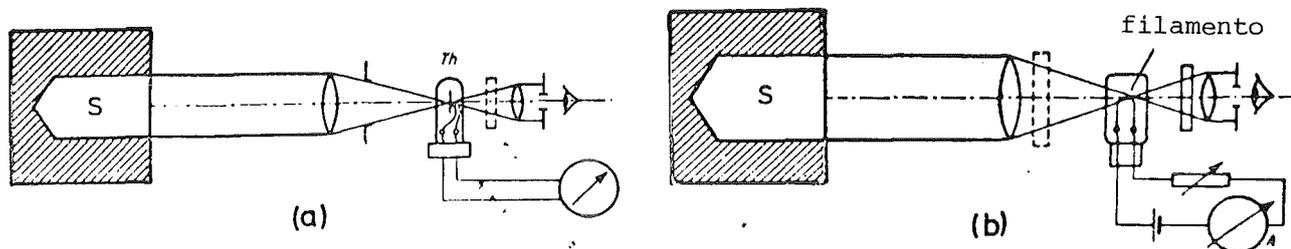


Fig. 138 Pirómetro de radiación parcial (a) y cromático (b)

Con la medición de la presión se determinan las fuerzas por unidad de superficie que se indican en "Newton por unidad de superficie" ($1 \text{ atm} = 760 \text{ Torr} = 1,013 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2 = 1,033 \cdot 10^3 \text{ kp/m}^2$). Los aparatos de medida de la presión se llaman manómetros. Se basan en la medición de pesos equivalentes en presión (columnas de líquidos, émbolos, pesos variables) o de deformaciones elásticas (membranas, resortes, bandas extensométricas, cristales piezoeléctricos). Los manómetros de vasos comunicantes p.ej. utilizan para medir la presión el peso de una columna de líquido, mientras que los manómetros de émbolo utilizan el de una sustancia sólida en equilibrio con la presión aplicada (fig. 139a/b). En los manómetros con elemento medidor elástico se utiliza para la medición de la presión la flexión elástica de dichos elementos (membranas, resortes) con indicación mecánica (fig. 139c) o a través de la introducción en una bobina recorrida por una corriente y el cambio consiguiente de su campo magnético (fig. 139d). - Los manómetros de resistencia miden la presión a través de la variación de la resistencia como consecuencia de la deformación (bandas extensométricas), con cristales de cuarzo se mide la presión a través de corrientes piezoeléctricas (efecto piezoeléctrico, p. 139). Un método sencillo para medir la presión del aire es el del cambio del punto de ebullición del agua en función de la presión.

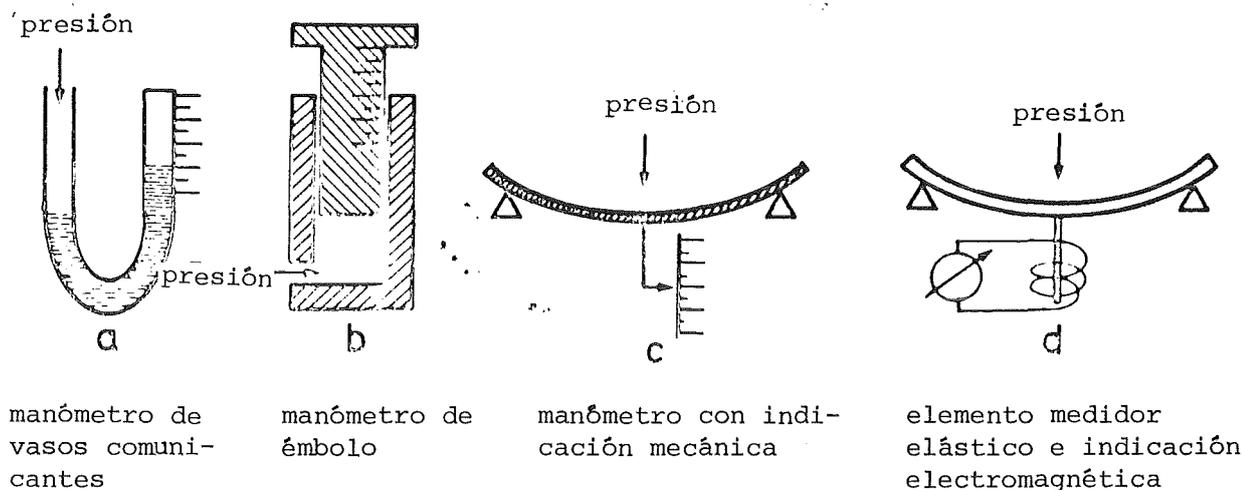


Fig. 139 Principios de medición de la presión

El estudio de la composición de un material nos dá la tercera magnitud de estado importante, junto con la temperatura y la presión. El objetivo de la medición de esta magnitud de estado es la indicación de los elementos - eventualmente también de los componentes - que forman el material, así como de su concentración (% atómico, en peso, en volumen; p. 65) dentro del material. Para ésto se usan tres grandes grupos de procedimientos:

- el análisis químico
- la espectrometría de masas
- el análisis de emisión,

que se diferencian dentro de las dimensiones más pequeñas todavía comprobables de la zona de medición en el material y en las masas más pequeñas de los elementos todavía medibles (% en peso) en la zona de medición (fig. 140).

Los procedimientos de análisis químicos se basan en el análisis de los residuos (gravimetría) o en el análisis cuantitativo (volumetría). En el análisis de los residuos los elementos buscados precipitan en soluciones (o gases) a través de reacciones (combustión, descomposición), se separan por filtración y se

pesan. Además, los precipitados sensibles a la oxidación o higroscópicos pueden ser incinerados. A partir del pesado y de la composición conocida del precipitado puede determinarse la cantidad del elemento que se busca por cada probeta de análisis.

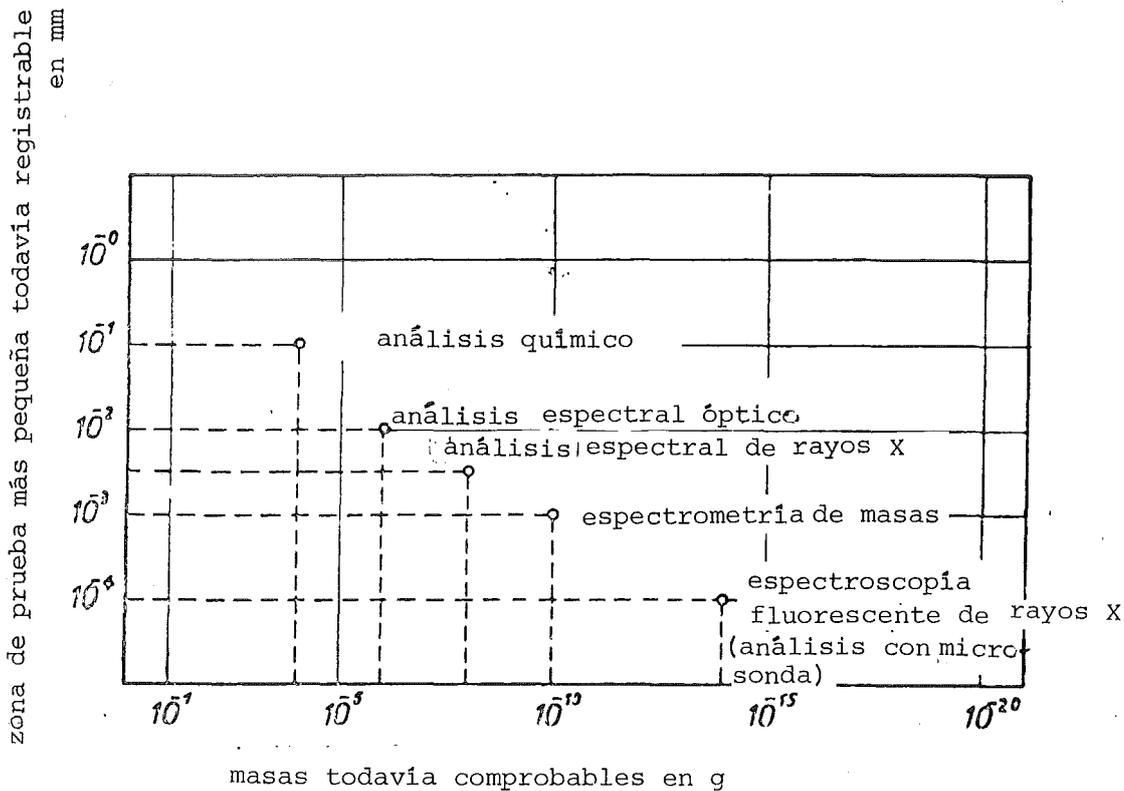


Fig. 140 Campo de medición de los procedimientos de análisis de la composición de materiales.

El análisis cuantitativo se realiza sin precipitación. Se diluye al material. A esta solución (también gaseosa) se le añaden cuantitativamente gotas de una solución medida (o cantidad medida de gas) (titración). Las soluciones medidas dan lugar a reacciones con el elemento buscado que pueden medirse mediante:

- la variación de volumen (en gases)
- la variación del pH (carácter ácido-básico de la solución)
- la variación de la absorción del color o de la luz (colorimetría, fotometría)
- la variación de la conductibilidad (electrometría, titración potenciométrica).

A partir de los valores medidos o de las cantidades consumidas de la solución medida puede determinarse la concentración del elemento que se busca.

La espectrometría de masas se realiza con espectrómetros de masas (fig. 141). Se evapora el material a analizar y se ioniza mediante bombardeo electrónico. Los iones se aceleran y forman haces por la acción de un campo eléctrico. El haz de iones se desvía proporcionalmente a la masa en el campo magnético y se descompone en sus fracciones másicas. La carga eléctrica de las diferentes fracciones queda registrada en el blanco. Es proporcional a la intensidad de la masa respectiva.

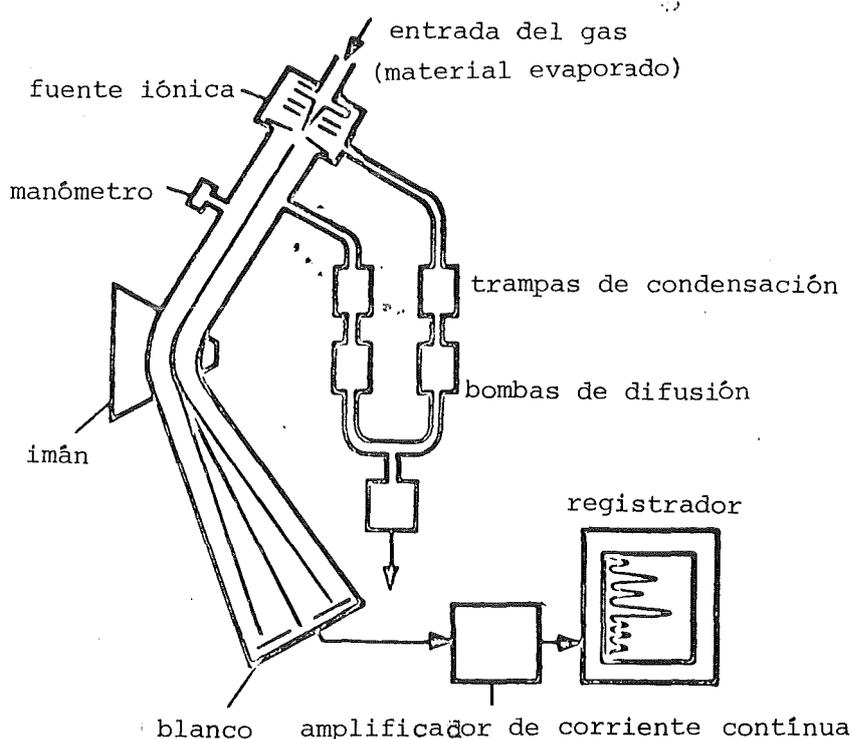


Fig. 141 Principio de un espectrómetro de masas

El poder de resolución (A) de un espectrómetro de masas es

$$A = \frac{M}{\Delta M} \quad (125)$$

(ΔM = diferencia de masas entre dos masas vecinas; M = valor medio de las dos masas).

Depende del tipo de construcción y del principio de medición del espectrómetro así como de sus magnitudes electromagnéticas de campo. El espectrómetro de masas "Omegatron" alcanza p.ej. un poder de resolución de $A = 10^{-4}$, es decir es capaz de distinguir masas cuya diferencia de masa sea solamente del orden de magnitud de diezmilésimas.

Los análisis espectrales óptico-luminosos y ópticos de rayos X son procedimientos analíticos de emisión. El análisis espectral se basa en el hecho que los electrones en los átomos pueden ser excitados por aporte de energía, es decir elevados a niveles de energía superiores. Las diferencias entre los distintos niveles de energía (distancia entre las capas electrónicas) son distintas para cada elemento, y por tanto características. Cuando el electrón excitado vuelve a su estado fundamental, el átomo emite una radiación característica de su elemento cuya gama de longitudes de onda e intensidad permiten determinar cuantitativamente la composición del material. La realización del análisis espectral consta de las etapas siguientes:

- excitación del material a estudiar, para la emisión de rayos
- descomposición óptica de la radiación emitida en sus líneas espectrales
- asociación de las líneas espectrales a longitudes de onda y con ello a determinados elementos (composición cualitativa del material)
- medición de la intensidad de las líneas espectrales (composición cuantitativa del material).

La excitación a la emisión de radiación se realiza térmica, eléctrica o electromagnéticamente. El procedimiento más antiguo del análisis espectral, el ensayo de chispas, tiene su origen en la excitación térmica - calentamiento por fricción. Durante el pulido los materiales dan lugar a chispas características

a partir de las cuales se puede juzgar su composición. - La excitación eléctrica se alcanza mediante chispas o arcos eléctricos entre dos electrodos uno de cuyos electrodos es el material. De él se separan pequeñas partículas que se evaporan - emitiendo radiación característica de la luz visible. En la excitación por medio de electrones altamente acelerados el material emite rayos X (espectroscopia por fluorescencia de rayos X). - El material puede ser además excitado a la emisión de radiación por radiación gamma rica en energía o rayos X "duros".

La radiación emitida se descompone en sus líneas espectrales, en la luz visible mediante un prisma (dispersión de radiación, p. 183; espectrómetro de prisma, fig. 142) y - la luz visible y los rayos X - mediante una rejilla (difracción de rayos en una rendija estrecha, p. 168, 173; espectrómetro de rejilla), siendo después registradas en placas fotográficas. Como rejilla de difracción se utilizan cristales con una distancia determinada de red que emiten solamente rayos no influyendo en la medición.

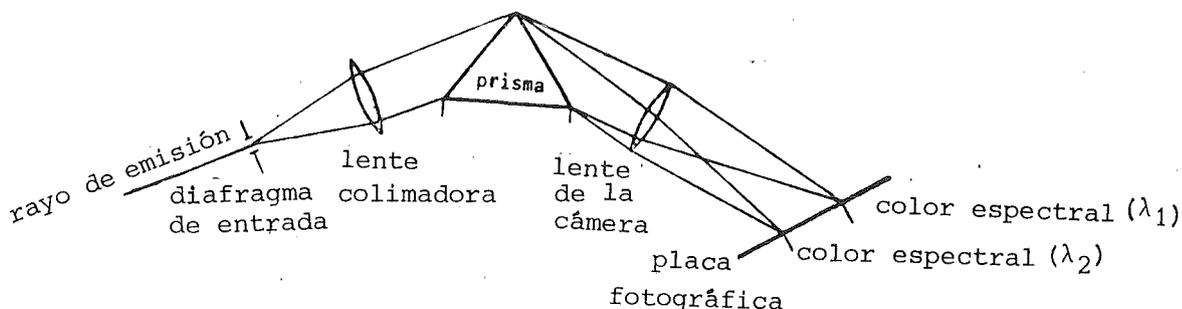


Fig. 142 Principio del espectrómetro de prisma

El registro puede también hacerse con goniómetros fotoeléctricos, es decir con células fotoeléctricas móviles en órbitas circulares, o con tubos contadores, que registran eléctricamente los rayos incidentes bajo diferentes ángulos y con diferente intensidad.

Entretanto, el análisis por fluorescencia de rayos X se aplica ampliamente también para estudiar las más pequeñas regiones de las superficies (diámetro $\sim 1 \mu\text{m}$) de materiales sólidos. Para esto se utiliza la microsonda con haz de electrones (fig. 143).

Esta permite

- la ampliación microscópica óptica o electrónica de la superficie de la probeta
- la determinación de la composición de las regiones más pequeñas mediante "exploración" con un haz de electrones.

En disposiciones especiales es posible además medir los electrones Auger emitidos desde las superficies. Los electrones Auger se forman debido al hecho que una parte de la energía aportada a la superficie no se convierte libremente en radiación óptica sino que da lugar a la separación (auto-ionización) de un electrón (electrón Auger). Estos electrones solamente son emitidos por átomos que se encuentran directamente sobre la superficie del material. Los electrones de los átomos más profundos son absorbidos en el camino hacia la superficie. Por lo tanto, los electrones Auger dan indicaciones sobre la composición de las capas superficiales cuyo espesor corresponde a pocas posiciones atómicas (espectroscopía por electrones Auger).

Otra forma especial del análisis espectral es la espectrometría Moessbauer. Se la aplica exclusivamente en la región de rayos γ .

5.3 Estudio de la estructura fina

La composición por elementos por sí sola no da ninguna información sobre la constitución de un material en cuanto a la disposición de sus átomos (estructura fina). Solamente el estudio de la estructura fina suministra información sobre

- si un material es cristalino o amorfo
- el sistema cristalino al que pertenece

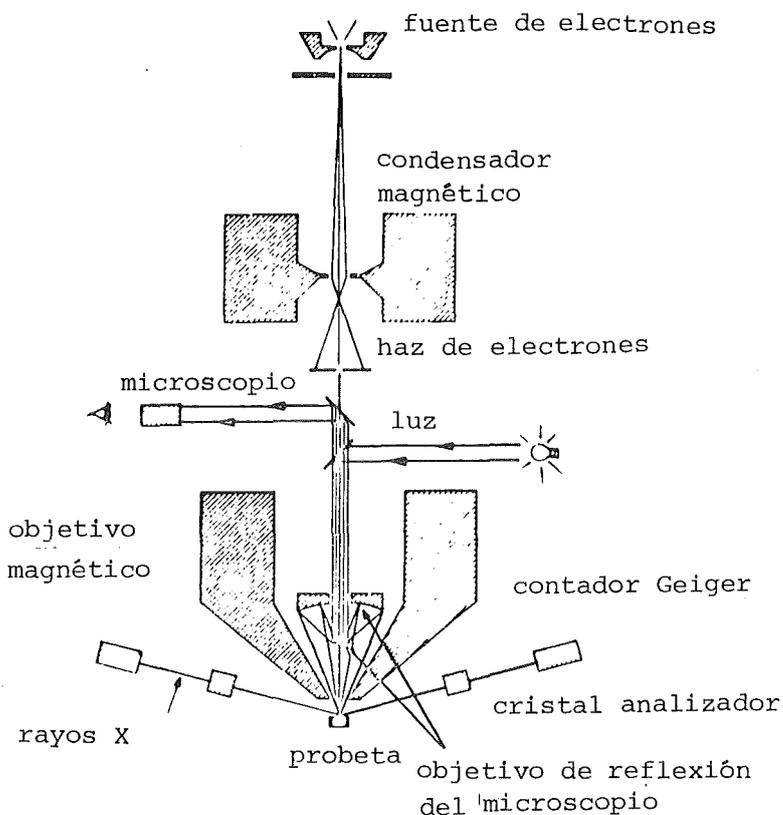


Fig. 143 Principio de la microsonda con haz de electrones

- cuales son las constantes de la red de sus cristales
- qué defectos y/o tensiones internas existen en él.

Los procedimientos de estudio de la estructura fina se basan en la interferencia de los rayos provocada por difracción o reflexión y refracción.

Dentro de los procedimientos por interferencia hay que distinguir entre aquellos que utilizan radiación óptica (X) y los de radiación por partículas (electrones, neutrones). Ambos tipos de rayos se difractan en las rendijas entre los componentes elementales de un material o se reflejan en los planos reticulares de los materiales cristalinos.

La formación de las interferencias por difracción o reflexión está determinada por las condiciones de interferencia (ec. 93) y su forma especial para pequeñas longitudes de onda (ecuación de Bragg, ec. 101). Las líneas de interferencia medibles se obtienen solamente con rayos cuyas longitudes de onda son del orden de magnitud de las distancias interatómicas. Este es el caso de los rayos X. Las longitudes de onda de los rayos de partículas para partículas fuertemente aceleradas son considerablemente más pequeñas que las de los rayos X, por lo que las partículas tienen que ser frenadas ("moderadas"). Los rayos de partículas utilizados en los procedimientos de interferencia tienen una longitud de onda de diez a cien veces menor que los rayos X (longitud de onda de De Broglie, ec. 96).

Se ha mencionado ya, que atómicamente la interacción entre el material y las ondas puede dar lugar a la excitación de los electrones de los componentes elementales del material estudiado por absorción (p.176). Como los átomos excitados emiten por su parte una radiación propia o poseen un campo electromagnético, en los estudios de la estructura fina con rayos X y electrónicos se producen interacciones secundarias, que no existen en el caso de rayos de neutrones. Estas interacciones secundarias dificultan la formación de franjas "claras" de interferencia. Dan lugar a una cierta banda de dispersión de las interferencias y por tanto a una reducida distinguibilidad de las franjas de interferencia de las redes semejantes de elementos vecinos. - En el caso de rayos neutrónicos no tiene lugar esta interacción secundaria por lo que con estos rayos se pueden distinguir estructuras finas que se diferencian solamente en el isótopo del mismo elemento. Los materiales amorfos no presentan franjas de interferencia puesto que no existen centros discretos de difracción o planos de red reflectantes. En cambio los materiales cristalinos dan lugar a espectros de franjas de interferencia a partir de los cuales pueden determinarse su estructura cristalina y sus dimensiones reticulares. A partir de estas últimas se pueden extraer conclusiones sobre los defectos y las tensiones. -

La estructura fina de un material cristalino está determinada cuando son conocidos los planos de la red. A partir de ésta se obtiene el parámetro de red mediante los índices de Miller que comentaremos más en profundidad en lo que sigue - como ejemplo de detalles que intervienen en una determinación de la estructura fina.

Por planos de la red se designan a los planos formados por los átomos en la red. El papel especial que juegan en el estudio de la estructura fina resulta de la idea de que los rayos X o los rayos de la materia utilizados para el estudio se reflejan o - si se los considera como redes planas - se difractan en ellos. La difracción y la reflexión están relacionadas directamente con la dirección de los planos de la red con respecto al rayo incidente.

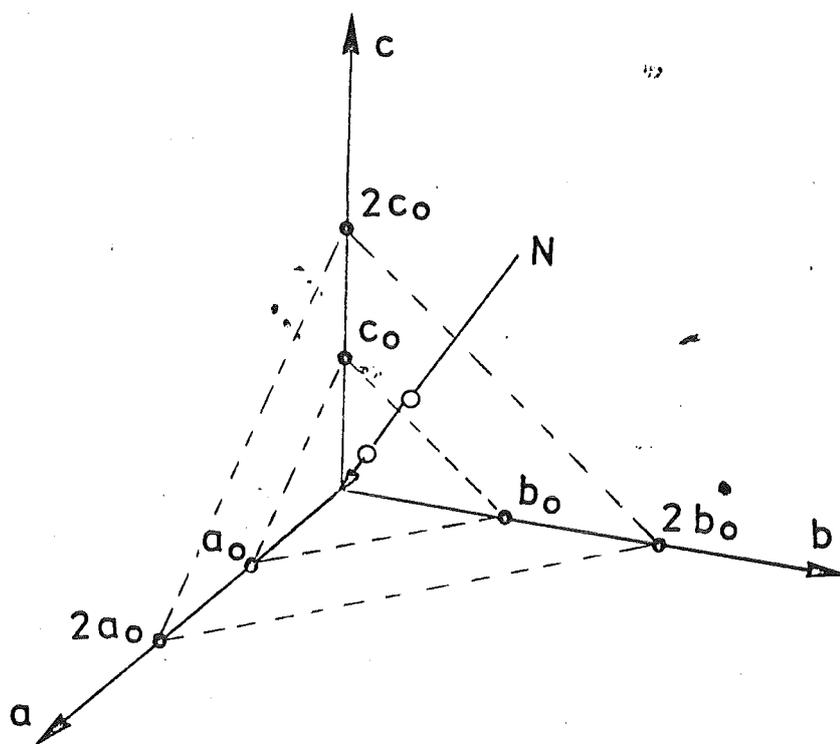


Fig. 144 Familia de planos de la red e índices de Miller

Esta es la misma para planos paralelos (ver fig. 144) y viene indicada por los índices de Miller. Estos describen la dirección de la normal (N) al plano mediante la relación entre las intersecciones - recíprocas - con los ejes de los planos de la red en el sistema de coordenadas. La fig. 144 muestra esto para un sistema cúbico con dos planos de la red paralelos a partir de la red cúbica. Se tiene

$$\frac{1}{a_0} : \frac{1}{b_0} : \frac{1}{c_0} = \frac{1}{2a_0} : \frac{1}{2b_0} : \frac{1}{2c_0} = m : n : p \quad (126)$$

siendo (h, k, l) los índices de Miller transformados en números enteros, eliminando el divisor con los que está fijada la dirección de la normal del haz de planos (N) que se representa, es decir la dirección de los planos en el espacio.

La distancia entre los planos de la red (d), la constante de la red (a) y los índices de Miller (h, k, l) están relacionados mediante una ley, para cada sistema de red cristalina. Así, p.ej. para la red cúbica se tiene

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (127)$$

Para el estudio radiográfico de estructuras finas se necesitan rayos X. Estos se generan en tubos de rayos X (fig. 145), donde electrones fuertemente acelerados inciden en un material anódico, ceden allí su energía cinética, excitando de esta forma los átomos, provocándolos a ceder rayos X. La longitud de onda e intensidad de los rayos X dependen de la naturaleza del material anódico y pueden depender de la tensión de aceleración y de la intensidad de corriente.

En el caso de rayos X el registro de las interferencias se hace por medios fotográficos (película sensible a los rayos X) o mediante fotocélulas y tubos contadores. Mientras que este último método se basa en el efecto fotoeléctrico (p.176), el

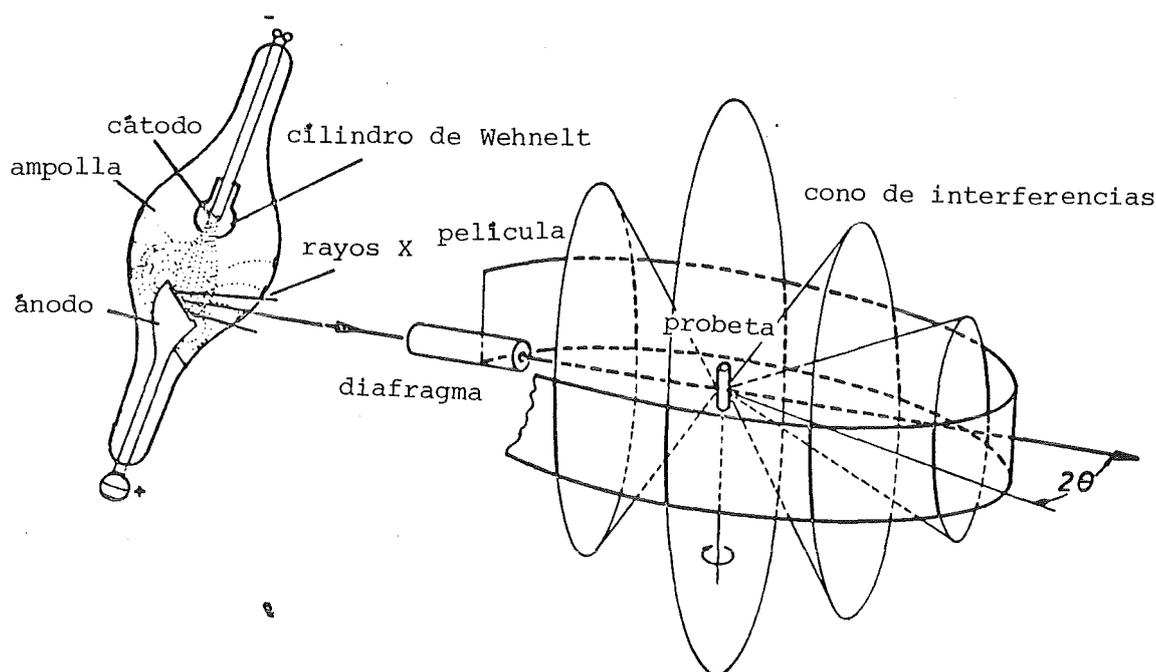


Fig. 145 Principio del estudio radiográfico de estructuras finas

registro fotográfico está basado en un proceso fotoquímico. Los materiales de la capas sensibles a la luz en películas o en placas fotográficas están sometidos a transformaciones (descomposiciones, reacciones etc.) bajo el efecto de la luz las cuales son proporcionales a la intensidad de luz. Hacen posible la visualización de las interferencias (técnica fotográfica). - Las interferencias de rayos de electrones y de neutrones se miden mediante tubos contadores (detectores). Representados simplifícadamente los tubos contadores son tubos llenos de gas en los que se encuentran dos electrodos bajo tensión. Cuando los electrones o los neutrones penetran en el tubo contador por la "ventana" permeable, chocan con los átomos neutros de gas y ceden a éstos - al menos en parte - su energía cinética. De este modo estos átomos quedan ionizados (ionización por choque), es decir se liberan electrones de su envoltura La corriente eléctrica que pasa entonces por los electrodos depende de la cantidad y energía de las partículas mostrando los cambios correspondientes con interferencias reforzadoras o atenuadoras.

El procedimiento más usual para el estudio de estructuras finas es el procedimiento de Debye-Scherrer (fig. 145). La probeta pulverizada se encuentra en un capilar amorfo sobre el que inciden los rayos X. Como en el polvo los planos toman todas las orientaciones, los rayos X también inciden sobre los planos existentes en aquellas condiciones (ángulos) en las cuales se produce interferencia en planos paralelos. De este modo se forman líneas de interferencia en la película dispuesta en forma circular. Otros métodos de estudio de la estructura fina con rayos X los proporcionan las interferencias puntiformes (p.ej. método de Laue) y funcionan con probetas no pulverizadas (p.ej. método del cristal giratorio).

Para estudiar estructuras finas con rayos de partículas es necesario generarlos. Los rayos electrónicos se generan por emisión térmica de electrones (p.154), los rayos de neutrones mediante fisión del núcleo atómico en el reactor nuclear.

En la fig. 146a está representado un aparato de difracción de electrones. Debido a que los electrones tienen longitud de onda más corta proporcionan imágenes de interferencia todavía bien interpretables, incluso para probetas cristalinas finas con pequeño volumen del cristal para las cuales las fotografías de difracción por rayos X están fuertemente perturbadas por efectos de dispersión. - La menor dispersión ocurre con los rayos de neutrones (p.275) por lo cual con ellos se pueden distinguir aún las estructuras finas muy parecidas (estructuras de hidruros). La fig. 146b representa esquemáticamente la estructura de un aparato de difracción de neutrones en un reactor nuclear.

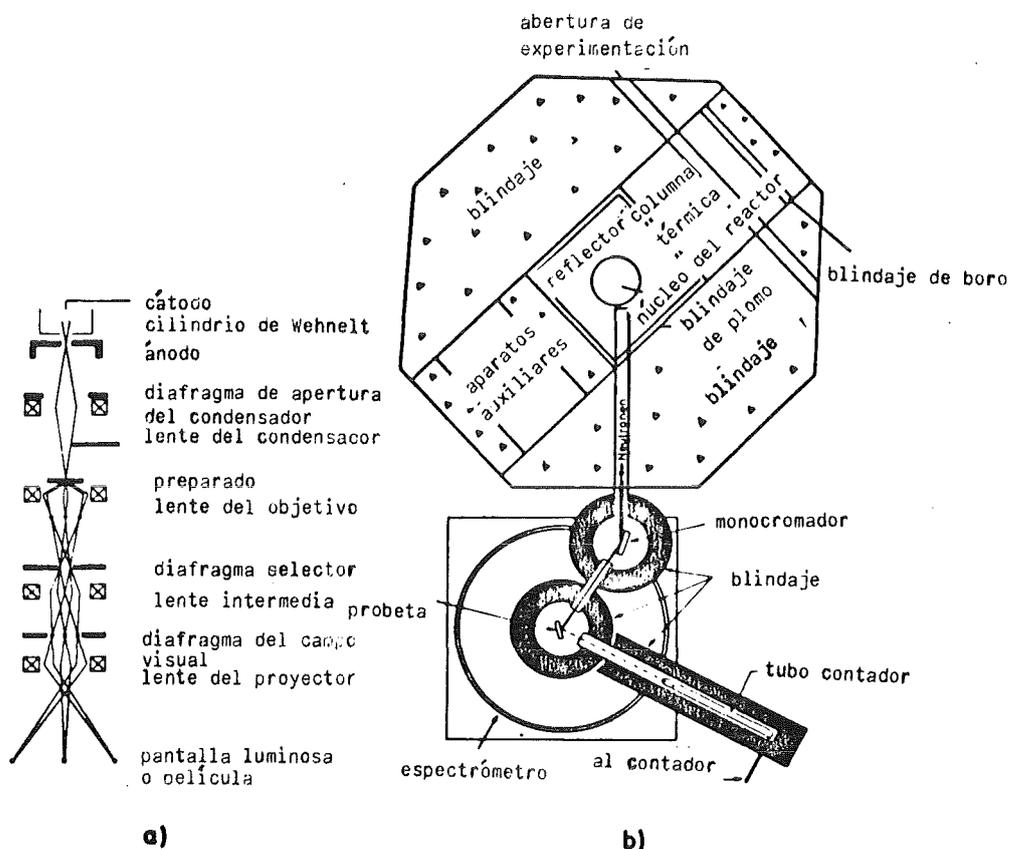


Fig. 146 Principio de un aparato de difracción de rayos electrónicos (a) y representación esquemática de un aparato de difracción de neutrones en el reactor nuclear

5.4 Estudio de la microestructura

5.4.1 Conceptos

El objetivo del estudio de las estructuras de materiales es la determinación - cualitativa y cuantitativa - de su microestructura. Las indicaciones cualitativas se refieren p.ej. a la cuestión de si la estructura cambia o no con el tiempo, es decir si está en desequilibrio o en equilibrio, si es monofásica o polifásica y si - en el caso de estructuras polifásicas - se trata de una estructura de intrusión o de penetración (p. 28).

En cambio los análisis cuantitativos proporcionan parámetros estructurales con los que se puede describir cuantitativamente la microestructura y su variación como consecuencia de la variación de las condiciones de estado. Con ayuda de ellos se establece la relación entre la microestructura y las propiedades y se pueden atribuir las variaciones de las propiedades a cambios - cinéticos - de la estructura.

El análisis de la estructura comienza con la fabricación de un preparado apropiado para el estudio, que posteriormente se amplía en el microscopio óptico o electrónico, eventualmente reproducido fotográficamente o electrónicamente, ampliado de nuevo y medido (microscopía). Como todos los datos medibles provienen de imágenes bidimensionales de la estructura, en el estudio cuantitativo de la estructura la constitución espacial del material se tiene que derivar de ellos mediante aproximación por cálculos "estereológicos" (estereología). Por consiguiente el análisis cuantitativo de la estructura consiste en la preparación, microscopía cuantitativa ($\hat{=}$ medición óptica-electrónica) y programas de cálculo estereológico lo cual se representa esquemáticamente en la fig. 147. A continuación tratamos sus etapas individuales.

5.4.2 Preparación

El objetivo de la preparación es el contraste de los diferentes componentes de la estructura en cuanto a su distinguibilidad en el estudio óptico se refiere. Como esto es posible por el método de transmisión y de reflexión, se distingue entre "preparados para luz transmitida" y "preparados para luz reflejada".

La condición previa para la aplicación de un método de transmisión es la transparencia suficiente de la probeta del material frente a los rayos ópticos o electrónicos. Por esta razón - pero también porque en la transmisión la superposición de las proyecciones de diferentes características estructurales aumenta con el espesor de la probeta y hace borrosas a las imágenes de

análisis cuantitativo de la estructura =

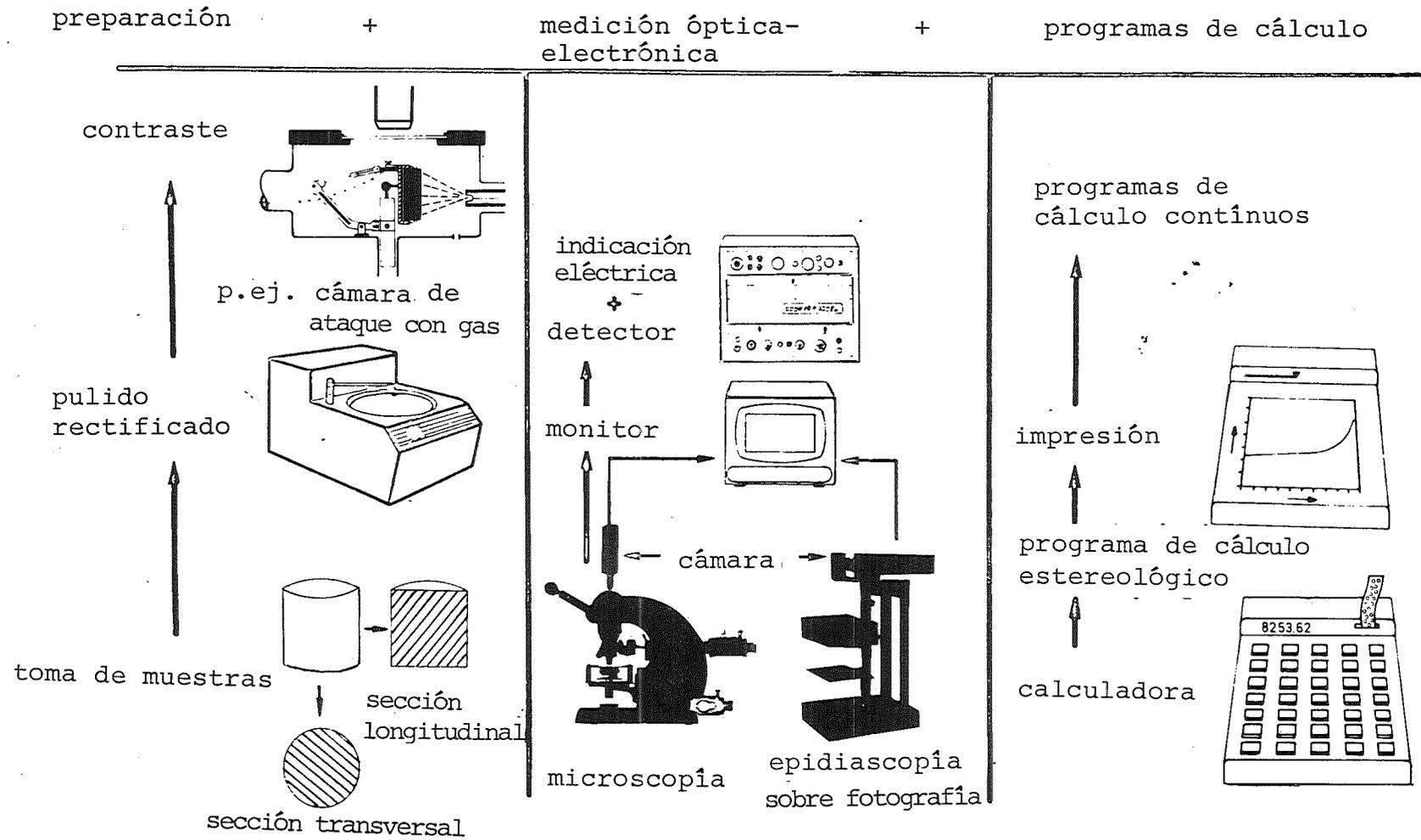


Fig. 147 Esquema de la sucesión de las diferentes etapas del análisis cuantitativo de la estructura

las estructuras - para el método de transmisión se necesitan hojas finas de material ($0,2 \cdot 10^{-7}$ hasta $5 \cdot 10^{-7}$ m). Las hojas finas de material se preparan por metalización en vacío, precipitación a partir de soluciones, separación electrolítica, mediante técnicas de mojabilidad a partir de las fases fundidas o por "dilución" directa del material compacto. La dilución directa se obtiene por eliminación química o electrolítica (fig. 148a), evaporación por bombardeo con iones gaseosos acelerados (ataque iónico) o mecánicamente por corte con "tijeras de diamante" (micrótopo). La transmisión de este tipo de probetas analiza su microestructura "interna". Pero en el campo electrónico también se aplican métodos de transmisión para examinar las superficies de probetas compactas, preparando estampaciones de estas superficies transparentes a los rayos. Dichas estampaciones de superficies se fabrican a partir de sustancias orgánicas amorfas (p.ej. lacas), metales depositados electrolíticamente o capas de evaporación amorfas (p.ej. carbono, óxido de silicio). Se las separa de la superficie de la probeta según recetas apropiadas y contienen por un lado el relieve de la superficie de la probeta (fig. 148b). Este puede corresponder a la superficie real o - en el caso de cortes a través de la probeta - ser un relieve producido mediante la preparación de la superficie cortada, como la que se obtiene en la preparación de superficies para los procedimientos de reflexión.

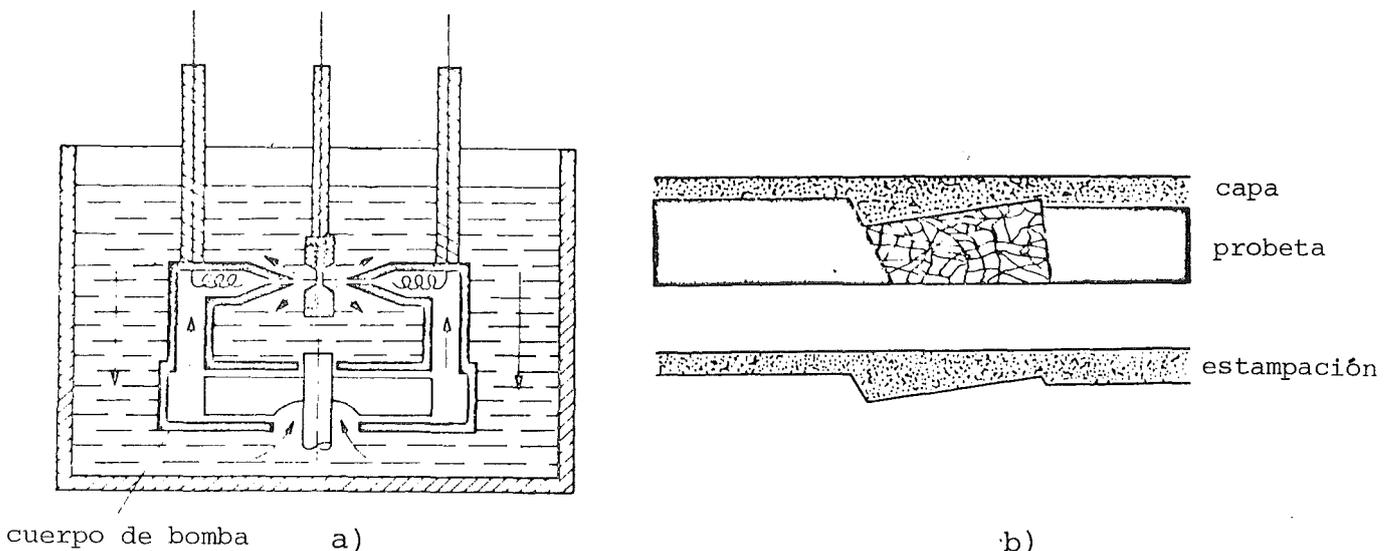


Fig. 148 Preparación electrolítica de un preparado directo de reproducción de una superficie

En los procedimientos de reflexión se estudian las estructuras en las superficies de probetas de "preparados para luz reflejada". La secuencia de las etapas de preparación es:

- la toma de muestras
- el rectificado y pulido y
- el contraste mediante ataque químico o la metalización al vacío.

Para la toma de muestras (ver fig. 147) se tienden cortes a través del material lo que es posible p.ej. por separación mediante sierras de diamante. Para obtener imágenes representativas de la estructura del material en el caso de materiales anisótropos los cortes tienen que realizarse estadísticamente a través del material. Las superficies de corte a través del material, ahora las superficies de las probetas, normalmente se rectifican y posteriormente se pulen

- mecánicamente
- químicamente
- electrolíticamente o
- por bombardeo iónico.

El pulido mecánico se hace generalmente sobre discos giratorios revestidos de paños de pulir sobre los que se aplica el abrasivo. - En el pulido químico se elimina una capa fina de la superficie mediante disolventes químicos, lo cual está reforzado en el pulido electrolítico a través de un proceso electroquímico. Este último es posible en aquellas probetas que poseen una cierta conductibilidad eléctrica. Se las coloca como electrodo en una célula electrolítica. Su superficie se la elimina anódicamente pasando los resaltes rápidamente a la solución. En los aparatos modernos de pulido electrolítico el aplanamiento y la eliminación de la superficie pueden observarse microscópicamente (fig. 149).

Los procedimientos de pulido mecánicos, químicos y electrolíticos pueden dar lugar a capas no deseadas en la superficie de la probeta, como por ejemplo capas de deformación en el caso del pulido mecánico o capas de reacción por interacción con los abrasivos. Estas se eliminan - parcial o totalmente - por bombardeo iónico de la superficie de la probeta. De esta forma los iones fuertemente acelerados en el momento del impacto sobre la superficie de la probeta crean las condiciones que dan lugar a la sublimación de los átomos superficiales (pulverización del material). Al igual que en el espectrómetro de masas los iones son producidos por la colisión de electrones emitidos, acelerados con átomos del gas.

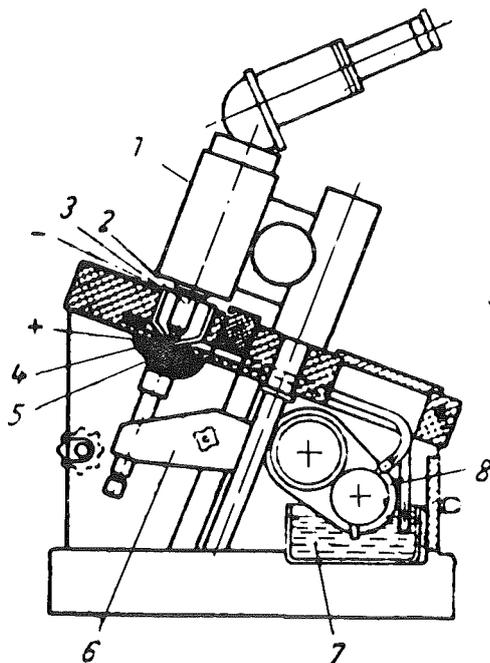


Fig. 149 Pulido electrolítico bajo el microscopio
(1 = tubo; 2 = objetivo; 3 = probeta; 4 = electrolito;
5 = bomba)

En el pulido mecánico los diferentes constituyentes de estructura se eliminan con diferente intensidad mientras que en el pulido químico y electrolítico generalmente pasan a la solución a velocidad diferente, o su velocidad de ionización bajo bombardeo iónico es diferente. Por esto la eliminación de superficies de probetas mediante pulido no conduce a la eliminación de las superficies no deseadas sino también a la formación de relieves. En ciertos casos esta formación de relieves es suficiente para visualizar los diferentes constituyentes de la estructura, mientras que en otros casos se necesita un tratamiento de preparación suplementario de la superficie con el fin de formar ciertas capas de recubrimiento sobre la superficie. Para producir dichas capas de recubrimiento las superficies

- se mojan con líquidos que a la temperatura ambiente o a temperaturas más elevadas forman capas de recubrimiento por reacciones químicas (ataque "químico")
- se las hace reaccionar con gases neutros o ionizados a la temperatura ambiente o a temperaturas más elevadas (ataque por oxidación en caliente, ataque con gas
- se vaporizan con sustancias químicamente inactivas (contraste por vaporización).

En los dos primeros casos los diferentes constituyentes de la estructura reaccionan de modo diferente con los medios de ataque formando capas de recubrimiento con diferente espesor - eventualmente también con composición química distinta. Por ejemplo en los materiales cristalinos monofásicos, en las cristalitas del mismo tipo de la superficie de la probeta se forman capas de diferente espesor dependiendo del plano cristalino que se encuentra en la superficie. La reaccionabilidad y por consiguiente la velocidad de reacción de los planos cristalinos con diferente densidad de ocupación es distinta. - En los materiales cristalinos polifásicos se forman capas de recubrimiento sobre las diferentes fases no solo de diferente espesor sino eventualmente también con diferente composición química. Esto se explicará con más detalle en el ejemplo del ataque con gas.

El ataque con gas se realiza en una cámara evacuable de ataque con gas (fig. 150, comparar también con la fig. 147). En ésta se encuentra la probeta y un gas apropiado que se ioniza mediante dos electrodos. De esta manera incluso a la temperatura ambiente se vuelve muy reactivo e interacciona con los constituyentes de la estructura en la superficie de la probeta. Entonces se forman capas de reacción que crecen con velocidad diferente, es decir que tienen diferente espesor después de un mismo tiempo de ataque. En las probetas conductoras puede intensificarse el efecto ya que la probeta (objeto en la fig. 150) hace de ánodo. Además técnicamente se puede realizar la cámara de ataque con gas de forma tal que pueda fijarse en el tablero cruzado de un microscopio (fig. 152) y que permita la observación directa de los procesos de crecimiento de la capa sobre la superficie lo cual se representa esquemáticamente en la fig. 150a. En la fig. 150b, la probeta está en posición de ataque (soporte abatible de la probeta).

Con los métodos de ataque hasta ahora descritos se forman capas de recubrimiento con diferente espesor sobre la superficie de la probeta. La tercera posibilidad consiste en la vaporización de la superficie de la probeta. Para ello se evapora un material apropiado por calentamiento en una cámara de ataque con gas. El vapor - átomos neutros de gas, !no iones! - se deposita sobre la superficie fría de la probeta donde forma una capa - de igual espesor sobre todos los constituyentes de la estructura. En el caso de la microscopía óptica por reflexión la formación de la capa se controla p.ej. mediante el tiempo de vaporización de tal manera que se formen capas muy finas que permanecen sobre la superficie de la probeta.

De esta forma, las medidas preparativas descritas originan

- hojas de material transparentes a la radiación
- reproducciones de la superficie del material transparente a la radiación
- probetas compactas del material con superficie de relieve sin capa de recubrimiento

- probetas compactas con capas superficiales.

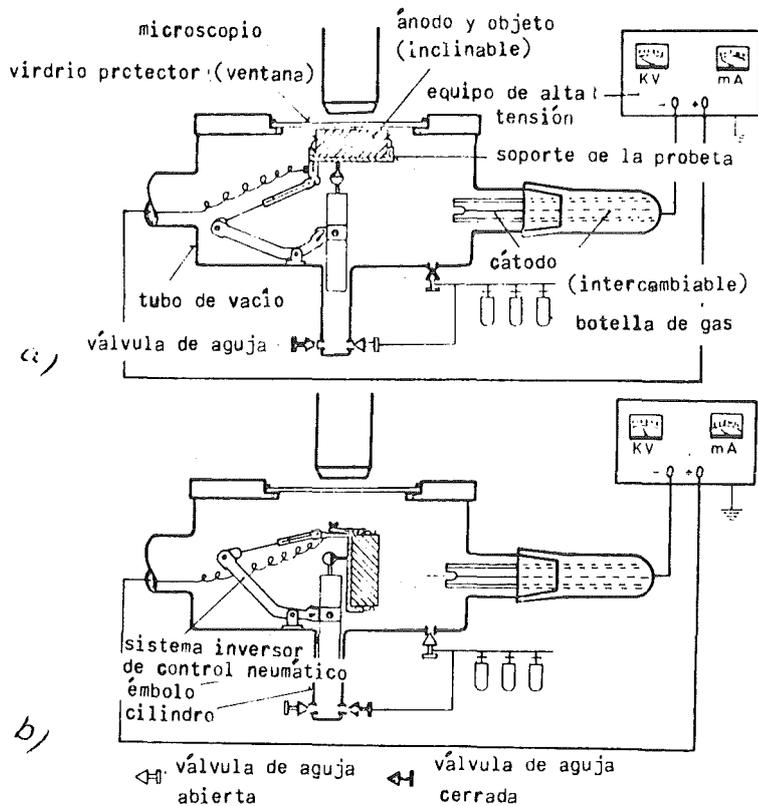


Fig. 150 Cámara de ataque con gas con probeta en posición de observación

Esta preparación facilita el contraste de los diferentes constituyentes de la estructura, y esto quiere decir su distinguibilidad.

La distinguibilidad de los constituyentes de estructura de probetas transparentes a la radiación como p.ej. hojas y reproducciones de superficies se basa en la atenuación de la intensidad que experimentan los rayos al atravesar el preparado. En las hojas los diferentes constituyentes de la estructura absorben y dispersan (difractan + reflejan + refractan) diferentemente a los rayos ópticos o electrónicos. En el caso de reproducciones de superficie la absorción en diferentes espesores da lugar a diferentes atenuaciones de la intensidad y con ello al contraste claro-oscuro. El principio está esbozado en la fig. 152 con el ejemplo de la transmisión electrónica.

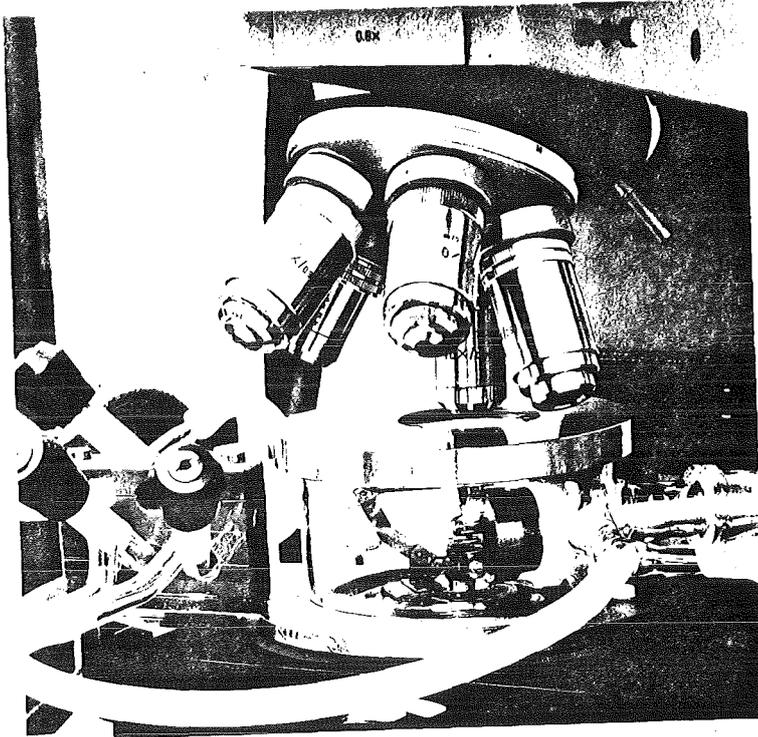


Fig. 151 Modelo técnico de una cámara de ataque con gas en el tablero cruzado de un microscopio

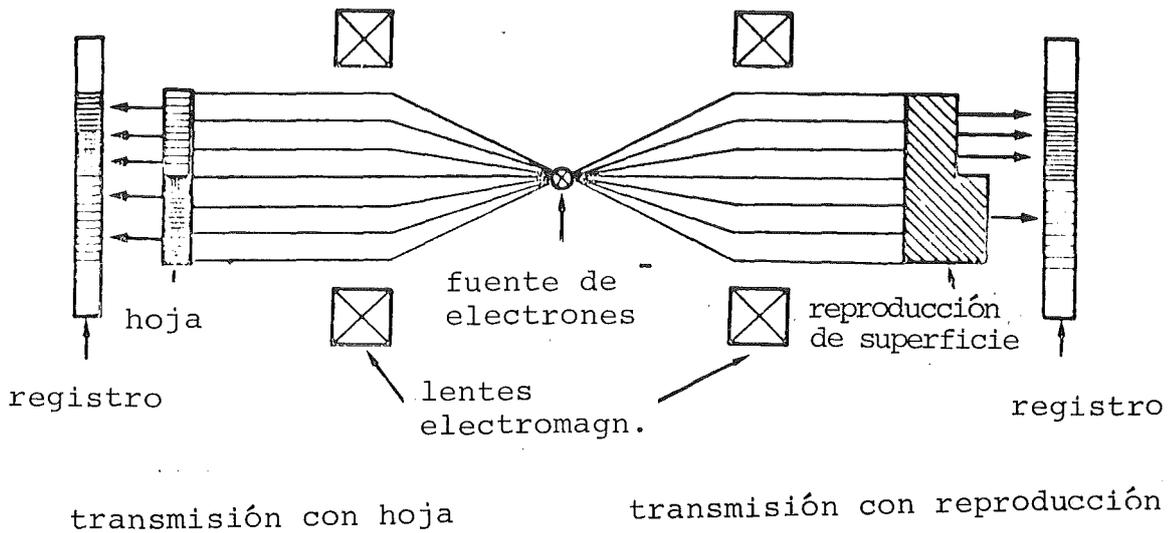


Fig. 152 Contraste en el método de transmisión

La distinguibilidad de constituyentes de la estructura por contraste claro/oscuro (atenuación de intensidad) en el método de reflexión se basa por una parte en el diferente poder de reflexión de las fases (materiales polifásicos) y por otra tiene las siguientes causas: Cuando una superficie de relieve de una probeta se presenta sin capa de recubrimiento, la reflexión en los constituyentes de la estructura con distinta profundidad y orientación da lugar al contraste. Esto se representa esquemáticamente en la fig. 153 con el ejemplo de la iluminación óptica del campo claro y del campo oscuro. Con iluminación del campo claro (incidencia vertical de luz paralela sobre la probeta) el constituyente de la estructura más profundo aparece oscuro, mientras que con iluminación del campo oscuro (incidencia oblicua de luz paralela sobre la probeta) aparece claro, según que los rayos reflejados penetren en el objetivo o se reflejen "cerca" de él.

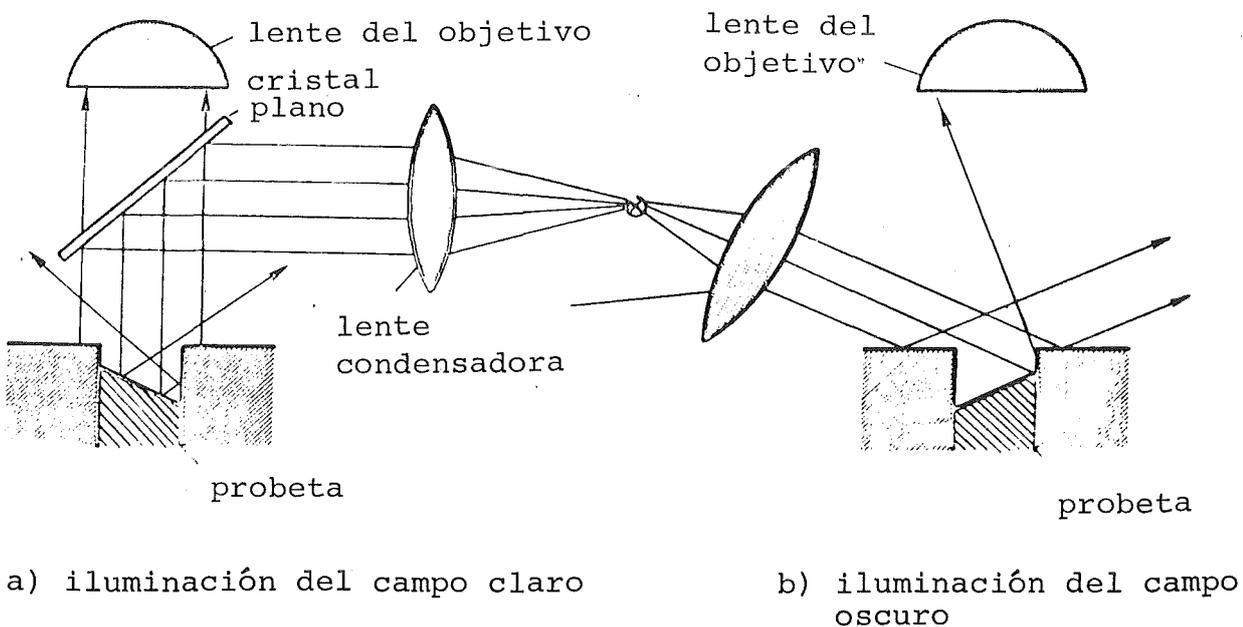


Fig. 153 Contraste del relieve en el método de reflexión

La producción o ampliación de contrastes ópticos de las superficies de relieve también es posible utilizando luz polarizada o las llamadas "placas de contraste de fases". En éstas últimas

se entiende por fases a la diferencia de camino de los rayos de luz que son reflejados por un relieve de la superficie y alcanzan el objetivo (fig. 153). Las placas de contraste de fases tienen por objeto la ampliación de esta diferencia de camino para producir interferencias. Pero aquí sólo queremos reseñar este método microscópico especial para los contrastes.

En las probetas con capas de recubrimiento de diferente espesor se puede aumentar el contraste claro-oscuro mediante absorción. Sin embargo en los exámenes ópticos esta no es la razón principal de la formación de las capas de recubrimiento. Además del contraste claro-oscuro (diferencias de intensidad luminosa en los estudios ópticos de reflexión con luz blanca se puede obtener un contraste de color (diferencias de longitud de onda). - Cuando las capas de recubrimiento en los distintos constituyentes de la estructura tienen diferente espesor, entonces se cumplen las condiciones de interferencia en cada capa (ec. 93, fig. 84a) para otro color espectral de la luz blanca. Este se extingue - el constituyente de la estructura aparece con el color compuesto (color complementario) del resto de los colores espectrales de la luz blanca. Mediante filtros cromáticos que absorben un color los contrastes de color pueden convertirse en contrastes claro-oscuro. La fig. 154 muestra un contraste de tres fases obtenido de esta manera. Los colores cambian con el espesor de la capa. Por esto a través de las condiciones de ataque como p.ej. el tiempo de ataque pueden obtenerse distintas combinaciones previsibles de color. Así p.ej. la fase de wolframio en la fig. 154a (tiempo de ataque 12 min. en oxígeno) aparece amarilla, la fase de cobre naranja y el óxido de cobre azul. Con otro tiempo de ataque (fig. 154b, 16 min. en oxígeno) la fase de wolframio aparece roja anaranjada, la fase de cobre violeta y la fase de óxido de cobre azul clara.

En las capas metalizadas al vacío de igual espesor se originan diferencias de camino y de intensidad de las ondas luminosas mediante reflexión múltiple en la capa y dan lugar a una combinación del contraste de color y del contraste claro-oscuro.

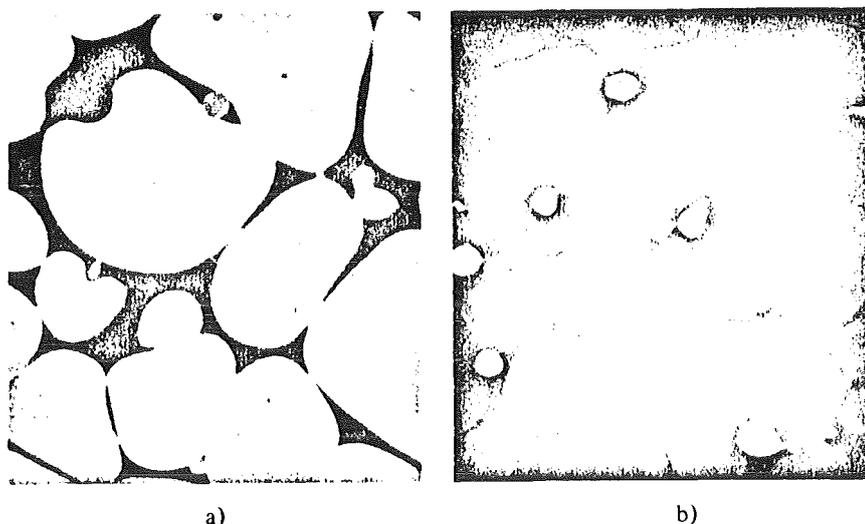


Fig. 154 Estructura de wolframio-cobre-óxido de cobre azul clara

Después de haber contrastado, es decir hecho distinguibles los constituyentes de estructura de una probeta tiene que cumplirse la segunda condición de su visualización:

5.4.3 Imagen ampliada (microscopía)

Para mayor comprensión hay que imaginarse la probeta a examinar como compuesta de puntos dispuestos regularmente (teoría de Abbé de la ampliación microscópica). Entonces cada plano forma una red bidimensional de puntos. La ampliación microscópica tiene por objeto ampliar dos puntos vecinos de uno de estos planos de tal modo que puedan distinguirse entre sí, es decir que su distancia tome dimensiones medibles para la observación del hombre.

En el caso de la transmisión esto se consigue según se muestra en la fig. 155. La lente colectora orienta paralelamente a los rayos procedentes de la fuente luminosa. Mediante el diafragma del campo luminoso de estos rayos se extingue un haz exactamente limitado. Estos rayos inciden sobre la probeta de la que en la

fig. 155 se representa un solo plano (G) de la red de puntos. Las rendijas de la red actúan como centros de difracción. Por este motivo se producen interferencias en el plano del objetivo las cuales se focalizan en el plano focal mediante la lente del objetivo allí montado. Sin esta lente un microscopio óptico o electrónico se convertiría en un aparato de difracción (p.). En la focalización se unen todas las interferencias de orden cero así como las de primer orden (-1; +1; ver también fig. 155) en un punto focal. La utilización de interferencias de orden superior en el siguiente camino de los rayos conducirá a la superposición de imágenes intermedias. Por esto se las suprime con el diafragma de abertura. Los tres puntos focales de interferencia emiten de nuevo ondas esféricas cuya interferencia da lugar a la imagen - ampliada - de la red de la probeta en el plano intermedio (Z). La imagen intermedia formada se invierte. Su transformación análoga con una segunda lente (lente del proyector u ocular) proporciona la imagen ampliada definitiva correcta.

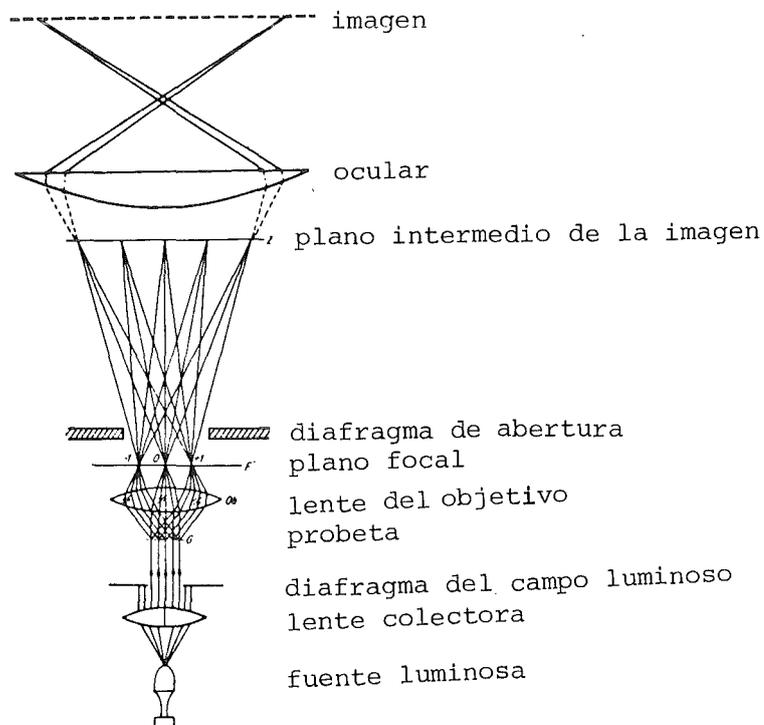
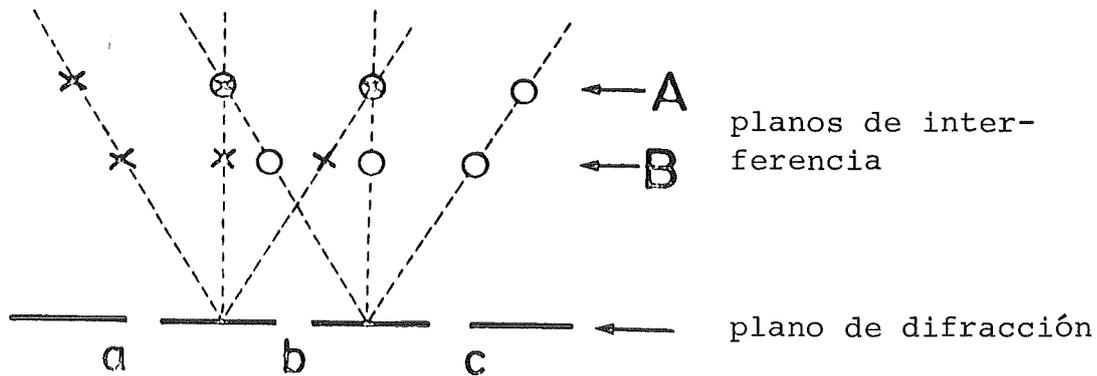


Fig. 155 Representación esquemática de la ampliación microscópica



o máximo de interferencia a partir de la difracción en los centros b y c

x máximo de interferencia a partir de la difracción en los centros a y b

Fig. 156 Principio del poder de resolución de las ampliaciones microscópicas

La ampliación eficiente tiene su límite allí donde dos secciones vecinas de la imagen ya no se pueden representar separadamente. Este poder de resolución de los rayos ópticos y electrónicos está relacionado a su vez con la interferencia y se aclara esquemáticamente en la fig. 156. Al contrario que las interferencias de las ondas esféricas procedentes de solo dos centros de difracción (ver fig. 84 y 175) en la fig. 156 interfieren tanto las ondas esféricas de los centros de difracción b y a como las de b y c. Por esto las franjas de interferencia originadas por los centros de difracción a, b, c tienen que ser asociadas a las secciones de imagen a-b y b-c, formadas por los centros de difracción, solo cuando los máximos de interferencia debidos a la difracción en los centros b y c no se superpongan con los que resultan de la difracción en los centros a y b. Por consiguiente la posición de la lente del objetivo de la fig. 155 no puede coincidir con la del plano de interferencia designado por A en la fig. 156, ya que según la fig. 84b (ver también fig. 175) se repite periódicamente. Por otra parte la distancia entre el plano de difracción y la lente del objetivo está limi-

tada superiormente allí donde la lente del objetivo - limitada en tamaño - ya no es capaz de registrar al menos las interferencias de orden cero y de primer orden. Como la distancia entre las franjas de interferencia se determina a partir de la longitud de onda y de la distancia entre los centros de difracción, el registro y la superposición de las franjas de interferencia depende de estas magnitudes y de la distancia, plano de difracción - lente del objetivo = plano de interferencia. Con ésto se puede calcular el poder de resolución máximo.

$$a = \frac{\lambda}{n \cdot \sin \alpha} \quad (128)$$

(a = mínima distancia resoluble entre dos puntos del objeto;
 λ = longitud de onda de los rayos utilizados para el estudio;
 $n \cdot \sin \alpha$ = "abertura numérica"; n = índice de refracción y
 α = ángulo de abertura (de la lente del objetivo).

La formación y la ampliación de una imagen en el método de reflexión se distingue del método de transmisión solamente por el modo de formación de las interferencias (reflexión + refracción + difracción en el método de reflexión; refracción + difracción en el método de transmisión).

Mientras que la formación y la ampliación de la micrografía en la microscopía óptica se realiza mediante ondas (luminosas) electromagnéticas, la microscopía electrónica utiliza electrones libres. Aquí se distinguen los métodos en los que la formación y ampliación de la imagen tiene lugar a través de un rayo primario de electrones - considerado como onda (ver ec. 96), y aquellos en los que se utilizan también o exclusivamente electrones secundarios emitidos por el preparado. - P.ej. los electrones primarios se producen por emisión termoeléctrica (efecto de Richardson, p. 154), se concentran en un haz en bobinas magnéticas (lentes magnéticas colectoras) y se aceleran dirigiéndolos sobre el preparado. En la microscopía electrónica por transmisión atraviesan el preparado y son absorbidos de forma diferente en sus distintas zonas - análogamente a la microscopía óptica por transmisión; en la microscopía electrónica

por reflexión los electrones primarios se reflejan.

Por bombardeo con electrones primarios - pero también mediante calentamiento de la probeta (emisión termoeléctrica), irradiación fotónica (luz ultravioleta), o colocando un contraelectrodo frente a la probeta y produciendo entre ambos un fuerte campo eléctrico - el objeto preparado emite electrones secundarios. Su energía y cantidad son diferentes para los distintos constituyentes de la estructura y pueden utilizarse también para la formación y ampliación de la imagen. La microscopía electrónica de barrido trabaja con electrones primarios y secundarios (fig. 157), mientras que la microscopía electrónica de emisión solo utiliza electrones secundarios (fig. 158).

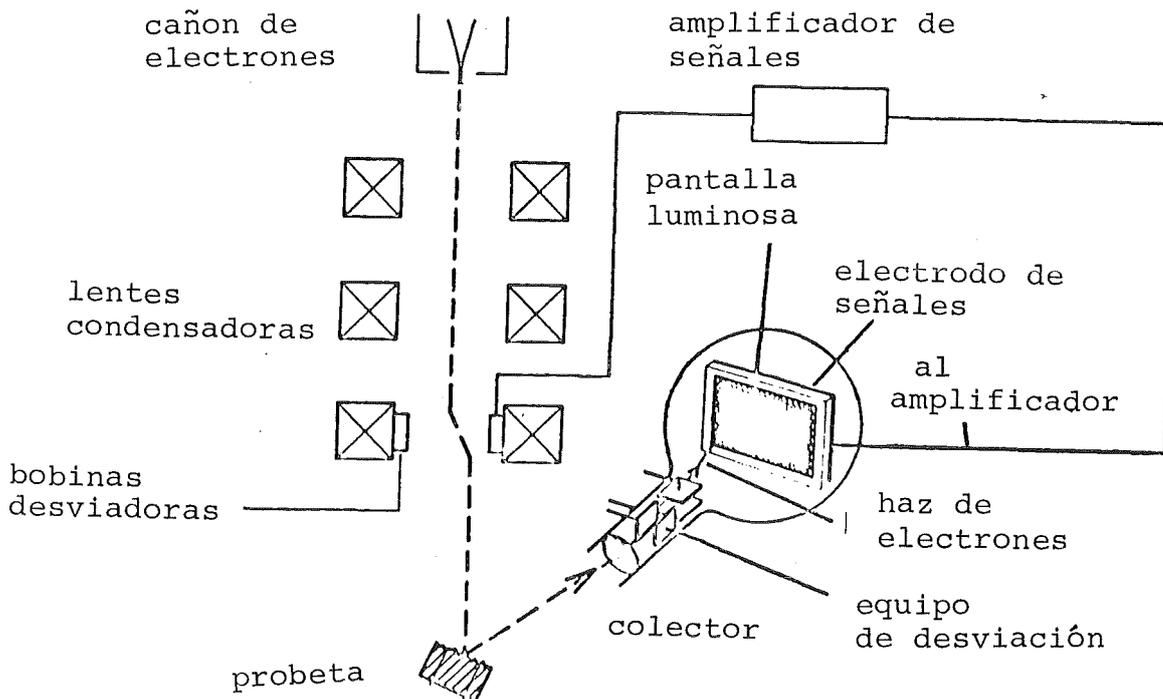


Fig. 157 Principio del microscopio electrónico de barrido

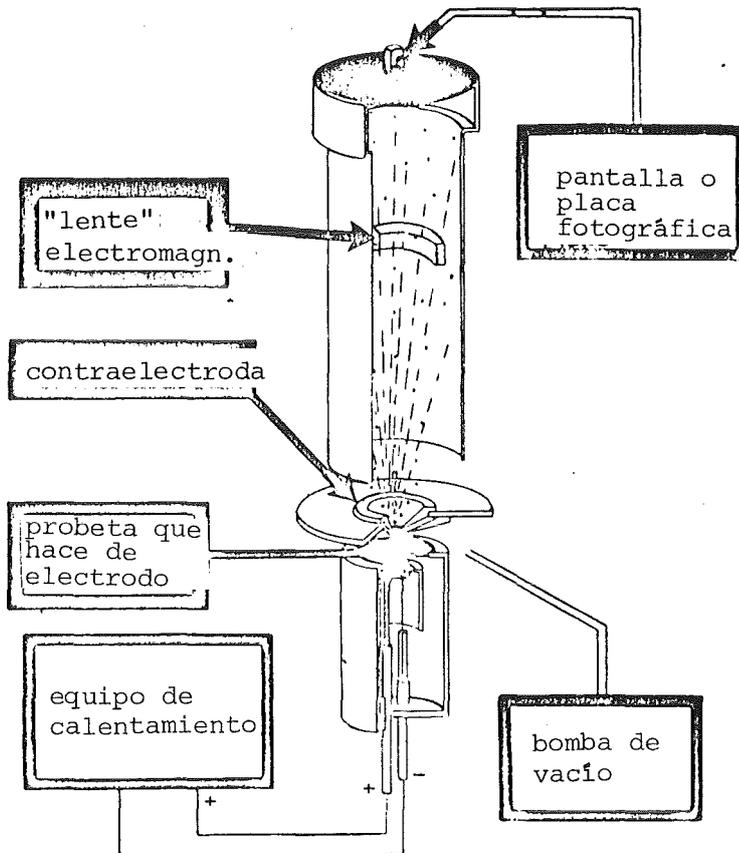


Fig. 158 Principio del microscopio electrónico de emisión

En todos los procedimientos opticoelectrónicos - excepto la microscopía electrónica por transmisión - para la formación y ampliación de la imagen se explora la superficie del preparado en dos coordenadas perpendiculares la una sobre la otra mediante barrido con un haz electrónico focalizado (fig. 157). Los electrones primarios reflejados y/o los electrones secundarios desprendidos por excitación se agrupan para cada punto de la probeta mediante un colector de electrones, se amplian y originan en la pantalla de un tubo de rayos catódicos sucesivas luminosidades visibles (efecto fotoeléctrico). La persistencia de la capa fluorescente de la pantalla permite registrar toda la imagen. La ampliación resulta de la relación del tamaño del barrido en el monitor con respecto al del objeto.

En la fig. 159 se caracterizan los procedimientos de formación optoelectrónica de la imagen según el tipo de rayos, ampliación y resolución y se comparan con la microscopía óptica.

Método	M.E. por transmisión	M.E. de reflexión	M.E. de barrido	M.E. de emisión	Microscopía óptica
rayos	electrones primarios	electrones primarios	electrones primarios y secundarios	electrones secundarios	rayos de luz
ampliación	150 000:1		100 000:1	12 000:1	1 500:1
resolución	$4 \cdot 10^{-10}$ m	$200 \div 500 \times 10^{-10}$ m	200×10^{-10} m	$150 \cdot 10^{-10}$ m	$2000 \cdot 10^{-10}$ m

Fig. 159 Ampliación y poder de resolución de los diferentes procedimientos optoelectrónicos en comparación con la microscopía óptica

Es posible hacer ampliaciones posteriores mayores pero éstas no aumentan la resolución y por lo tanto no tienen ningún valor informativo ("ampliación vacía"). Una ventaja especial no mencionada en la fig. 159 de la microscopía electrónica de barrido es su gran profundidad de nitidez y de aquí la posibilidad de formar imágenes de superficies con fuerte relieve natural (p.ej. superficies de rotura) sin preparación.

En el esquema general del análisis cuantitativo de las microestructuras de la fig. 147 se ha representado la microscopía óptica. En principio pueden ponerse también en su lugar aparatos optoelectrónicos. En cada caso de la microscopía cuantitativa la micrografía se representa - y se amplia sobre un monitor por medio del efecto fotoeléctrico a través de una cámara de televisión. Entonces cada constituyente de la estructura se compone de un cierto número de puntos de imagen de igual luminosidad. Por el contraste claro/oscuro se reconocen los diferentes constituyentes de la estructura así como su geometría y disposición geométrica en el plano de la imagen en el monitor.

Estas micrografías pueden medirse partiendo directamente de la imagen microscópica de su fotografía (con el epidiascopo, ver fig. 147) o de una reproducción electrónica. La medición misma se realiza con ayuda de puntos de medición (análisis puntual = método de impactos), líneas de medición (análisis lineal = método de las líneas de intersección) o superficies de medición (análisis superficial). Los correspondientes aparatos de medida (analizadores de estructura) pueden clasificarse en sistemas manuales, semiautomáticos y completamente automáticos, siendo corriente el paso de uno a otro. En los sistemas manuales el observador toma las decisiones sobre la asociación de los puntos, líneas o superficies de medición a determinados constituyentes de la estructura (selección) así como sobre todas las operaciones siguientes que conducen al resultado del análisis de la estructura. En el caso de aparatos semiautomáticos el observador solamente se hace cargo de la selección, mientras que el aparato ejecuta todas las demás operaciones, y finalmente los aparatos completamente automáticos se enfocan solamente sobre la imagen a analizar y funcionan entonces independientemente del observador hasta el resultado del análisis de la estructura.

5.4.4 Cálculos esterológicos

Los datos medibles con todos estos aparatos, como p.ej. número de puntos, longitudes de líneas y superficies proceden de la imagen bidimensional. Para poder emitir un juicio sobre la constitución espacial del preparado estos datos medidos se pasan a la tercera dimensión mediante ecuaciones estereológicas (ver fig. 147). La base de estas ecuaciones es la estadística matemática. Son diferentes dependiendo de que los datos medidos se hayan obtenido por el procedimiento de transmisión o de reflexión. En la fig. 160 se han representado esquemáticamente las micrografías a medir en preparados por el procedimiento de transmisión y en superficies seccionadas.

En la transmisión se obtienen imágenes proyectadas, en la reflexión figuras seccionadas. En la fig. 160 se indican también ejemplos de ecuaciones para ambos tipos de magnitudes medidas para la conversión en datos espaciales.

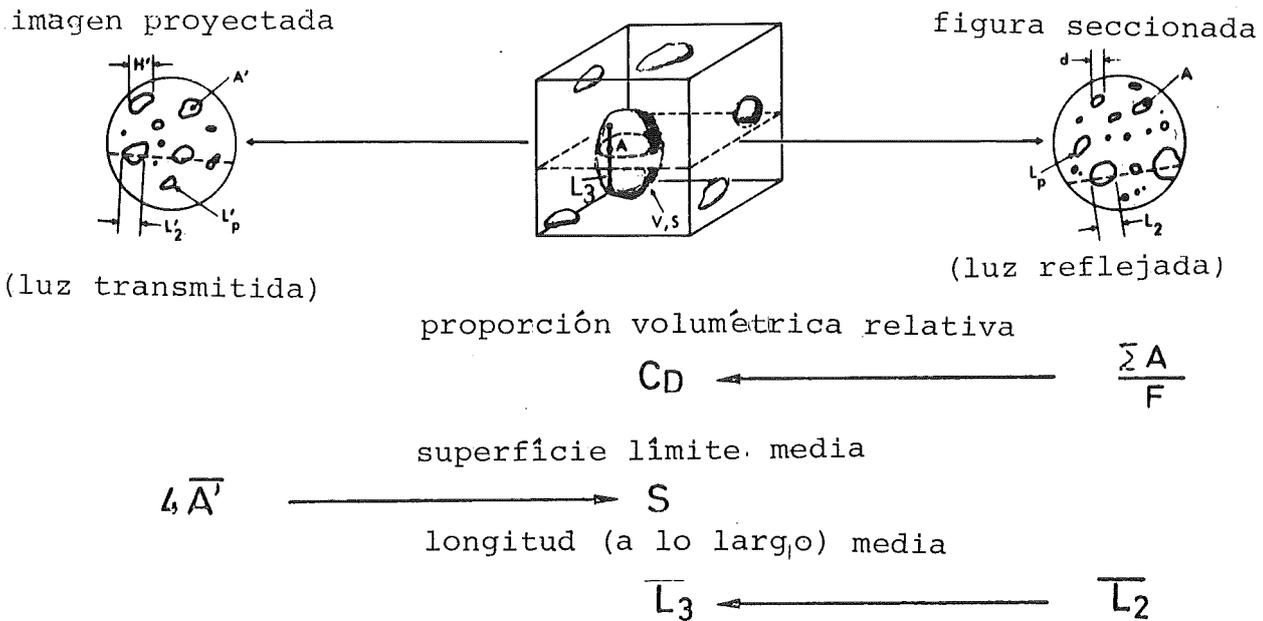


Fig. 160 Preparado de transmisión (imagen proyectada a la izquierda) y de reflexión (figura seccionada a la derecha) de una probeta espacial de material (centro) con las relaciones estereológicas (abajo).

Así por ejemplo la proporción volumétrica relativa de la fase incluída (c_D) se obtiene directamente de la proporción superficial en la figura seccionada ($\epsilon A/F$, fig. 160). La superficie específica de la fase incluída (S) se calcula a partir de la cuádruple proporción de la superficie en la imagen proyectada ($4\bar{A}'$, fig. 160), y la longitud media espacial (\bar{L}_3) de la fase incluída es igual a la longitud media plana (\bar{L}_2) en la figura seccionada (fig. 160). - De modo análogo a partir de los datos planos o espaciales se pueden determinar en programas de cálculo suplementarios (fig. 147) aquellos parámetros estructurales (p. 27) que expresan cuantitativamente la influencia de la microestructura y sus variaciones sobre las propiedades de un material (v. fig. 68) a través de ecuaciones características de la microestructura (ver p.ej. ec. 59, 63, 83 o 112).

En aquellos casos del estudio de la microestructura en los que el contraste y la ampliación no bastan para distinguir con suficiente seguridad los diferentes constituyentes de la estructura pueden caracterizarse éstos adicionalmente mediante deformación mecánica. Este procedimiento se conoce por medición de la microdureza. Para ello se introduce un cristal de diamante muy pequeño montado en un objetivo (fig. 161a) con una carga medible en el constituyente estructural que se quiere estudiar. Deja huellas microscópicamente visibles y medibles (fig. 160b) cuyas dimensiones (diagonal o superficie) son una medida de la microdureza del constituyente de la estructura. Se entiende por dureza la resistencia que opone un constituyente de estructura al modo de deformación descrito ante la introducción de un cuerpo más duro. Las huellas debidas a la dureza de los diferentes constituyentes de estructura tienen distintas dimensiones. De esta manera pueden caracterizarse y distinguirse diferentes constituyentes de estructura a través de la distinta microdureza que presentan. Se hablará de la deformación cuando se traten las mediaciones de macrodureza (p. 339).

Los estudios de la microestructura no sólo proporcionan indicaciones sobre los estados de equilibrio o desequilibrio de la microestructura y su constitución estructural dada por los parámetros estructurales, sino que también sirven para establecer diagramas de estado. La concentración de los componentes se varía a través de la composición material de las probetas. Por calentamiento de las probetas y enfriamiento rápido a la temperatura ambiente se "congela" el estado de equilibrio a temperatura más elevada y entonces se puede reconocer analíticamente cuantas o eventualmente también que fases están en equilibrio a la temperatura y concentración respectivas de los componentes. La representación gráfica de los resultados (fig. 162) conduce a la confección de diagramas de estado. - Además es posible estudiar directamente con el microscopio la cinética de las microestructuras en el desequilibrio a temperaturas más elevadas (microscopía con tablero calentador, fig. 163). A su vez la

probeta se encuentra dentro de una cámara evacuable. El soporte de la probeta permite el calentamiento de la probeta, las variaciones con el tiempo pueden observarse directamente en el microscopio.

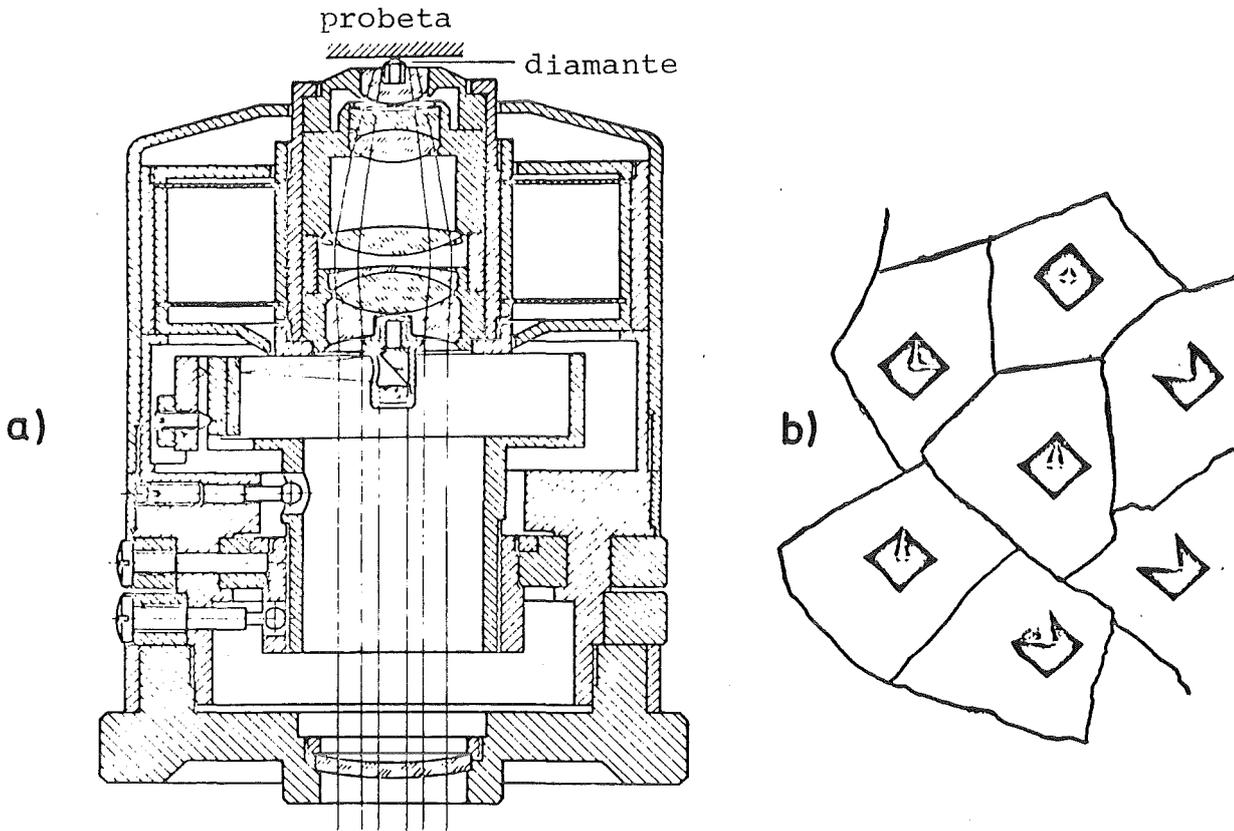


Fig. 161 Objetivo con diamante incorporado en el ensayo de microdureza (a) y huellas debidas a la microdureza en cristalitas (b)

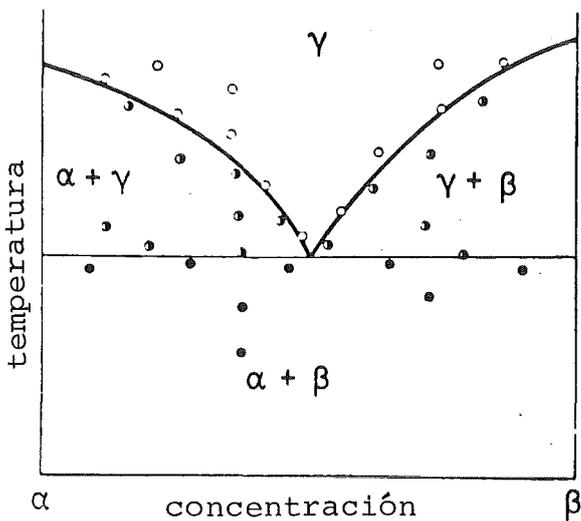


Fig. 162 Confección de un diagrama de estado sobre el caracter mono- (oo) o bifásico (o) observado en la micrografía

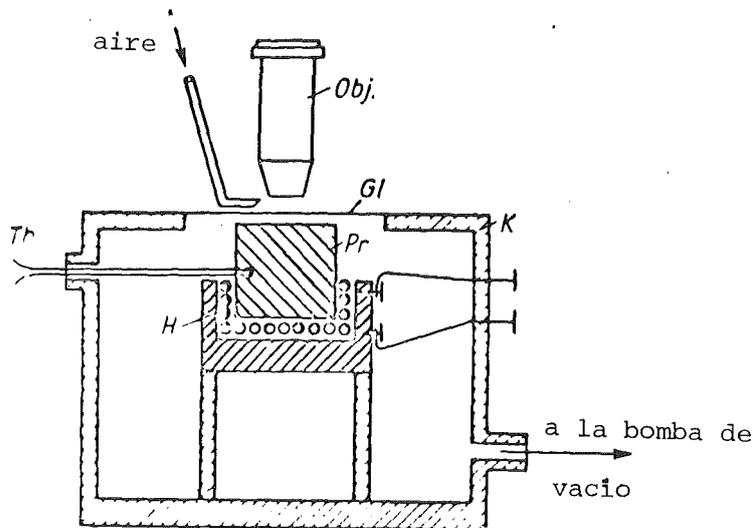


Fig. 163 Principio de la microscopía con tablero calentador;
Obj. = objetivo; GL = cubreobjetos; Pr = probeta;
K = cámara de calefacción evacuable; Th = termopar;
H = calefacción

5.5 Estudio de las estructuras groseras

Por estructura grosera de un material entenderemos su constitución macroscópicamente reconocible. Esta comprende rechupes y segregaciones, grietas macroscópicas internas y superficiales o capas de corrosión sobre las superficies. Los rechupes, las segregaciones y las grietas internas pueden reconocerse sobre películas o pantallas luminosas mediante imágenes de sombras, cuando se "examinan" los materiales con rayos altamente energéticos (rayos X, radiación gama) (defectoscopía con rayos X o gama). Como los defectos macroscópicos absorben a los rayos de forma diferente que las otras partículas del material, se forman imágenes de sombras (transparencia modificada, ver ec. 91, 100).

Otro método para el estudio de las estructuras groseras son los ultrasonidos (fig. 164). Por medio de un emisor electrostrictivo (o magnetostrictivo) de ultrasonidos se transmiten ondas sonoras dentro del material. Estas pueden propagarse como ondas longitudinales y transversales dentro del material (p.223). La velocidad

de las ondas longitudinales es siempre mayor que la de las transversales y como entre la velocidad de las ondas y el ángulo de refracción existe una proporcionalidad - en casos especiales incluso una proporcionalidad directa (v. p. 172) - el ángulo de refracción es más pequeño para ondas longitudinales. Este hecho se utiliza durante el ensayo de estructuras groseras por ultrasonidos para sanear las ondas. Por medio de palpadores angulares (fig. 164) el sonido se transmite al interior del material con un ángulo de incidencia tal que las ondas de ultrasonidos longitudinales sufren reflexión total (p. 172). Solamente las ondas de ultrasonidos transversales penetran todavía en el material, reflejándose el eco de éstas. El eco de las ondas sonoras reflejadas en un defecto del material tiene un tiempo de recorrido más corto permitiendo de esta manera la detección y localización del defecto (fig. 164).

La tercera posibilidad de ensayo de las estructuras groseras - junto con los métodos ópticos y acústicos mencionados - se basa en principios electromagnéticos. Se distingue aquí entre el principio de medición por inducción y el principio de medición por corrientes Foucault. En el método de medición por inducción se aplica aceite o líquidos fluorescentes en los que está suspendido un polvo ferromagnético muy fino a la superficie de la pieza a ensayar. Después se imanta a la pieza (fig. 165a).

En el entorno de los defectos del material la regular disposición de las partículas de polvo ferromagnéticas queda entonces perturbada. Los líquidos fluorescentes facilitan la detección del defecto con la luz ultravioleta. -

En el método electromagnético de medición por corrientes Foucault (fig. 165b) la pieza útil a ensayar se introduce en el campo de acción del campo magnético alterno de una bobina de ensayo recorrida por una corriente alterna. De este modo se producen en ella corrientes eléctricas Foucault cuyo campo magnético se opone al campo magnético alterno inicial formando

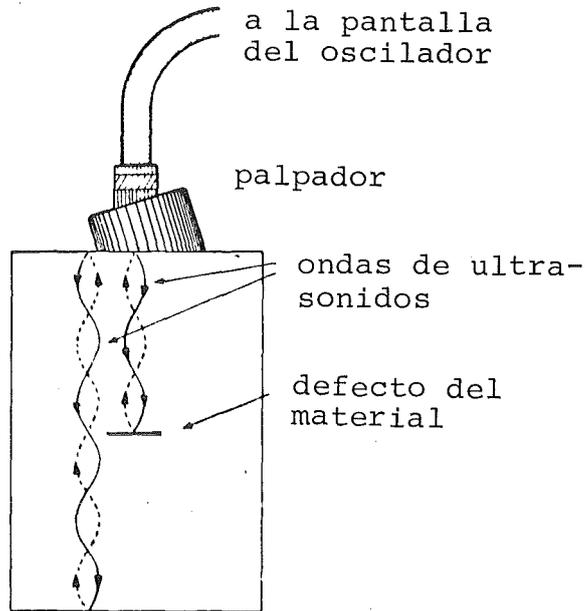


Fig. 164 Principio del ensayo por ultrasonidos

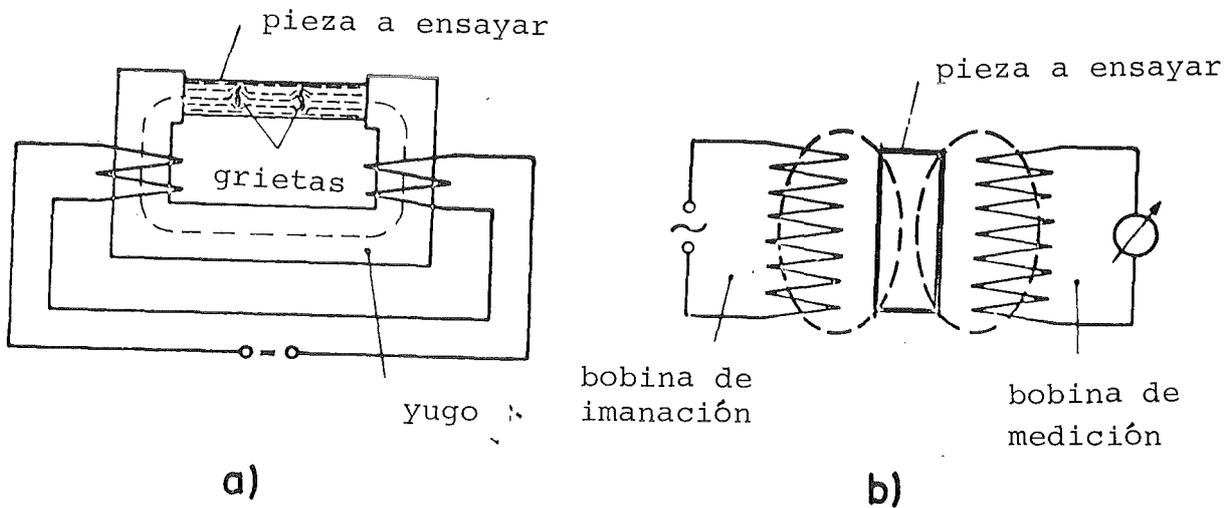


Fig. 165 Ensayo electromagnético de la estructura grosera según el principio de medición por inducción (a) y por corrientes Foucault (b)

con éste un campo magnético alterno resultante. Cuando se mide la permeabilidad de éste último para una pieza útil sin defecto mediante una bobina de medición (fig. 165b) y se le compara con la de una pieza con defectos de estructura grosera, los valores

medidos discrepan entre sí. De este modo es posible en el control de calidad el ensayo rápido y automatizado de la estructura grosera de materiales.

Estos métodos de ensayo de la estructura grosera mediante rayos, ultrasonidos y procedimientos electromagnéticos pueden en principio utilizarse también para la determinación de capas superficiales con espesor macroscópico (medición del espesor).

5.6 Medición de las magnitudes termoquímicas características

Las magnitudes termoquímicas características que sirven para caracterizar directamente un material como sistema termodinámico son su densidad, su coeficiente de dilatación térmica, su calor específico, sus calores latentes, las temperaturas durante los cambios del estado de agregación y las transformaciones así como sus energías de superficies límites y sus entalpías libres de formación.

La medición de la densidad está basada en la ec. 48 o la ec. 50, según la cual la densidad equivale al peso de un cuerpo dividido por su volumen y por la aceleración de la gravedad en el lugar de la medición. La aceleración de la gravedad se puede medir por ensayos de caída, y es por lo demás conocida para todas las latitudes. El peso puede determinarse por simple pesaje. La determinación del volumen solamente es posible de modo sencillo cuando el material tiene una forma geométrica definida (cubo, esfera etc.) cuyas dimensiones pueden medirse con aparatos de medición lineales (metro, tornillo micrométrico etc.) obteniéndose el volumen a través de ecuaciones conocidas. Para formas irregulares la medición volumétrica se realiza mediante el método del empuje (principio de Arquímedes). El material se introduce en un líquido con densidad conocida, y a partir del volumen de líquido desplazado se determina el volumen del material. En la determinación de la densidad por el método de empuje se reúnen la determinación del pesaje y del volumen (fig. 166).

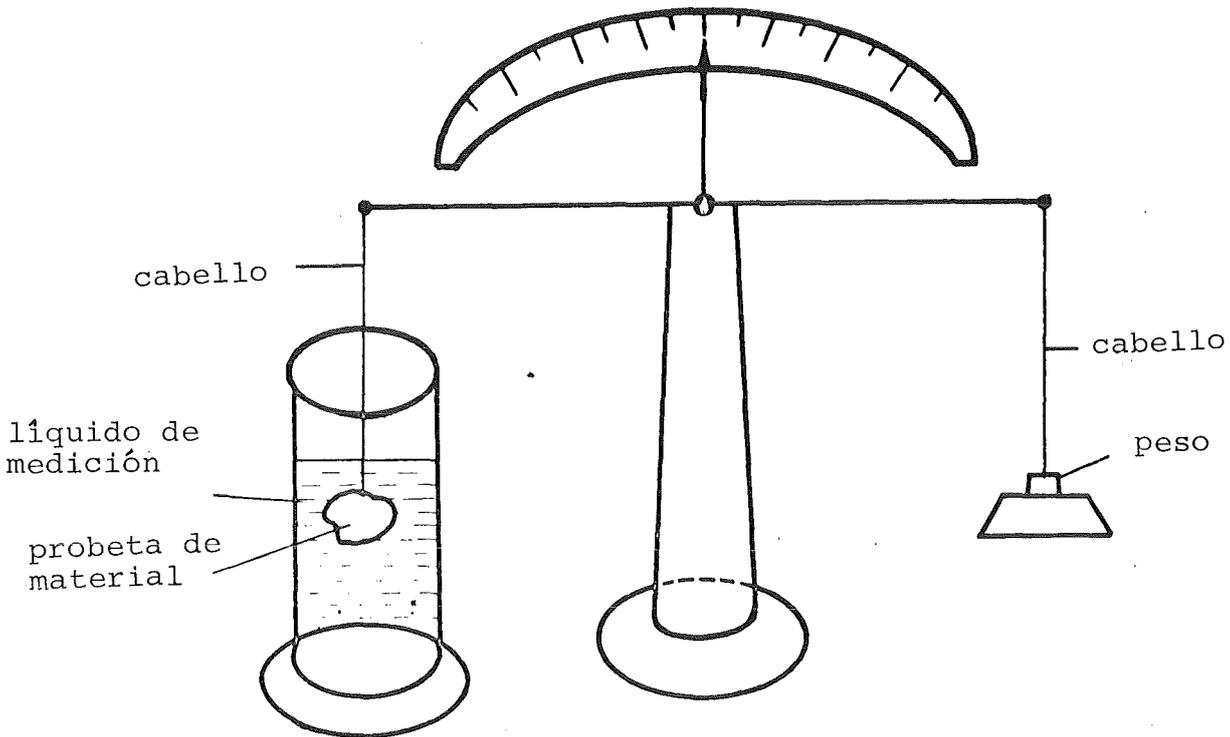


Fig. 166 Medición de la densidad según el principio de Arquímedes

La densidad del material (ρ) se obtiene a partir de su peso en el aire (G_L), su peso en el líquido (G_F) y la densidad conocida del líquido (ρ_F):

$$\rho = \frac{G_L}{G_L - G_F} \cdot \rho_F \quad (129)$$

Debido al empuje el peso del material cuando está introducido en el líquido es siempre menor que en el aire. La ecuación 129 se amplía cuando la suspensión de la probeta está también introducida en el líquido y su volumen no es despreciable o cuando se trata de probetas sinterizadas con porosidad abierta. Normalmente se puede hacer despreciable el volumen de la suspensión de la probeta (suspensión por cabellos). En cambio en el caso de porosidad abierta el líquido penetraría en los poros abiertos,

es decir el valor medido de la densidad resultaría demasiado elevado. Para evitar este error, se pesa primero a las probetas en aire (G_L), después se las recubre de una capa de laca de densidad conocida (ρ_u), se las pesa de nuevo en aire (G_{uL}) y finalmente en líquido (G_{uF}). A partir de estos datos se puede calcular la densidad de probetas con porosidad abierta (ρ_p):

$$\frac{G_{OL}}{G_{(u+O)L} - \frac{G_{(u+O)F}}{\rho_F} - \frac{G_{uL}}{\rho_u}} \quad (130)$$

La densidad de los polvos se mide con el método de suspensión. Las partículas de polvo se suspenden en un líquido neutral cuya densidad varía al añadir otro líquido neutral hasta que las partículas de polvo estén suspendidas en el líquido. En este momento tienen la misma densidad que la solución cuya densidad puede determinarse mediante pesaje y medición volumétrica.

En los materiales cristalinos la densidad "teórica" (ρ_{TD}) puede calcularse a partir de la estructura de la celda elemental, es decir del número de átomos por celda elemental (Z), del tipo de red y de las constantes de la red (a) - y del peso atómico (A). Para una red cúbica se tiene:

$$\rho_{th} = \frac{A \cdot Z}{N \cdot a^3} \quad (131)$$

(N = número de Loschmidt = átomos por átomo-gramo;
 $\frac{A}{N}$ = peso de un átomo individual).

Luego la determinación de la densidad con este método se basa en los análisis de la estructura fina. La comparación entre la "densidad de la estructura fina" ("teoría") y la "densidad de Arquímedes" de los materiales cristalinos permite la detección sumaria de defectos.

Variando la composición material de las probetas pueden observarse las variaciones de la densidad con la concentración de los componentes. En principio también es posible determinar la variación de la densidad en función de la temperatura midiendo la densidad a temperaturas elevadas. Para ello en el método de empuje se utilizan sales fundidas o metales líquidos como líquido de medida. En los materiales cristalinos también se pueden determinar las constantes de la red fotografiando la estructura fina de probetas calentadas y calcular la densidad a temperaturas más elevadas mediante ecuaciones del tipo de la 131. Pero debido a la relación entre la densidad y la dilatación térmica (ec. 53c) se puede determinar también la variación de la densidad en función de la temperatura midiendo el coeficiente de dilatación térmica, que discutiremos a continuación.

Los métodos técnicamente maduros aplicables a todos los materiales son:

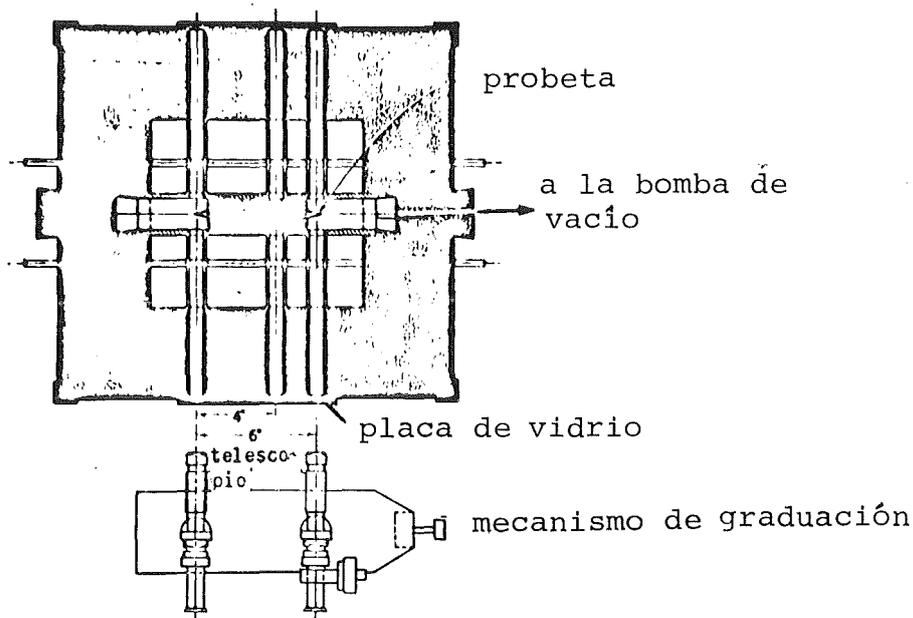
- la medición óptica directa
- la medición dilatométrica.

Para la medición óptica directa se colocan las probetas en un horno evacuable (fig. 167). Se iluminan sus extremos por un lado. Por el otro lado se mide la dilatación lineal de la sombra mediante un micrómetro telescópico.

En la medición dilatométrica (fig. 168) se coloca la probeta de modo fácilmente deslizante en un soporte que se encuentra en un tubo evacuable. Este se puede introducir en un horno desplazable. Cuando la probeta se dilata, se desplaza el pistón

móvil colindante a ella transmitiéndose la dilatación a un sistema de medición mecánico, fotográfico o eléctrico. El pistón y el soporte son del mismo material. Como el soporte se dilata también con la probeta, en realidad no se mide la dilatación de la probeta sino la diferencia entre la dilatación de la probeta y la del soporte. Conociendo la dilatación del soporte se puede calcular el coeficiente de dilatación térmica de la probeta de material a partir del resultado de la medición.

Al igual que la densidad el coeficiente de dilatación térmica puede determinarse también a través de la medición radiográfica de las constantes de la red a diferentes temperaturas. Pero esto es solamente posible en los materiales cristalinos.



167 Medición óptica directa de la dilatación térmica

Fig. 167 Medición óptica directa de la dilatación térmica

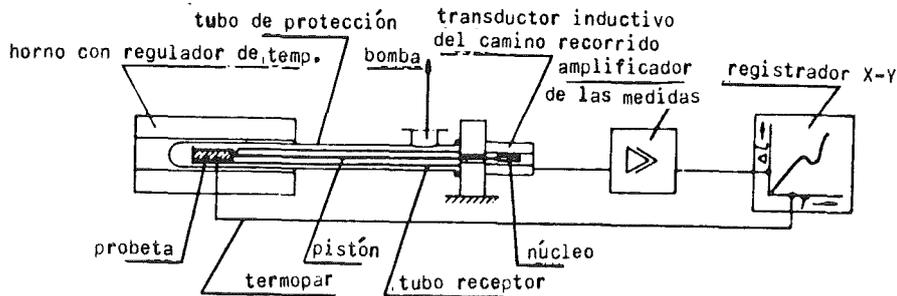


Fig. 168 Principio dilatométrico de medición de la dilatación

Las mediciones de la dilatación térmica no sólo sirven para determinar el coeficiente de dilatación térmica o la variación de la densidad en función de la temperatura. Como las transformaciones de fase y la reducción de los estados de desequilibrio están relacionados con la precipitación, disolución y los procesos de restauración, recristalización y sinterización, es decir con las variaciones de la densidad, pueden también estudiarse a través de mediciones de la dilatación o de la contracción. Por ejemplo es posible determinar de este modo las líneas de solvus de los diagramas de estado o la temperatura del comienzo de la contracción durante la sinterización.

Otro método que permite determinar los puntos de transformación, fusión y ebullición así como - cualitativamente - los calores latentes, es el análisis térmico. La fig. 169 muestra el principio. Con un aparato de medición de la temperatura se mide el aumento de la temperatura de una probeta de material en función del tiempo mientras se aporta calor. En la fig. 169 esto se realiza p.ej. mediante un termopar introducido en el material fundido. Durante el enfriamiento la temperatura desciende continuamente con el tiempo, en tanto que no se produce

- un cambio del estado de agregación
- una transformación de fase
- una formación de nuevas fases por disolución, separación o reacción,

es decir mientras no se tienen calores latentes o de interacción (calores de formación, de disolución, de reacción). Cuando se alcanzan temperaturas a las que tienen lugar dichos cambios la curva de enfriamiento en función de la cantidad de calor aportada presenta escalones como se vió en la fig. 53. Generalmente en el análisis térmico no se conocen cuantitativamente las cantidades de calor aportadas por unidad de tiempo, por lo que la temperatura no se indica en función de la cantidad de calor (fig. 53), sino en función del tiempo (fig. 170). Como muestran las figuras 53 y 170, a partir de las curvas del análisis térmico pueden deducirse las temperaturas a las que se producen transformaciones o cambios del estado de agregación. Pero al mismo tiempo estas curvas proporcionan también las líneas de líquidus y sólidus en los diagramas de estado. En los materiales con fusión congruente (p.ej. componentes puros, aleaciones eutécticas) los escalones en la curva de enfriamiento son horizontales. En cambio cuando aparece una fusión incongruente como la que tiene lugar entre las líneas de líquidus y de sólidus en el diagrama de estado isomorfo (fig. 170a), se tienen dos puntos de inflexión entre los cuales la curva presenta menor pendiente.

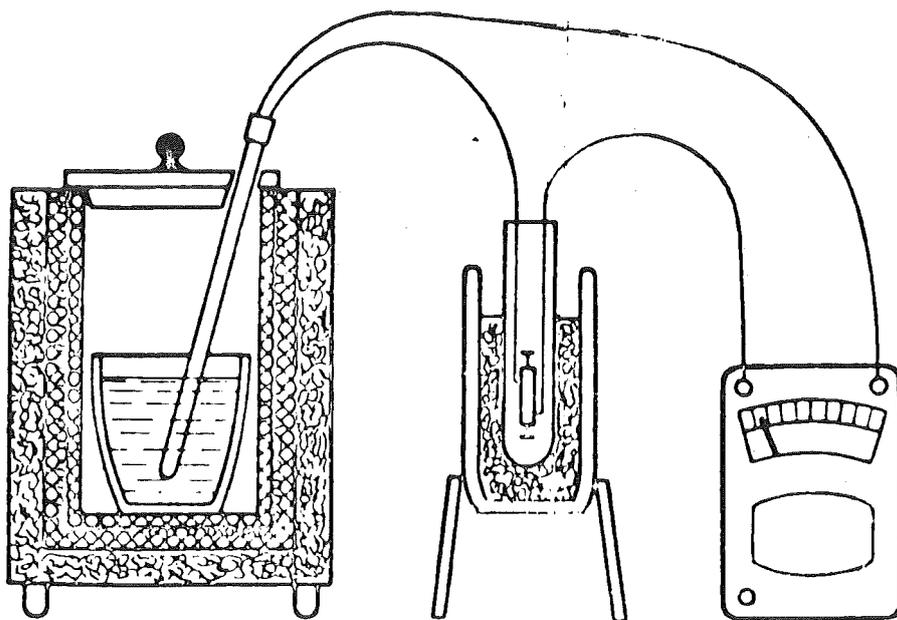


Fig. 169 Montaje esquemático para el análisis térmico

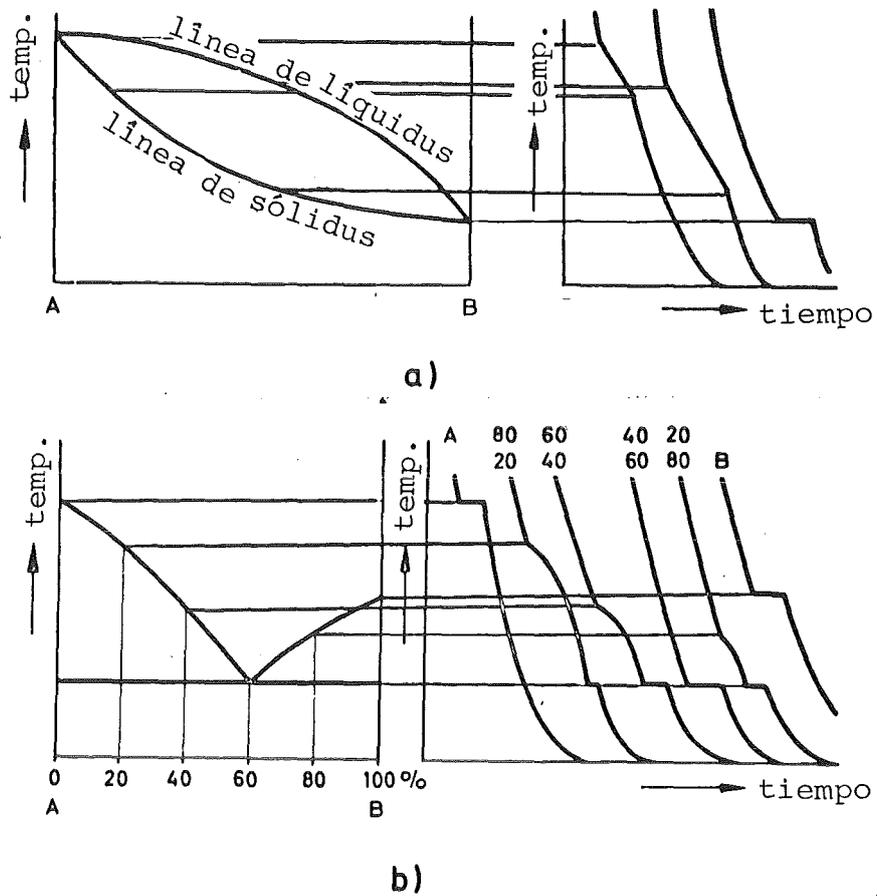


Fig. 170 Determinación de diagramas de estado a partir de curvas termo-analíticas

El primer punto de inflexión aparece cuando se alcanza la temperatura de líquidus durante el enfriamiento. Una parte de la fase líquida se solidifica liberándose calor latente, pero el resto se solidifica a una temperatura más baja, dependiendo de la evolución de la línea de líquidus, es decir sigue enfriándose de forma continua. La parte que se solidifica provoca un retardo de la velocidad de enfriamiento ($\frac{\Delta T}{\Delta t}$), puesto que libera calor, pero no da lugar a la formación de un escalón isotérmico hasta el final de la solidificación. El final de la solidificación coincide con la segunda inflexión e indica que se ha alcanzado

la línea de sólidos. Si la fase líquida residual posee al final una composición eutéctica se solidifica de modo congruente, es decir la segunda inflexión se transforma en escalón isotérmico (fig. 170b).

Además de las temperaturas de transformación y de las indicaciones cualitativas sobre los calores latentes las curvas de enfriamiento contienen también información sobre el calor específico de un material. La pendiente de las curvas fuera de las zonas en las que aparecen calores latentes es distinto en los diferentes materiales con igual disipación de calor. Esto indica que un material necesita más tiempo que otro para enfriarse a la misma temperatura. Por consiguiente el calor específico es aquella cantidad de calor que se necesita para calentar un grado Kelvin a un gramo de un material (p.113).

La correspondiente cantidad de calor mediante la cual se calienta un grado Kelvin a un gramo de agua se ha definido además como una caloría (cal). A partir de aquí se tiene la posibilidad de determinar calores específicos en el calorímetro. Los calorímetros son recipientes que no ceden calor al exterior, lo cual se obtiene por aislamiento térmico ("principio del termo", calorímetro adiabático) o por que la envoltura exterior del calorímetro se mantiene siempre a la misma temperatura que el recipiente interior (fig. 171) en el que se efectúa la medición de la temperatura (calorímetro isotérmico).

Cuando este recipiente interior se llena con agua y se deja caer la probeta calentada en un horno en este agua, la elevación de la temperatura de éste, teniendo en cuenta la cantidad de agua y de la probeta en gramos conduce al calor específico del material en calorías. Mediante cantidades relativamente grandes de agua y probetas pequeñas pueden medirse los calores específicos de la probeta aún cuando las probetas se enfrían desde temperaturas muy elevadas. Además, tras la calibración pueden también servir como receptores del calor otros líquidos

(p.ej. metales líquidos como mercurio) o - en el caso de probetas fundidas - sólidos (p.ej. cobre). Es importante observar que la diferencia de temperatura entre la probeta calentada y la probeta enfriada no incluya una temperatura en la que aparecen calores latentes, ya que éstos entrarían también en la medición.

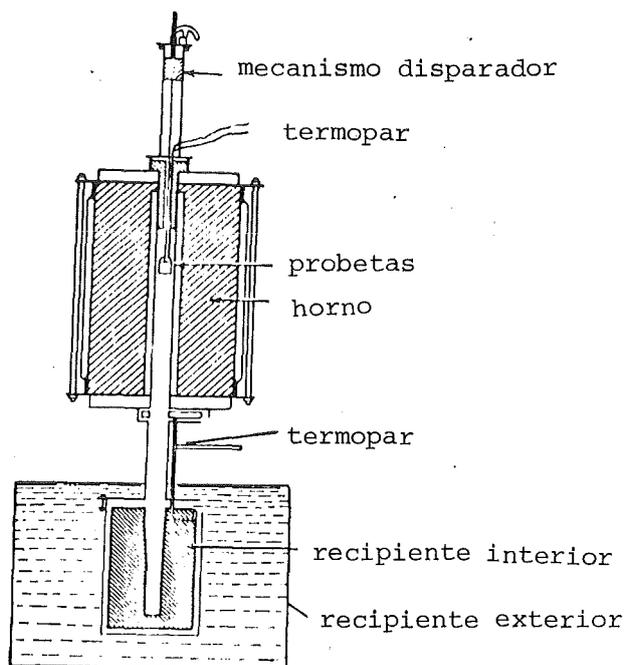


Fig. 171 Principio de un calorímetro isotérmico

Los calores específicos medidos de este modo - y con ellos, las capacidades caloríficas o los calores molares - corresponden a los calores específicos a presión constante (p.113).

Una vez se ha determinado de esta manera el calor específico de diferentes materiales pueden utilizarse éstas como cuerpos de comparación ("estándards") en los análisis térmicos cuantitativos para la determinación de calores latentes. El material a estudiar (probeta de ensayo) se calienta junto a la probeta estándar (fig. 172), es decir bajo las mismas condiciones se aporta a ambos cuerpos la misma cantidad de calor. A la diferencia entre los tiempos de los puntos de inflexión de la probeta

de ensayo corresponde una cierta diferencia de temperatura de la probeta estándar que puede convertirse en una cantidad de calor, puesto que se conoce su calor específico. La probeta de ensayo ha absorbido la misma cantidad de calor en forma de calor latente. Del mismo modo se obtienen las cantidades de calor consumidas (endotérmicas) o liberadas (exotérmicas) en el caso de una interacción (disolución, reacción), es decir los calores de reacción o de disolución. Para ello hay que disponer las mezclas de los elementos o componentes en desequilibrio como probeta de ensayo y hacer que interaccionen.

Los efectos de medición de los calores latentes y de los calores debidos a las interacciones pueden también registrarse mediante acoplamiento diferencial de los termopares en el análisis térmico (análisis térmico diferencial, fig. 173a). Entonces la masa de la probeta estándar se elige de tal modo que su capacidad calorífica corresponde a la de la probeta de ensayo, aunque ambas tengan un calor específico diferente. Ambas probetas están entonces a la misma temperatura mientras aparezcan calores latentes o interacciones en la probeta de ensayo. Conectando los termopares inversamente se anulan las tensiones térmicas mientras no exista ninguna diferencia de temperatura. Pero esta diferencia de temperatura aparece cuando en la probeta de ensayo se originan calores latentes o calores debidos a interacciones. Cuando se indica la diferencia de temperatura en función del tiempo, en el momento de la aparición de calores latentes o de interacción se obtienen desviaciones del comportamiento horizontal hacia arriba o hacia abajo, dependiendo de que se consuma o se libere calor. Las superficies rayadas en el diagrama de la fig. 173b pueden utilizarse para determinar cuantitativamente los calores latentes o de interacción comparándolas con la superficie que se forma p.ej. durante la fusión de la probeta estándar.

Los calores debidos a las interacciones como p.ej. los calores de formación, reacción o disolución en principio pueden medirse también directamente en el calorímetro. Se hace interaccionar

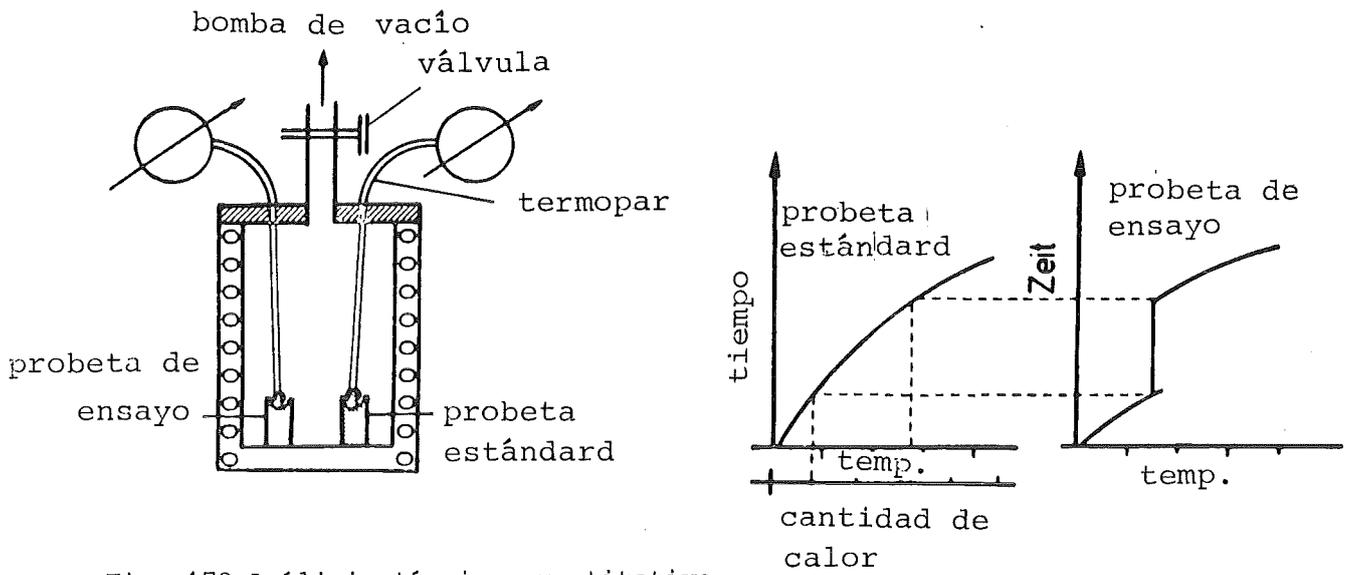


Fig. 172 Análisis térmico cuantitativo

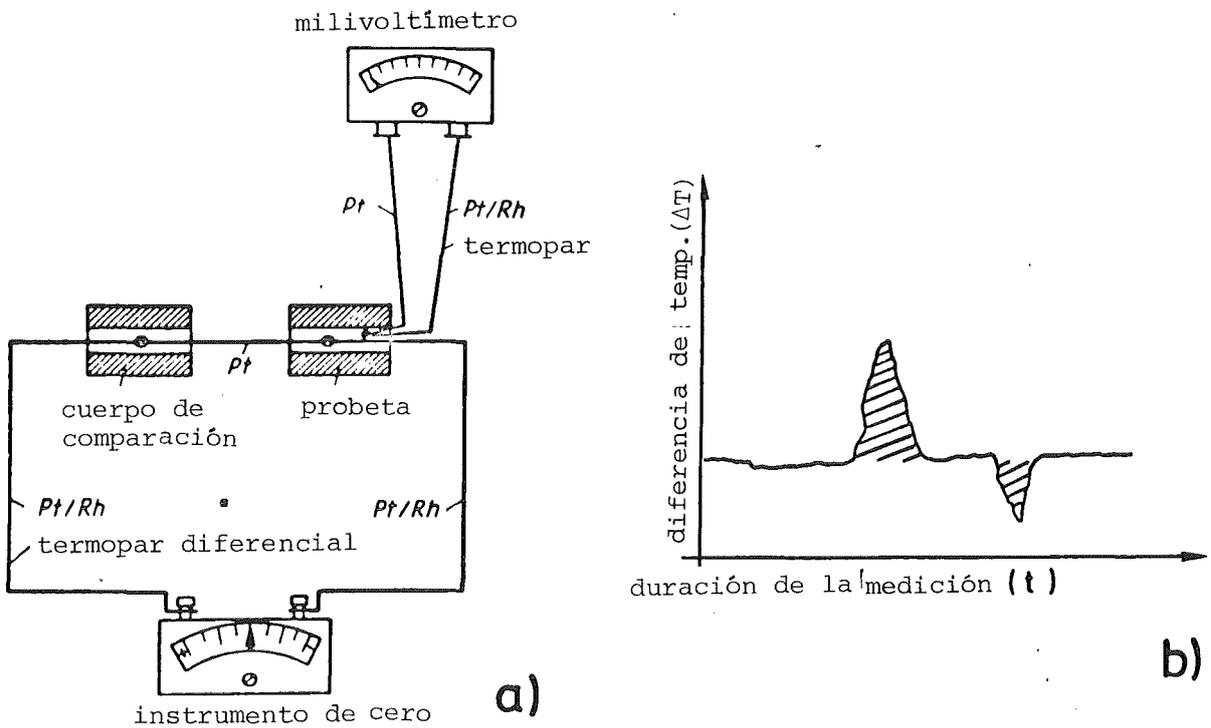


Fig. 173 Análisis termo-diferencial (DTA)

al material en desequilibrio dentro del calorímetro. El recipiente interior del calorímetro absorbe el calor producido o suministra el calor suplementario consumido, variando por consiguiente su temperatura. Como se conoce su calor específico se obtienen los calores de interacción a partir de la medición de la temperatura, correspondiendo el contrarecipientes calibrado en el calorímetro prácticamente a la probeta estándar en el análisis térmico.

El análisis térmico y la medición calorimétrica proporcionan las temperaturas de ebullición, fusión y transformación, los calores latentes y de interacción. Como las mediciones se efectúan a presión constante, los calores latentes corresponden a las diferencias de entalpía que aparecen como consecuencia de las transformaciones de fase y de los cambios del estado de agregación (entalpía de evaporación, entalpía de fusión). Los calores de interacción corresponden a aquellas diferencias de entalpía que son originadas por los procesos de reacción y de disolución (entalpía de reacción, de disolución). Los métodos descritos no sirven para determinar cuantitativamente la presión de vapor.

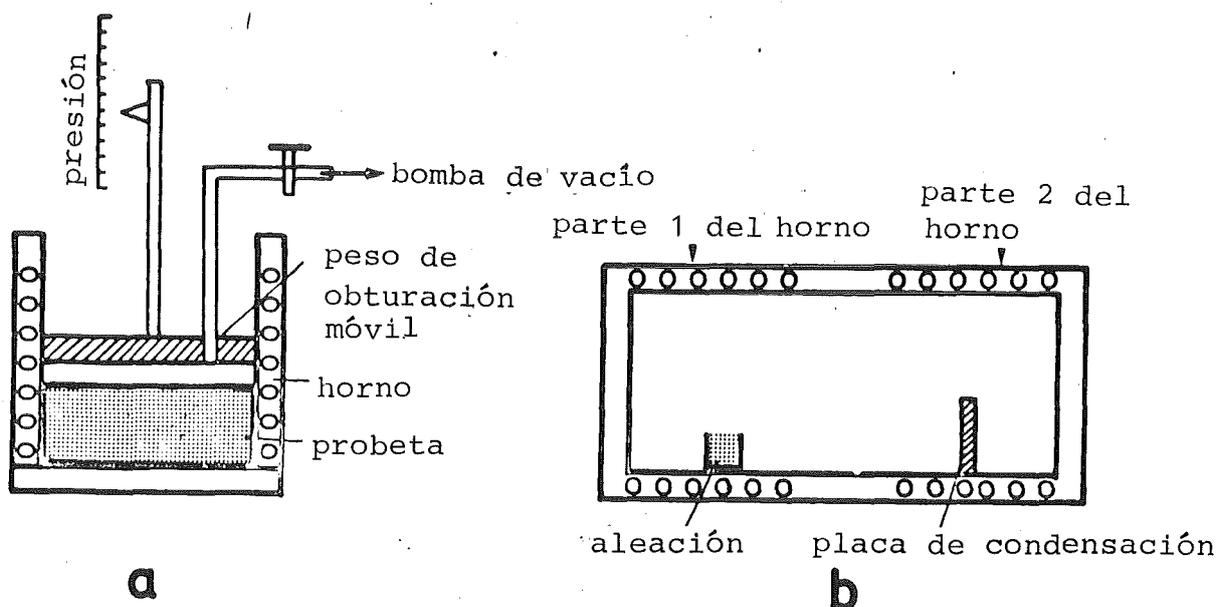


Fig. 174 Mediciones de la presión de vapor

El método más sencillo para la medición de la presión de vapor es el estático. Lo explicaremos aquí como ejemplo. En la medición estática de la presión de vapor se introduce el material a ensayar en un recipiente cerrado evacuable que se puede calentar y se mide la presión de vapor de equilibrio a temperatura constante directamente mediante un manómetro (v. fig. 174a). Si se mide además la diferencia de volumen entre la fase condensada y la fase de vapor, se puede calcular la entalpía de evaporación con ayuda de la ecuación 64 de Clausius-Clapeyron a partir de las mediciones de la presión de vapor. - Cuando se trata de una aleación en el material tienen que medirse además las presiones parciales de vapor. El material se encuentra de nuevo en un horno evacuable pero calentable por zonas (fig. 174b). A temperatura constante se forma sobre el material la presión de vapor de equilibrio que está compuesta por las presiones parciales de vapor de sus componentes. Ahora se enfría por separado la parte de horno regulable hasta que se condense o sublime allí un componente. La presión de vapor de este componente en el estado no disuelto y a la temperatura de la segunda parte del horno corresponde entonces exactamente a su presión de vapor en el estado disuelto (p.ej. aleación) a la temperatura de la primera parte del horno. Con el método descrito en primer lugar puede medirse ahora la presión de vapor del componente respectivo en el estado puro a la temperatura respectiva y de esta forma se determina la presión parcial en función de la temperatura en el material con varios componentes.

Según la ec. 56 las mediciones del calor molar a presión constante conducen a la diferencia de entalpía de un material durante una variación diferencial de la temperatura.

Para variaciones finitas de la temperatura se tiene:

$$\Delta H = \int_{T_1}^{T_2} C_p \, dT \quad (132)$$

Ahora según la ec. 10 y la ec. 56 se puede mostrar además que puede calcularse también la diferencia de entropía a partir del calor molar a presión constante:

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} C_p \frac{dT}{T} \quad (133)$$

Durante la medición del calor específico o molar respectivamente, a presión constante el sistema considerado no realiza ningún trabajo frente al entorno. Cuando se conoce la variación del calor específico en función de la temperatura a presión constante (ec. 56) integrando las ecuaciones 132 y 133 se obtiene la función de la temperatura de la diferencia de las entalpías libres (ΔG) del sistema según la ecuación 11. Las correspondientes variaciones del calor específico a presión constante con las magnitudes de estado presión y concentración de los componentes proporcionan las variaciones de la diferencia de entalpía libre de un material en función de estas magnitudes de estado. Pero las diferencias de las entalpías libres permiten evaluar el estado de equilibrio de un material bajo unas condiciones dadas de estado.

Cuando p.ej. un material con varios componentes de composición dada (p.ej. $2A+3B+5C$, p.123) y con presión dada puede formar diferentes fases (p.ej. $A_2B_3 + 5C$ o $A_2C_5 + 3B$, ec. 67), mediante la función de temperatura de las diferencias de entalpía libre se pueden determinar las temperaturas a las que aparecen las dos combinaciones de fases (p.124). Cuando se conoce la variación de la entalpía libre de dos fases en función de la composición a presión y temperatura constante se puede determinar en que zona de concentración cual de las fases aparece sola y donde ambas aparecen coexistentes (p. 53). La variación de las diferencias de entalpía libre en función de la presión sólo es perceptible cuando en los estados comparables de un sistema a la misma temperatura y composición aparecen fases condensadas junto con fases gaseosas.

La determinación descrita de las diferencias de entalpías libres estaba basada en la medición de los calores molares a presión constante. Es posible la determinación directa de la diferencia de entalpía libre midiendo las fuerzas electromotrices, lo cual aquí solamente mencionamos.

Ahora, como última magnitud característica termoquímica es necesario medir todavía las energías de superficies límites. Las energías superficiales de los materiales sólidos pueden medirse con técnicas calorimétricas. Para ello se preparan cantidades del mismo material por un lado en forma de polvo grueso y por otro en forma de polvo fino. El examen microscópico cuantitativo de ambos polvos proporciona sus superficies específicas diferentes (v. fig. 160). Entonces se introduce el polvo grueso en un calorímetro y se disuelve allí en un disolvente apropiado o se hace reaccionar con un gas. Se repite el mismo proceso con la misma cantidad de polvo fino. La diferencia entre los calores de disolución o de reacción medidos, referidos a la diferencia de las superficies específicas de los polvos proporciona la energía superficial del material sólido.

Para determinar las energías superficiales de los materiales líquidos así como las energías de los bordes de grano y de los límites de fase según las ecuaciones 38, 69-73 se necesita, además de la energía superficial - ahora conocida - de la fase sólida, los correspondientes ángulos de equilibrio. Estos se determinan mediante la microscopía de interferencia cuyo principio está representado en la fig. 175. Del foco luminoso de un microscopio la luz se refleja en dos espejos de tal modo que forma franjas de interferencia. Estas franjas de interferencia se superponen a la microestructura del material a estudiar, iluminando oblicuamente bajo un ángulo conocido. En los límites de grano y de fase las franjas de interferencia experimentan una desviación a partir de la cual pueden deducirse los ángulos de equilibrio.

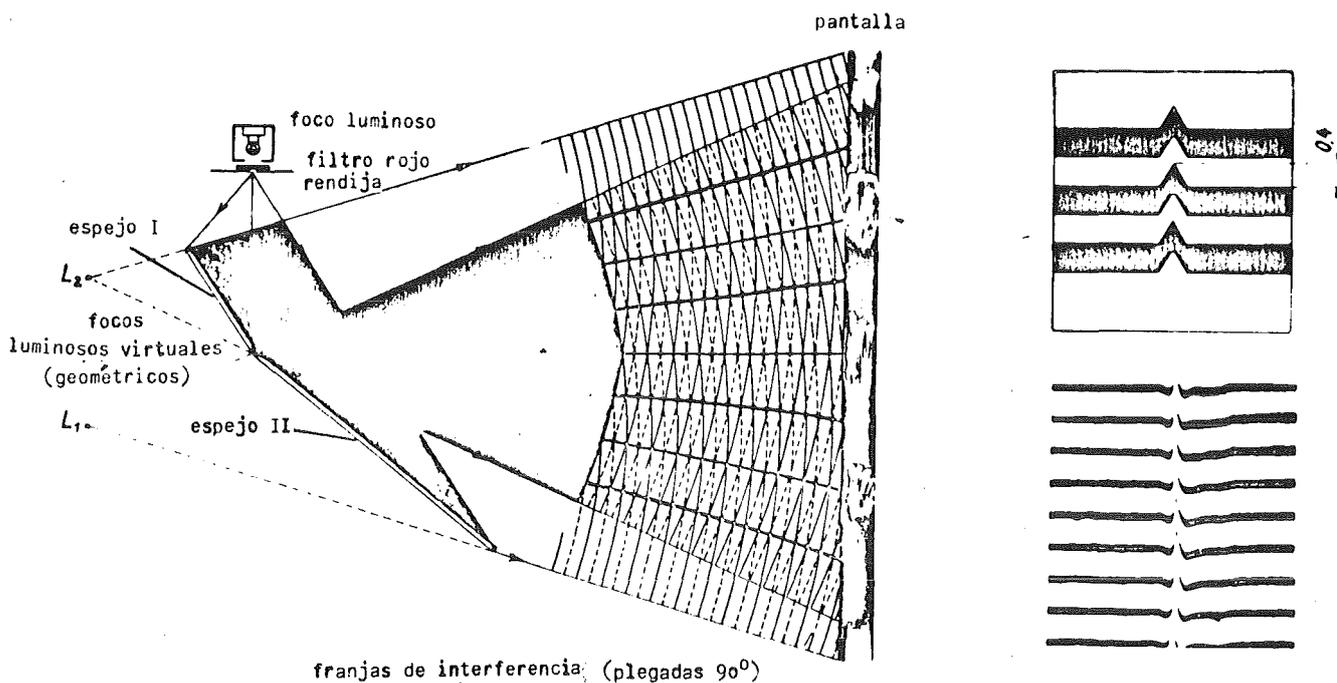


Fig. 175 Medición interferométrica para la determinación de energías de superficies límites

Aparte de este método interferométrico también pueden medirse directamente los ángulos de mojabilidad en las sombras (fig. 33b) o en pulimentaciones preparadas convenientemente (fig. 33c). Las energías superficiales de las fases sólidas y los ángulos proporcionan a través de la ec. 38 todas las energías de superficies límites. Su dependencia de las magnitudes de estado tiene que determinarse midiendo las energías superficiales de las fases sólidas y de los ángulos de contacto (p.70) bajo diferentes condiciones de estado.

5.7 Medición de las magnitudes de campo características

Las dos magnitudes características más importantes de las propiedades eléctricas de un material son:

- la conductibilidad eléctrica (o la resistencia eléctrica)
- la constante dieléctrica relativa.

A partir de las ecuaciones de campo (ecs. 74a, 75) y de las ecs. 121-123 resulta que para medir éstas hay que medir la

intensidad de corriente eléctrica, la tensión y la carga. La intensidad de corriente eléctrica se mide a través de la fuerza que ejercen entre sí dos conductores recorridos por dos corrientes eléctricas idénticas, debido a la acción de sus campos magnéticos (fig. 176, ver también fig. 75). Para compensar esta fuerza, el conductor lineal de la fig. 176 a - móvil - está provisto de un peso. Como unidad de intensidad de corriente eléctrica (1 amperio) se designa a la cantidad de carga por unidad de tiempo que ejerce una fuerza de $2 \cdot 10^{-7}$ N ($\approx 2 \cdot 10^{-2}$ p) sobre un conductor recorrido por una corriente del mismo tipo, cuando éste dista 1 metro de ella. - En los aparatos de medición de la intensidad de corriente (amperímetro) el campo magnético del conductor 1 está creado por un imán (M) dentro del cual está colocado el conductor 2 en forma de bobina giratoria (S) (amperímetro de bobina giratoria, fig. 176b).

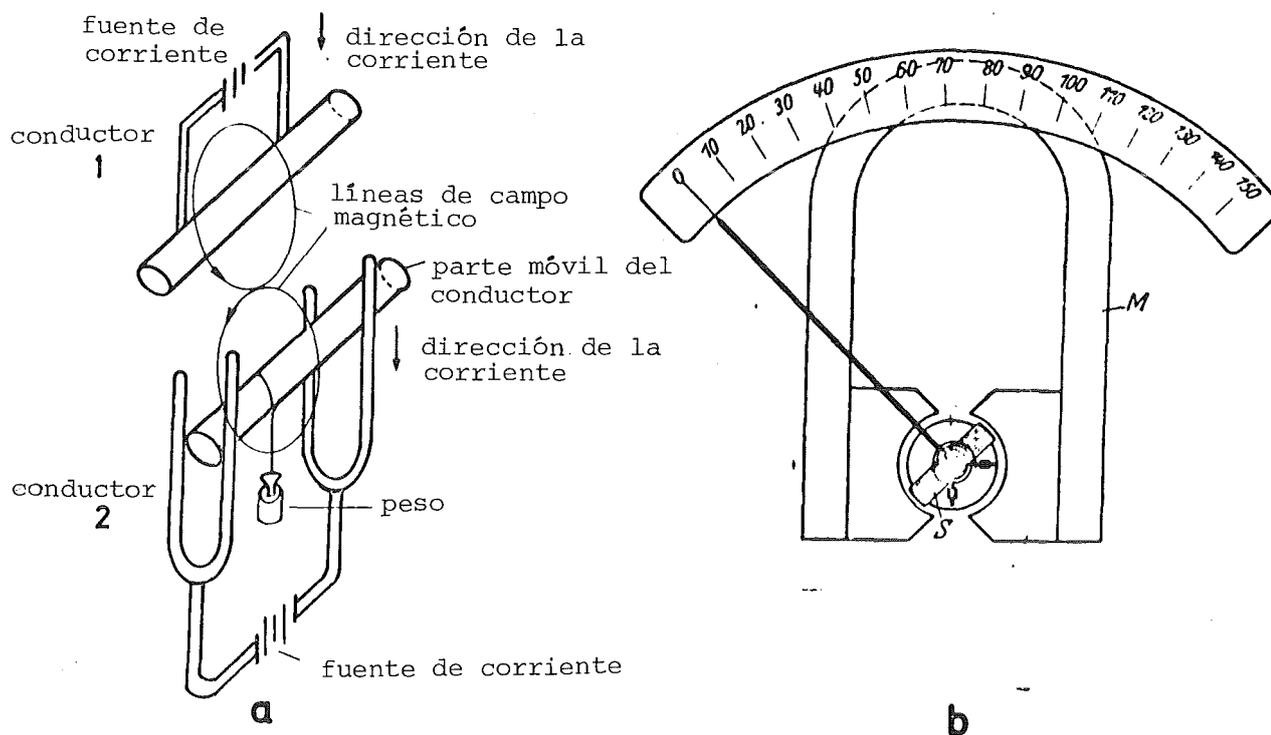


Fig. 176 Medición de la intensidad de la corriente eléctrica

Cuando se cargan las placas de un condensador (fig. 177) mediante una dínamo o una batería, se necesita trabajo para mover estas cargas, es decir para aumentar la distancia entre las placas del condensador. Cuando se conecta una placa de condensador a un instrumento como se representa en la fig. 177a, su aguja y su soporte se cargan con una carga del mismo sentido y se repelen. La repulsión aumenta cuando se alejan entre sí las placas cargadas del condensador mediante el rendimiento de un trabajo mecánico - medible - (fig. 177b). El medidor de la tensión (voltímetro) indica el aumento de la tensión. Se define como unidad de tensión (1 voltio) al trabajo de 1 J realizado para desplazar una unidad de carga (1 Coulomb).

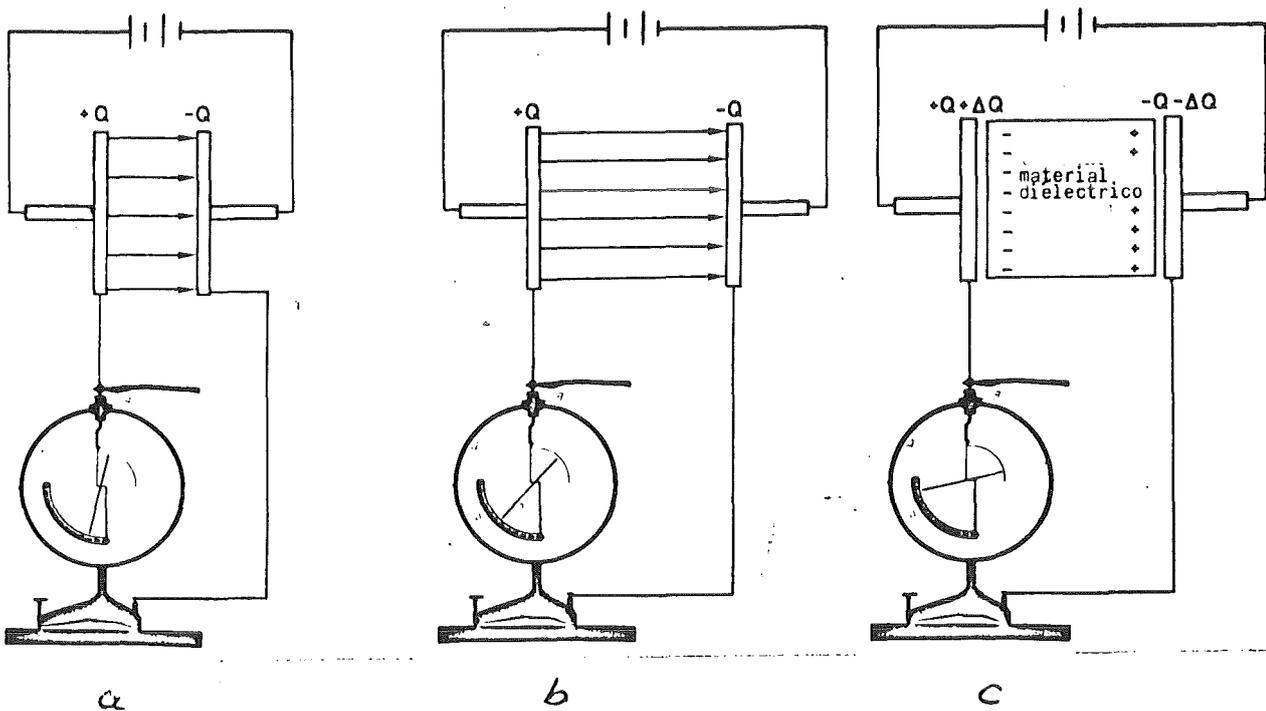


Fig. 177 Medición de la tensión eléctrica

La unidad de carga (1 Coulomb) se encuentra en una placa de condensador la cual ejerce sobre otra placa de condensador de carga igual distante 1 cm una fuerza de repulsión de 0,1036 N. Por lo tanto solamente se necesita recalibrar en carga al medidor de tensión.

Según la ecuación 123 la medición de la intensidad de corriente, tensión, superficie de la sección transversal y longitud de un conductor permite determinar su conductibilidad o - ver ec. 74b - la resistencia eléctrica específica del material conductor. Cuando de esta manera se ha determinado la resistencia de algunos "estándards", para otras mediciones de resistencias o conductibilidades se elige la conexión en puente.

En la conexión en puente se conectan dos probetas de material con resistencia conocida

$$(R_1 = \rho_1 \cdot \frac{l_1}{q_1}; R_{2a} + R_{2b} = \rho_2 \cdot \frac{l_a + l_b}{q_2})$$

y la probeta de material con resistencia desconocida

($R = \rho_x \cdot \frac{l_x}{q_x}$) en un puente de Wheatstone (fig. 178). Se cambia

el contacto de la conexión transversal conductora con un galvanómetro en la segunda resistencia hasta que no circule corriente por la conexión transversal. A partir de las leyes de Kirchhoff sobre la conexión en serie y en paralelo (ec. 80) de resistencias se obtiene la resistencia específica desconocida

$$\rho_x = \rho_1 \frac{l_1}{q_1} \cdot \frac{l_a}{l_b} \quad (134)$$

La constante dieléctrica relativa de un material aislante puede determinarse sencillamente midiendo en el vacío la tensión y carga para dos placas de condensador con superficie conocida y distancia conocida, una vez con el material aislante y la otra vez sin el material aislante entre las placas (fig. 177c).

La conductibilidad térmica es la magnitud característica del comportamiento de un material en el campo de temperaturas. Según la ec. 84 se obtiene a partir de la cantidad de calor que atraviesa la superficie de la sección transversal de una probeta

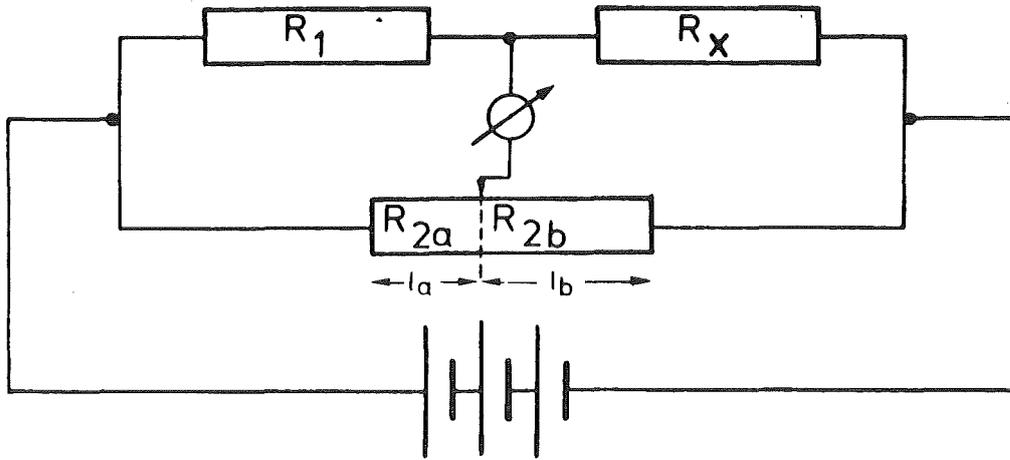


Fig. 178 Conexión en puente para la medición de resistencia

en un tiempo determinado con un gradiente estacionario de temperaturas. Un principio de la medición obedece directamente a la ecuación 84 (fig. 179). La materia con punto de ebullición elevado (líquido o sólido) A en la fig. 179 se calienta a una temperatura constante (T) inferior a su punto de ebullición pero superior a la del líquido B (fig. 179, p.ej. agua). El calor aportado a dicha materia penetra entonces por la sección de la probeta cuya superficie orientada hacia el líquido B está a la temperatura de ebullición de este líquido. A partir de la cantidad de líquido B evaporada por unidad de tiempo y condensada en el recipiente auxiliar se obtiene a través de su calor específico la cantidad de calor que ha atravesado la probeta por unidad de tiempo. Se miden el gradiente de temperatura y las dimensiones de la probeta. Con esto se conocen todos los parámetros para poder calcular la conductibilidad térmica de la probeta según la ec. 84.

Cuando se ha determinado de este modo la conductibilidad térmica de probetas estándares, se pueden utilizar métodos comparativos para la medición de la conductibilidad térmica. La fig. 180 muestra la conexión en serie de una probeta estándar y de una

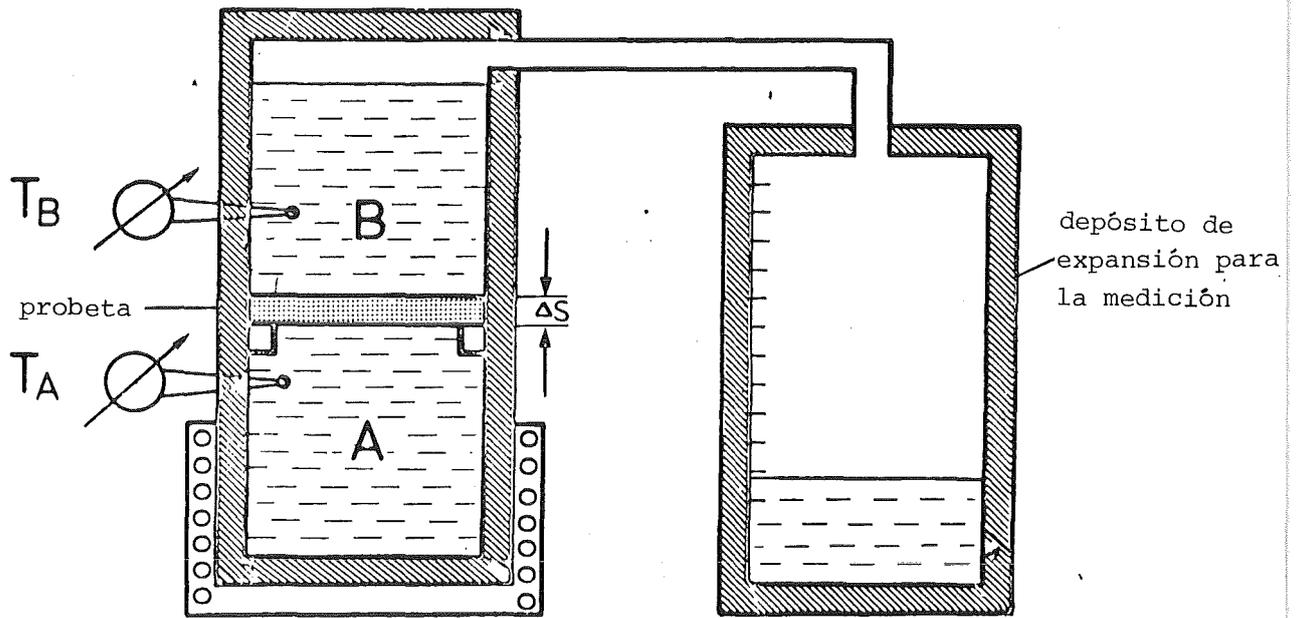


Fig. 179 Medición de la conductibilidad térmica según el principio de evaporación

probeta de ensayo procedente de un material con conductibilidad térmica desconocida. El calor fluye desde una fuente de calor hasta un sumidero de calor el cual tiene una temperatura un poco más baja. Con termopares - u otros aparatos de medición de la temperatura - se mide el gradiente de temperatura sobre el mismo tramo en la probeta estándar y en la de ensayo con una corriente de calor estacionaria. Como la sección transversal de la probeta y la corriente de calor por unidad de tiempo son iguales en ambas probetas, a partir de la ecuación 84 se tiene

$$\frac{\Delta T_{\text{estándar}}}{\Delta T_{\text{ensayo}}} = \frac{\lambda_{\text{ensayo}}}{\lambda_{\text{estándar}}} \quad (135)$$

Midiendo las diferencias de temperatura se conoce la conductibilidad térmica de la probeta estándar. Según la ec. 135 se puede calcular con esto la conductibilidad térmica de la probeta de ensayo.

Las magnitudes termoeléctricas características como p.ej. la tensión termoeléctrica y el trabajo de expansión termoeléctrico se determinan también a través de las mediciones de la corriente eléctrica y de la tensión.

La magnitud magnética característica es la permeabilidad magnética relativa (μ_r). Debido al acoplamiento entre el campo magnético y eléctrico su medición está correlacionada con las mediciones de las propiedades eléctricas. Se define como unidad del flujo magnético al flujo que atraviesa la superficie de espira de un conductor en espiral cuando la tensión en éste varía un voltio por segundo. El flujo referido a la superficie abarcada por la espiral da la densidad de flujo magnético o inducción magnética (B). Si se cuelga dicha espiral mitad y mitad en un campo magnético - cualquiera -, debido a la densidad desigual de las líneas de campo (superposición de las líneas de campo, ver fig. 181) en ambos lados de su arco inferior, es atraído con una fuerza determinada al interior del campo magnético. En la balanza magnética (fig. 181) esta fuerza corresponde a un peso determinado. Cuando se introduce un material en la espiral debido a la polarización magnética varía la densidad de flujo magnético y proporcionalmente a ésta la fuerza o el peso de compensación de la balanza magnética. El peso y la densidad de flujo magnético son directamente proporcionales. Tomando la permeabilidad magnética en el vacío igual a uno la relación de peso según la ec. 89d nos da directamente la permeabilidad magnética relativa del material. A partir de ésta - o de modo análogo - pueden determinarse las otras magnitudes magnéticas características como la susceptibilidad, la remanencia, la fuerza coercitiva y la magnetización de saturación.

Las magnitudes ópticas características de un material son

- su índice de refracción
- su coeficiente de absorción
- su coeficiente de reflexión.

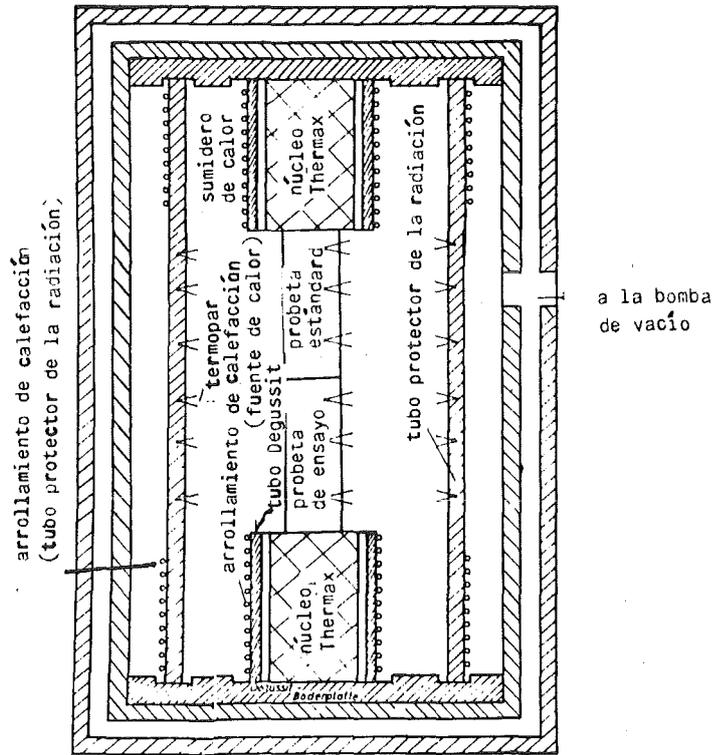


Fig. 180 Medición de la conductibilidad térmica según el principio de comparación

El índice de refracción y el coeficiente de absorción son magnitudes características de los materiales transparentes.

El índice de refracción puede medirse por métodos espectrométricos, refractométricos e interferométricos. - La medición espectrométrica se basa en el registro óptico de un haz estrecho de rayos antes y después de atravesar el material (fig. 182). A partir de la medición de los ángulos se obtiene directamente mediante la ec. 92 el índice de refracción - relativo -. Se llama índice de refracción absoluto, aquel que está referido a mediciones de ángulos en el vacío. El índice de refracción relativo se refiere generalmente a mediciones en el aire. - La determinación refractométrica del índice de refracción se basa en la medición del ángulo límite (γ_g) en la reflexión total (p.172).

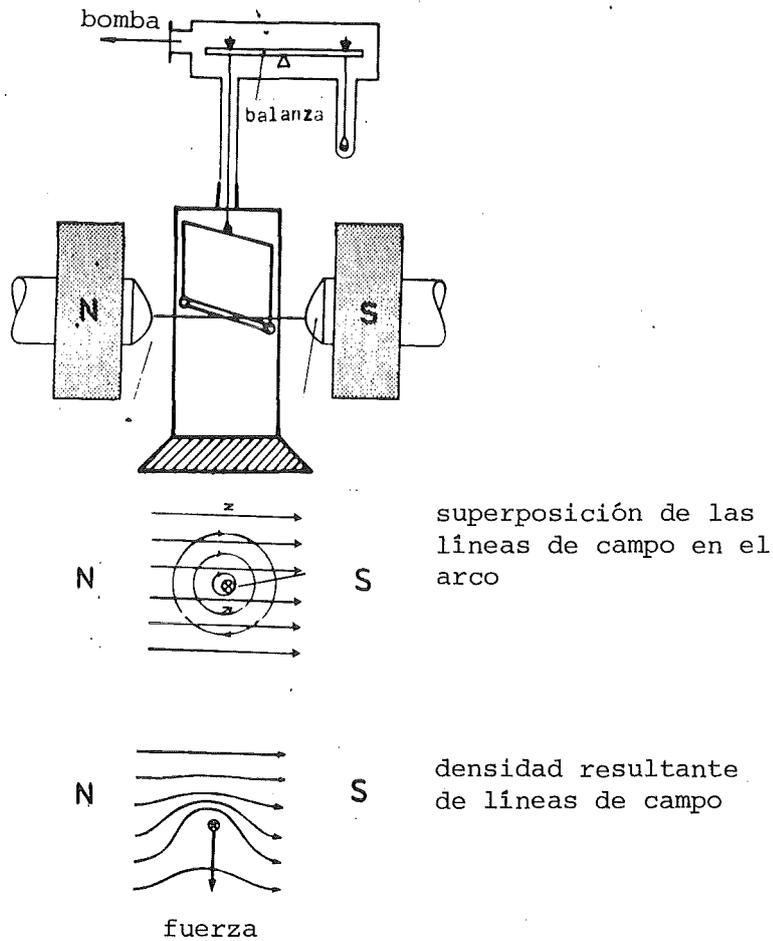


Fig. 181 Principio de la balanza magnética

Cuando un rayo de luz procedente de un medio óptico más denso incide bajo este ángulo límite sobre la superficie límite de un medio ópticamente más flúido no puede entrar en él, sino que es refractado dentro de la superficie límite ($\alpha = 90^\circ$ fig. 82). Entonces según la ec. 92 se tiene:

$$n = \frac{1}{\sin \beta_g} \quad (136)$$

El método interferométrico determina el índice de refracción midiendo las relaciones de longitudes de onda y por esto solo es aplicable a substancias transparentes en las que no tiene lugar absorción de luz (v. p.173).

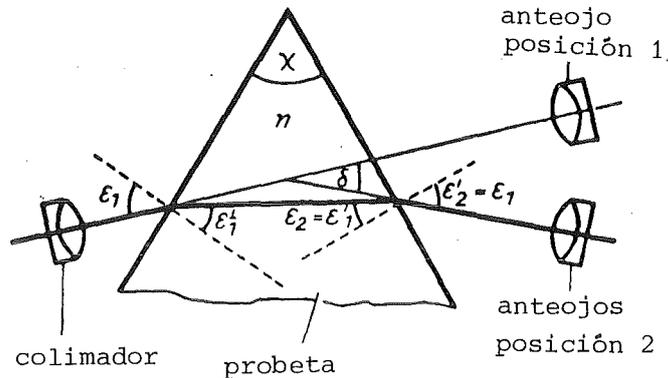


Fig. 182 Medición del índice de refracción

Los coeficientes de absorción y de reflexión determinan la atenuación de la intensidad luminosa (intensidad de radiación). Se define la unidad de intensidad luminosa como la intensidad de radiación que por centímetro cuadrado irradia el platino a la temperatura de solidificación (2043 K). Las intensidades luminosas pueden medirse mediante el efecto óptico, fotoeléctrico (p. 176) o fotoquímico. La fig. 183 muestra un fotómetro según el principio del efecto fotoeléctrico. Durante el efecto fotoquímico la transformación de sustancias químicas es provocada por la acción de luz. La velocidad de reacción y la intensidad luminosa son proporcionales. Las sustancias forman el material de la capa de las películas o placas fotográficas sobre las que se hace visible la intensidad luminosa en forma de contrastes claro-oscuro. Puede medirse de nuevo cuantitativamente con fotómetros óptico-eléctricos.

La medición de las intensidades luminosas incidentes y - después de atravesar un material - salientes o reflejadas por él proporciona según la ec. 91 y las ecs. 97-100 el coeficiente de absorción o de reflexión del material en cuestión.

Pueden determinarse todas las propiedades de campo con los principios descritos a temperatura variable, presión variable y para composiciones variables de las probetas, es decir en función de las magnitudes de estado.

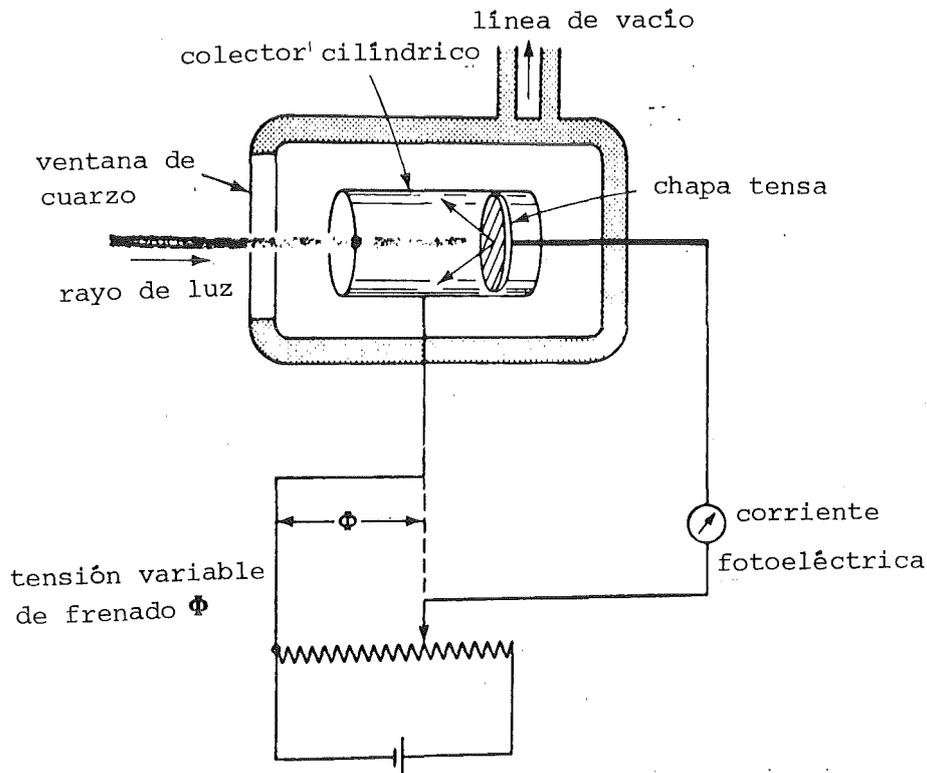


Fig. 183 Medición de la intensidad luminosa mediante el efecto fotoelétrico

5.8 Medición de las magnitudes mecánicas características

Para determinar magnitudes mecánicas características hay que producir tensiones en un material y medir los cambios de forma provocados por ellas. El método más conocido para determinar magnitudes características de materiales bajo esfuerzo de tracción es el ensayo de rotura. El principio del ensayo está representado esquemáticamente en la fig. 184a. Se carga una probeta del material con una fuerza continua y creciente. La tensión creada en ella puede determinarse a partir de la carga

aplicada - y medible - y de la sección transversal de la probeta. La dilatación puede medirse mecánica, óptica o eléctricamente. En la medición fina de la dilatación mecánica (aparato de medición fina de la dilatación de Martens-Spiegel, fig. 185) se fija un estribo (5) en la probeta (2) a través de un soporte (4), al cual está ligado un pie (1) mediante una articulación móvil (6) con un espejo (7). Un rayo procedente de una fuente luminosa (9) que incide en el espejo se desvía durante la dilatación de la probeta. La desviación se registra en forma ampliada - p.ej. en una escala de medida o en placas fotográficas (8) - y proporciona la dilatación perteneciente a la tensión presente (Δl).

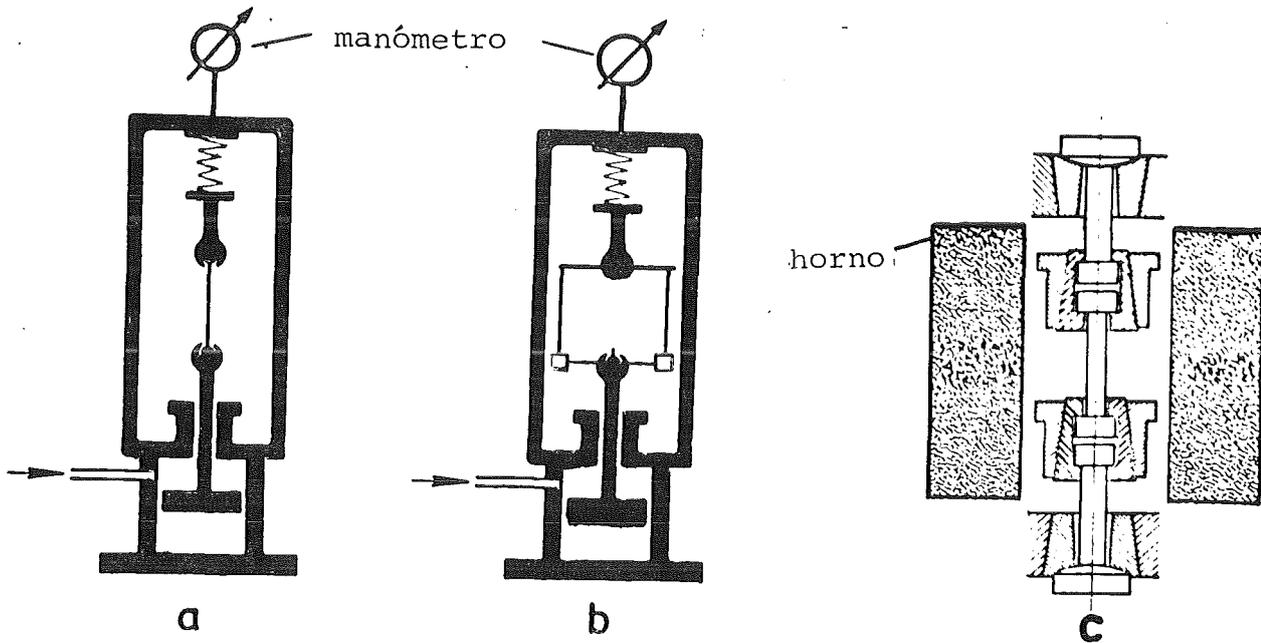


Fig. 184 Ensayo de rotura bajo carga de tracción (a, c) y de flexión (b) a temperatura ambiente (a, b) y temperatura elevada (c)

Las mediciones ópticas de la dilatación se basan en la medición de la distancia de marcas ópticamente visibles sobre la probeta mientras que los métodos eléctricos se basan en el empleo de bandas extensométricas. Las bandas extensométricas consisten en alambres envueltos que se pegan fijamente sobre las probetas.

El principio de la máquina de rotura no solamente se aplica a diferentes tipos de carga sino que también se lleva a cabo con cargas constantes o periódicamente oscilantes y proporciona entonces curvas de fluencia (fig. 108) y de Woehler (fig. 111). Las cargas oscilantes exigen un soporte especial de la probeta para la absorción "pulsante" de las cargas oscilantes.

Para la determinación del módulo de elasticidad además del ensayo de rotura existe el procedimiento de ultrasonidos. Se basa en la medición de la velocidad de los ultrasonidos dentro de un material. Mediante un emisor electrostrictivo de ultrasonidos (p.ej. cristal de cuarzo) se dirigen las ondas ultrasónicas dentro de un material las cuales son registradas mediante un receptor ultrasónico igualmente electrostrictivo (fig. 186). Como las ecs. 119 b, c contienen dos magnitudes elásticas características desconocidas (E, γ), es necesaria la medición de la velocidad de las ondas ultrasónicas longitudinales y transversales. La eliminación de las ondas longitudinales mediante cabezales ultrasónicos angulares (p. 305) no conduce al objetivo de la medición de las magnitudes elásticas características. La medición se simplifica puesto que por una parte según las ecs. 119 b, c la velocidad de las ondas ultrasónicas longitudinales es siempre mayor que la de las ondas transversales, de modo que - sobre todo en el caso de probetas largas - el receptor ultrasónico registra en primer lugar únicamente las ondas longitudinales. Por otra parte la ec. 119c se simplifica según:

$$v_{SL} \approx \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (137)$$

cuando se desprecia a los términos cuadráticos del coeficiente de Poisson lo que es admisible sobre todo para probetas finas. Midiendo el recorrido y el tiempo según el dispositivo de la fig. 186, en las probetas cuyas dimensiones transversales son pequeñas en comparación con la longitud, se obtiene la velocidad de las ondas sonoras y a través de ésta y de la densidad del material mediante la ec. 137 su módulo de elasticidad.

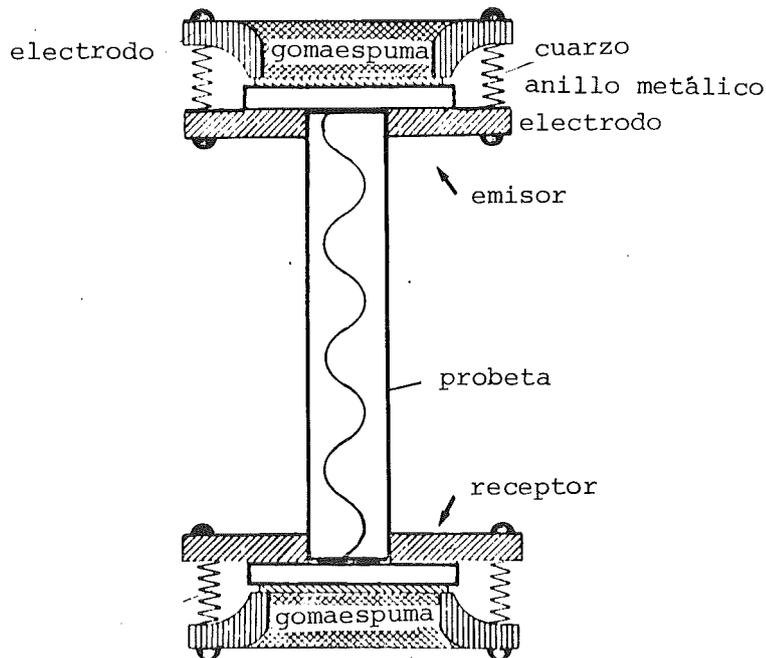


Fig. 186 Medición del módulo de elasticidad por ultrasonidos

La amortiguación para caracterizar la inelasticidad de un material puede determinarse registrando el ciclo de histéresis del diagrama de tensión-deformación. Como medida de la amortiguación se utiliza en este caso la superficie rayada en la fig. 101 del ciclo de histéresis.

Una medición directa de la amortiguación inelástica nos la proporciona el ensayo de torsión tal como está representado esquemáticamente en la fig. 187. En este caso se utiliza como medida de la amortiguación la relación entre dos amplitudes sucesivas ($\frac{a_1}{a_2}$ en la fig. 187).

La magnitud característica análoga a la amortiguación en el caso de deformación irreversible es la viscosidad. Su determinación experimental afecta exclusivamente al estado líquido de agregación midiéndose con exactitud en viscosímetros y para fines técnicos de fundición en el ensayo con espiral (v. p. 342).

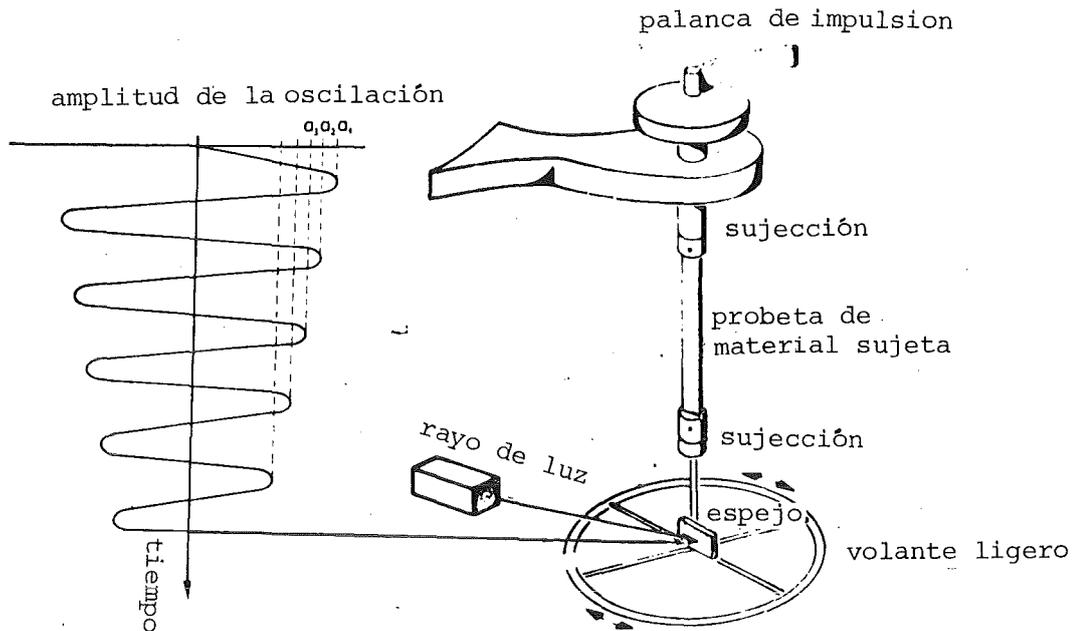


Fig. 187 Medición de la amortiguación en el ensayo de torsión

Además de estos métodos - exactos - para la medición de las magnitudes mecánicas características existen una serie de procedimientos de medición de magnitudes mecánicas características que tienen un interés especialmente técnico-práctico.

El ensayo de flexión por choque se realiza con probetas entalladas cuya forma y dimensiones están prescritas por normas - como p.ej. también en los ensayos de rotura (fig. 188). Las normas alemanas (DIN = Instituto alemán de normalización) e internacionales (p.ej. Euronorma, norma ISO) están publicadas por comisiones de normalización en hojas de normas y sirven para estandarizar el significado de indicaciones técnicas o para facilitar la comparación de calidades técnicas.

En la fig. 189 se ha representado el principio del examen ("aparato para ensayos de choque con péndulo") para el ensayo de flexión por choque. La fuerza que actúa sobre la probeta puede variarse antes del choque a través del peso y de la inclinación

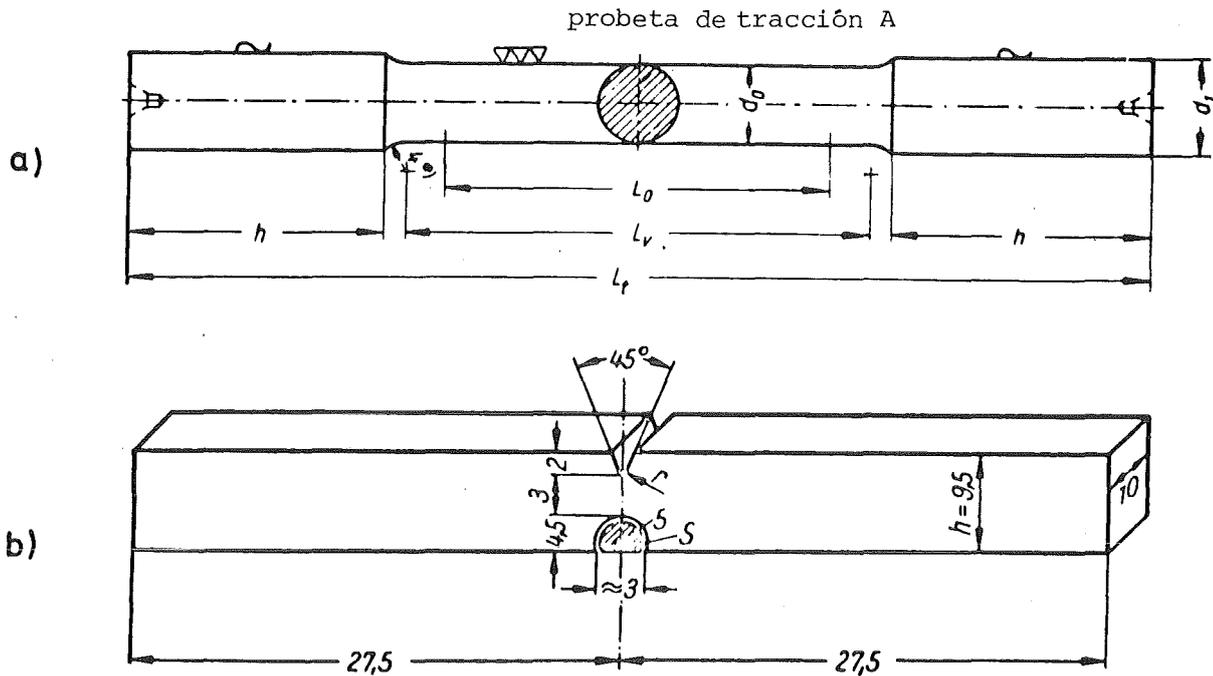


Fig. 188 Probeta normal de tracción (a) y de resiliencia (b) (DIN TAB 19; 56)

del martillo pendular. Se determina la resistencia al choque, esto es, el trabajo de choque necesario para romper la probeta por la sección transversal de la probeta en la entalla. El trabajo de choque puede determinarse a partir del peso y de las alturas del martillo pendular antes y después del choque. Las resistencias al choque proporcionan información sobre la tendencia de un material a la rotura frágil o dúctil.

Otra magnitud técnica-mecánica característica es la dureza. La dureza es la resistencia que opone un material a la penetración de un cuerpo de prueba o penetrador compuesto de un material más duro. El principio de la medición de la dureza consiste sencillamente en que los materiales son cargados de forma variable por dichos cuerpos de prueba (fig. 190).

Dejan deformaciones plásticas cuyas dimensiones referidas a la fuerza del ensayo proporcionan el valor de la dureza. Según la fuerza aplicada al ensayo se distingue entre

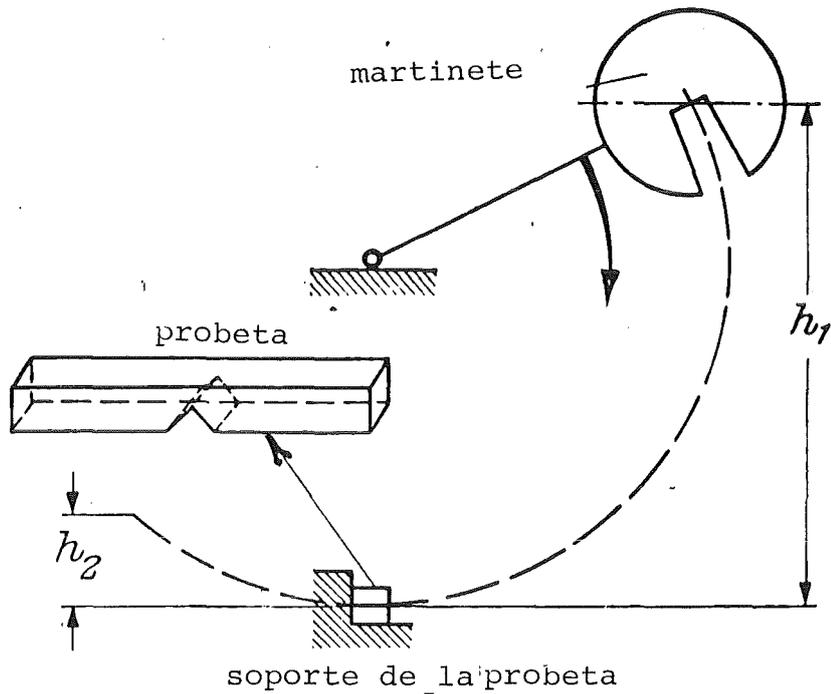


Fig. 189 Principio del aparato para ensayos de choque con péndulo para determinar la resistencia al choque

- medición de la macrodureza (> 200 p)
- medición de la microdureza (> 200 p).

La medición de la macrodureza se subdivide en una región de cargas pequeñas (200 - 3000 p) y en una región de cargas grandes (> 3000 p). - Dependiendo de la forma del penetrador se distingue

- la dureza Brinell (penetrador esférico, fig. 190a)
- la dureza Vickers (penetrador piramidal, fig. 190b)
- la dureza Rockwell (penetrador cónico, fig. 190c).

En el ensayo de la dureza pueden intervenir simultáneamente los tres estados posibles de la deformación mecánica, a saber

- deformaciones elásticas o inelásticas
- deformaciones plásticas o viscosas
- fenómenos de rotura.

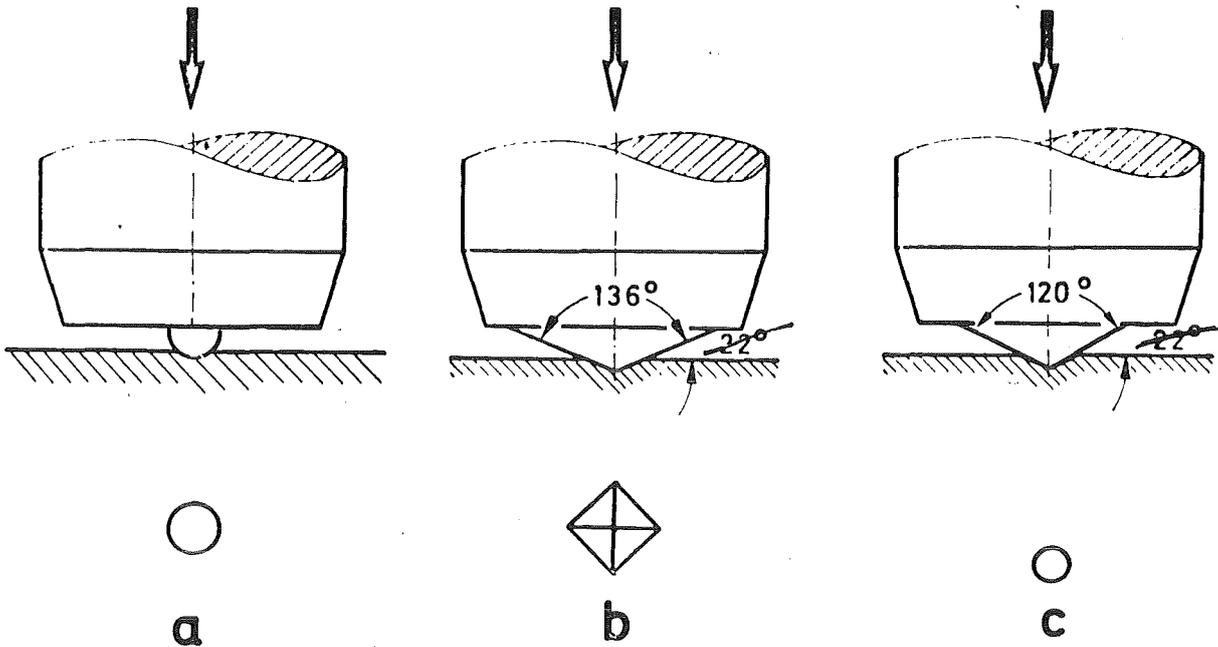


Fig. 190 Penetradores para el ensayo de la dureza según Brinell (a), Vickers (b) y Rockwell (c) con las formas de la huella

En la región de pequeñas cargas de ensayo la parte de la deformación elástica es relativamente elevada. Por esto la deformación plástica o viscosa - medible como huella - es menor que con cargas mayores de ensayo. A partir de esta variación de las fracciones de deformación elástica y plástica al aumentar la carga del ensayo resulta la dependencia de la carga en la medición de la microdureza. Por encima de una carga - específica para cada material - las posibilidades de deformación elástica son completamente nulas. Pero al mismo tiempo con esta carga puede intervenir una parte importante del fenómeno de rotura en el proceso de deformación, es decir pueden formarse grietas en la huella de la dureza, lo cual depende del material. - Según la carga, el penetrador y el material ensayado los valores de dureza proporcionan por consiguiente informaciones que son solo condicionalmente comparables y que pueden generalizarse solamente con limitaciones.

Aún menos generalizables son los resultados de las mediciones del desgaste y de la virutabilidad. Por desgaste mecánico se entiende la modificación no deseada de las superficies del

material por deformación y separación de pequeñas partículas debido a la fricción. En este proceso participan cinco "elementos básicos" (fig. 191) que permiten un gran número de combinaciones de condiciones del desgaste. Así p.ej. pueden aparecer sustancias intermedias y contrasustancias en todos los estados de agregación o puede variar el desarrollo del movimiento entre el deslizamiento, la rodadura, el empuje o la corriente. Por esto los ensayos de desgaste tienen que adaptarse al problema especial y sus resultados - como la pérdida de peso en función del tiempo - no pueden generalizarse.

La medición del desgaste está estrechamente relacionada con el estudio de la virutabilidad en el que el material y la herramienta intervienen a través de las condiciones de virutaje (velocidad del corte, temperatura etc.) en procesos plásticos y de rotura. La virutabilidad se caracteriza por la fuerza aplicada por cantidad de viruta y por el tipo de la viruta (viruta quebradiza, cortada, plástica) y no es tampoco ninguna magnitud a medir que se pueda definir con validez general.

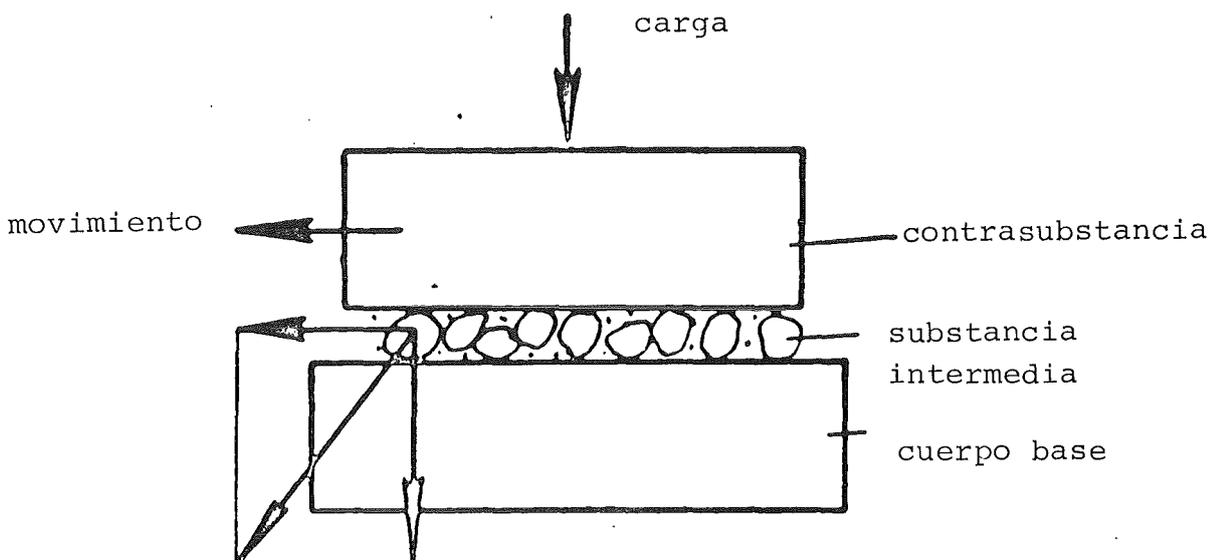


Fig. 191 Parámetros que influyen en las mediciones del desgaste

Finalmente todavía hay que mencionar una magnitud técnica-mecánica característica por la que se mide la viscosidad de materiales líquidos, su fundibilidad, por un método muy conveniente en la práctica. El material se vierte en un molde en forma de espiral (fig. 192) cuya sección transversal puede ser circular, semicircular o cuadrada.

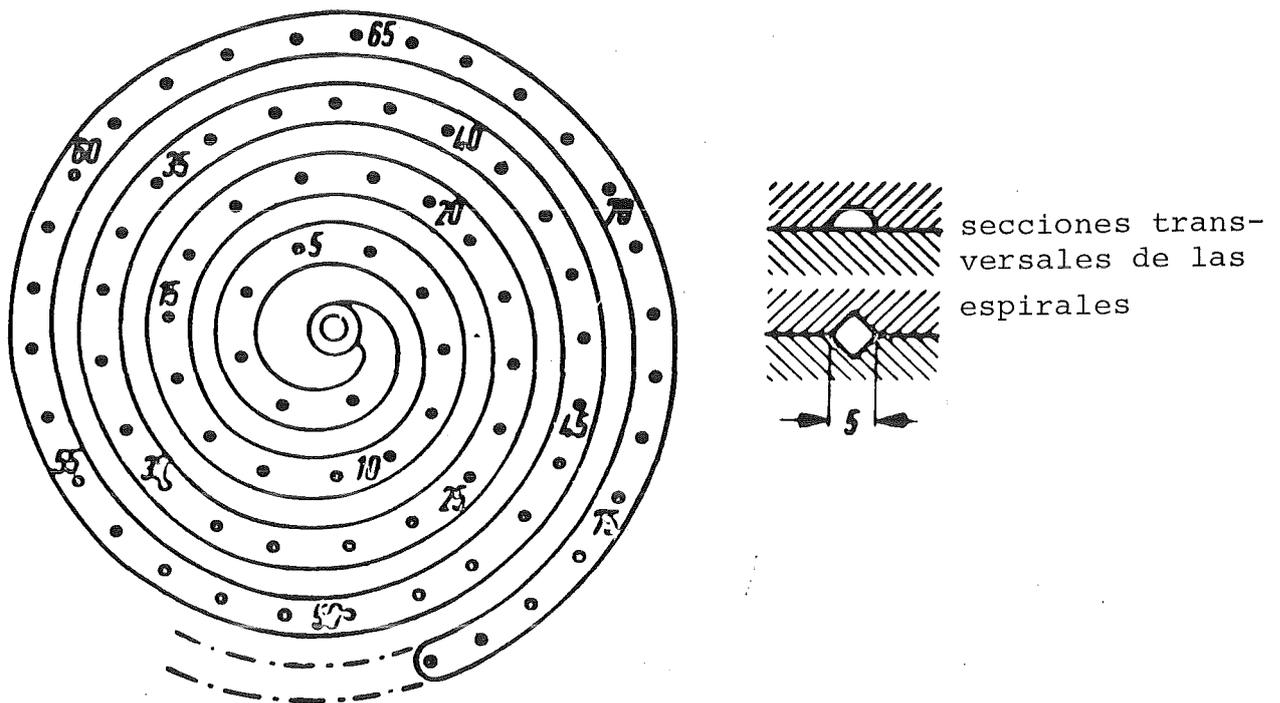


Fig. 192 Ensayo de espiral para el estudio de la fundibilidad

La espiral fundida es tanto más larga cuanto mejor es la fundibilidad del material líquido.

En todas las mediciones de magnitudes mecánicas características puede variarse la magnitud de estado temperatura o presión mediante los aparatos de ensayo - y la composición material a través de las probetas. En la fig. 184c se ha mostrado esquemáticamente como ejemplo la regulación de la temperatura, en un horno, donde las probetas pueden ser calentadas por inducción indirectamente o por el paso directo de la corriente.

La propiedad acústica interesante de un material es el grado de absorción del sonido. Según la ecuación 92 se obtiene a partir de mediciones de la intensidad acústica antes y después que las ondas sonoras atraviesen el material. Estas mediciones se hacen en el entorno del material en cuestión, es decir en el aire, y no en el mismo material. Por eso la densidad y la velocidad del sonido son iguales para ambas mediciones de la intensidad. Las intensidades acústicas se obtienen a partir de la presión de las ondas sonoras las cuales pueden medirse mediante micrófonos.

Fuentes y bibliografía en español/portugués

Fazano C.A.T.V., A Prática Metalográfica, Hemus Livraria Ltda., Sao Paulo 1980

Galvele J.R., Corrosión, Monografía en la Serie de la Organización de los Estados Americanos, Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico, Washington 1979

Fuentes y bibliografía en alemán

- Altenpohl D., Aluminium und Aluminiumlegierungen, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1965
- Amann E., Eine Einführung in die stoffkundlichen Elemente der Fertigungstechnik, Aluminium-Verlag GmbH, Düsseldorf 1972
- Autorenkollektiv, Grundlagen metallischer Werkstoffe, Korrosion und Korrosionsschutz, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1973
- Backe H., Werkstoffkunde für die Bauindustrie, VEB Verlag für Bauwesen, Berlin 1977
- Bargel H.J., Schulze G., Werkstoffkunde, Herman Schroedel Verlag KG, Hannover 1978
- Baumgartl E., Werkstoffkunde kurz und einprägsam, VEB-Fachbuchverlag Leipzig 1976
- Becker E., Michalzik G., Morgner W., Praktikum Werkstoffprüfung, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie Leipzig 1978
- Becker G.W., Meißner S., Oberst H., Thurn H., Elastische und viskose Eigenschaften von Werkstoffen, Beuth-Vertrieb, Berlin 1963
- Beckert M., Hartmann R., Nichtmetallische Werkstoffe allgemein verständlich, VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1976
- Beckert M., Klemm H., Handbuch der metallographischen Ätzverfahren, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976
- Berust R., Werkstoffe im wissenschaftlichen Gerätebau, Akademische Verlagsgesellschaft, Geest und Portig KG Leipzig 1975
- Beyer B., Werkstoffkunde NE-Metalle, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1971

- Bickel E., Die metallischen Werkstoffe des Maschinenbaues, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1964
- Blumenauer H., Werkstoffprüfung, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976
- Blumenauer H., Pusch G., Bruchmechanik, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1973
- Böhm H., Einführung in die Metallkunde, Hochschultaschenbücherverlag-Bibliographisches Institut, Mannheim 1968
- Boll R., Weichmagnetische Werkstoffe, Eigenverlag, Vacuum-schmelze, Hanau 1977
- Borchers H., Metallkunde, Walter de Gruyter Verlag, Berlin 1963/1964/1972
- Brandenberger E., Grundriß der Allgemeinen Metallkunde, Ernst Reinhardt Verlag, München-Basel 1952
- Brinkmann C., Die Isolierstoffe der Elektrotechnik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1976
- Buhtz O. und Autorenkollektiv, Grundlagen der Metallurgie, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1975
- Bunter W., Hansen J., Faserverbundwerkstoffe, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1980
- Chandler M., Keramische Werkstoffe, Deutsche Verlagsanstalt GmbH, Stuttgart 1971
- Chemikerausschuß, Analyse der Metalle, Bd. I-III, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1961, 1975
- Dehlinger V., Theoretische Metallkunde, Springer-Verlag, Berlin 1955
- Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, Atlas der Warmformgebungseigenschaften DGM-Eigenverlag, Oberursel 1978

Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, Verbundwerkstoffe
Berichtsbandreihe DGM-Eigenverlag, Oberursel 1970, 1972,
1974, 1976, 1980

Dies K., Kupfer und Kupferlegierungen in der Technik,
Springer-Verlag, Berlin 1967

Domke W., Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung, Verlag
W. Girardet, Essen 1975

Dorn F., Physik, Hermann Schroedel Verlag KG, Berlin 1970

Dürrer N., Volkert G., Metallurgie der Ferrolegierungen,
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1972

Eckstein H.J., Werkstoffkunde Stahl und Eisen, VEB Deutscher
Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1971

Eckstein H.J., Wärmebehandlung von Stahl, VEB Deutscher Ver-
lag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1970

Eckstein H.J. und Autorenkollektiv, Technologie der Wärme-
behandlung von Stahl, VEB Deutscher Verlag für Grundstoff-
industrie, Leipzig 1976

Eisenkolb F., Einführung in die Werkstoffkunde, VEB Verlag
Technik, Berlin 1957-1961

Eisenkolb F., Thümmler F., Fortschritte der Pulvermetallurgie,
Akademie-Verlag, Berlin 1963

Espe W., Werkstoffe der Hochvakuumtechnik, VEB Deutscher Ver-
lag der Wissenschaften, Berlin 1962

Evans R.C., Heitz E., Einführung in die Korrosion der Metalle,
Verlag Chemie, Weinheim 1965

Feldtkeller E., Dielektrische und magnetische Materialeigen-
schaften, Mannheim 1973

Finkelburg W., Einführung in die Atomphysik, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956

Freund H., Handbuch der Mikroskopie in der Technik, Umschau-Verlag, Frankfurt 1968

Gebhardt E., Thümmler F., Seghezzi H.D., Reaktorwerkstoffe, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1964

Glocker R., Anderko K., Gerold V., Kolb K., Macherauch E., Steeb S., Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1970

GMELIN Handbuch der anorganischen Chemie Bd. 1-71, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1817-1980

Gocht W., Handbuch der Metallmärkte, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York

Guillery P., Hezel R., Reppich B., Werkstoffkunde für Elektroingenieure, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1970

Guy G., Petzow G., Metallkunde für Ingenieure, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main 1970

Haase R., Thermodynamik der Mischphasen, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956

Haase T., Keramik, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1974

Haasen P., Physikalische Metallkunde, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1974

Hadamovsky H.F., Halbleiterwerkstoffe, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1972

Hahn L., Munke I., Gätke J., Schubert E., Werkstoffe für die Elektrotechnik und Elektronik, VEB Verlag Technik, Berlin 1976

Hanke E., Prüfung metallischer Werkstoffe, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1960

Hansen J., Beiner F., Heterogene Gleichgewichte, W. de Gruyter Verlag, Berlin-New York 1979

Halla F., Kristallchemie und Kristallphysik metallischer Werkstoffe, Barth-Verlag, Leipzig 1957

Harders F., Kienow S., Feuerfestkunde, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1960

Hauffe K., Reaktionen in und an festen Stoffen, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1966

Haupt P., Viscoelastizität und Plastizität, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1977

Hecht A., Elektrokeramik, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1976

Heck C., Magnetische Werkstoffe und ihre Anwendung, Dr. A. Hüthig-Verlag, Heidelberg 1975

Heckel K., Einführung in die technische Anwendung der Bruchmechanik, Carl Hanser Verlag, München 1970

Heptner H., Stroppe H., Magnetische und magnetinduktive Werkstoffprüfung. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1972

Hoffmann J., Buch L., Langer F., Maier P., Muche K., Technologie der Feinkeramik, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1974

Hofmann W., Blei und Bleilegierungen - Metallkunde und Technologie, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1962

Holzmüller W., Altenburg K., Physik der Kunststoffe,
Akademie-Verlag, Berlin 1961

Hornbogen E., Werkstoffe, Springer-Verlag, Berlin-Heidel-
berg-New York 1973

Hornbogen E., Warlimont E., Metallkunde - eine kurze Ein-
führung in den Aufbau und die Eigenschaften von Metallen
und Legierungen, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New
York 1967

Houdremont E., Handbuch der Sonderstahlkunde, Springer-
Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1964

Houwink R., Staverman J., Chemie und Technologie der
Kunststoffe, Akademische Verlagsgesellschaft Geest und
Portig, Leipzig 1962

Ilschner B., Hochtemperaturplastizität, Warmfestigkeit
und Warmverformbarkeit metallischer und nichtmetallischer
Werkstoffe, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York
1973

Kaesche H., Die Korrosion der Metalle, Springer-Verlag,
Berlin-Göttingen-Heidelberg 1966

Kalke H., Rullmann G., Werner K., Baustähle der Welt, VEB
Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1972

Kauczor E., Metall unter dem Mikroskop, Springer-Verlag,
Berlin-Heidelberg-New York 1974

Keil A., Werkstoffe für elektrische Kontakte, Springer-
Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1960

Kieffer R., Benesovsky H., Hartstoffe, Springer-Verlag,
Wien 1963

Kieffer R., Benesovsky H., Hartmetalle, Springer-Verlag,
Wien 1965

- Kieffer R., Braun H., Vanadium - Niob - Tantal, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1963
- Kieffer R., Hotop W., Pulvermetallurgie und Sinterwerkstoffe, Springer-Verlag, Berlin 1948
- Kieffer R., Jangg G., Ettmayer P., Sondermetalle, Springer-Verlag, Wien-New York 1971
- Kienzle O., Mechanische Umformtechnik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York
- Kleber W., Einführung in die Kristallographie, VEB Verlag Technik, Berlin 1977
- Kneller E., Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin 1962
- Kolb K. und W., Röntgen- und Gammaprüfung, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1970
- Kopecky A., Schamschula R., Mechanische Technologie, Springer-Verlag, Wien 1961
- Kortüm G., Einführung in die chemische Thermodynamik, Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße 1960
- Krautkrämer J. und H., Werkstoffprüfung mit Ultraschall, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1961
- Krist T., Leichtmetalle, Vogel-Verlag, Würzburg 1969
- Kubaschewski O., Evans E.L., Metallurgische Thermochemie, VEB Verlag Technik, Berlin 1969
- Kühne K., Werkstoff Glas, Akademie Verlag, Berlin 1976
- Kummerer K, Werkstoffe der Kerntechnik, G. Braun GmbH, Karlsruhe 1980
- Kurz W., Sahn P.R., Gerichtet erstarrte eutektische Werkstoffe, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1975

- Laeis W., Einführung in die Werkstoffkunde der Kunststoffe, Carl Hanser Verlag, München 1972
- Lange K., Umformtechnik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1972
- Langendorf G., Schuster E., Wagenführ R., Rohholz, VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1976
- Laska R., Felsch C., Werkstoffkunde für Ingenieure., F. Vieweg und Sohn, Braunschweig-Wiesbaden 1981
- Lehmann H., Werkstoffprüfung, R. Oldenburg-Verlag, München 1967
- Leonhardt W., Kiesler A., Müller H., Neubert K., Reisner H., Rumberg D., Schmutterer H., Erzeugung von Roheisen, Stahl und Ferrolegierungen, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976
- Lintner K., Schmid E., Werkstoffe des Reaktorbaus, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1962
- Lüpfert H., Metallische Werkstoffkunde, C.F. Wintersche Verlagsbuchhandlung, Prien 1966
- Macherauch E., Praktikum in Werkstoffkunde, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1981
- Malzew M.W., Röntgenographie der Metalle, VEB Verlag Technik, Berlin 1955
- Mann D.R., Glas, Email, Keramik, Säurebau, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie 1974
- Masing G., Lehrbuch der allgemeinen Metallkunde, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950
- Masing G., Grundlagen der Metallkunde in anschaulicher Darstellung, Springer-Verlag, Berlin 1955

- Matting A., Metallkleben, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1969
- Menges G., Werkstoffkunde der Kunststoffe, Walter de Gruyter-Verlag, Berlin 1970
- Merkel K., Thomas K.H., Technische Stoffe, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1976
- Meyer K., Physikalisch-chemische Kristallographie, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1977
- Meysenburg C.M., Kunststoffkunde für Ingenieure, Carl Hanser Verlag, München 1965
- Mott B.W., Die Mikrohärteprüfung, Berliner Union, Stuttgart 1957
- Müller E.A.W., Handbuch der zerstörungsfreien Materialprüfung, R. Oldenburg-Verlag, München 1963
- Müller K., Lehrbuch der Metallkorrosion, Eugen G. Leuze-Verlag, Saulgau 1975
- Müller S., Reinbold H., Geschke D., Seifert H., Stähle und ihre Wärmebehandlung, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig
- Münch W.v., Werkstoffe der Elektrotechnik, B.G. Teubner, Stuttgart 1978
- Neff H., Grundlagen und Anwendung der Röntgenfeinstrukturanalyse, R. Oldenburg-Verlag, München 1962
- Neumann H. und Autorenkollektiv, ABC-Umformtechnik Metall, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1972
- Nitsche R., Wolf K., Kunststoffprüfung, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1961

Nitzsche K., Werkstoffprüfung von Metallen, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1963

Nitzsche K., Schichtmeßtechnik, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1974

Ohmann H., Allgemeine und praktische Metallkunde, VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1955

Ondracek G., Werkstoffkunde - Leitfaden für Studium und Praxis, expert und VDE-Verlag, Grafenau /Berlin 1979

Opitz H., Allgemeine Werkstoffkunde für Ingenieurschulen, VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1973

Orthmann H.J., Mair H.J., Die Prüfung thermoplastischer Kunststoffe, Carl Hanser Verlag, München 1971

Pauling L., Die Natur der chemischen Bindung, Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße 1968

Pawlek F., Magnetische Werkstoffe, Springer-Verlag, Berlin 1952

Petzow G., Back J., Mager T., Metallographisches Ätzen, Gebr. Bornträger Verlag, Berlin-Stuttgart 1976

Piatti L., Werkstoffe der chemischen Technik, Verlag H.R. Sauerländer und Co., Aarau und Frankfurt am Main 1955

Pogodin G.J., Geller J.U., Rachstadt A., Metallkunde, VEB Verlag Technik, Berlin 1956

Racho R., Krause K., Werkstoffe der Elektrotechnik, VEB Verlag Technik, Berlin 1968

Racho R., Krause K., Spezielle Werkstoffe der Elektronik, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie 1976

- Rätzsch M., Arnold M., Hochpolymere und ihre Herstellung, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1973
- Ramdohr P., Strunz H., Lehrbuch der Mineralogie, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart 1967
- Rapatz F., Die Edelstähle, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1962
- Rau G., Metallische Verbundwerkstoffe, Werkstofftechnische Verlagsgesellschaft Karlsruhe 1978
- Reichel W., Conrad D., Beton, VEB Verlag für das Bauwesen, Berlin 1976
- Reinboth H., Technologie und Anwendung magnetischer Werkstoffe, VEB Verlag Technik, Berlin 1970
- Remo D., Schubert K., Münker R., Zink E., Wild F., Lindner K., Werkstoffe und Werkstoffprüfung für die lederverarbeitende Industrie, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1976
- Riebensahm P., Schmidt P., Prüfung metallischer Werkstoffe, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1974
- Röbert S., Silikat-Beton, VEB Verlag für das Bauwesen, Berlin 1970
- Röwer W., Werkstoffe der Fernmeldetechnik, Fachbuchverlag, Leipzig 1956
- Rohrbach C., Werkstoffe, Colloquium, Verlag, Berlin 1972
- Ruge J., Technologie der Werkstoffe, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1972
- Ruge J., Handbuch der Schweißtechnik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York
- Runge F., Einführung in die Chemie und Technologie der Kunststoffe, Akademie-Verlag, Berlin 1963

Saechtling H., Zebrowksi W., Kunststoff-Taschenbuch, Hanser-Verlag, München 1967

Salmang H., Scholze H., Die physikalischen und chemischen Grundlagen der Keramik, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1968

Saltykov S.A., Stereometrische Metallographie, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1974

Sawiski E.M., Perspektiven der Metallforschung, Akademie-Verlag, Berlin 1977

Scharf E., Steffen S., Umlauff G., Sutor W., Grundlagen metallischer Werkstoffe, Korrosion und Korrosionsschutz, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976

Schatt W., Einführung in die Werkstoffwissenschaft, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1981

Schatt W., Werkstoffe des Maschinen-, Anlagen- und Apparatebaues, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1974

Schatt W., Pulvermetallurgie, Sinter- und Verbundwerkstoffe, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1979

Scheibe H., Schimmel W. und Autorenkollektiv, Werkstoffe der Kerntechnik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1963

Schimmel A., Die Nichteisenmetalle, Wilhelm Knapp Verlag, Halle 1954

Schimpke P., Kurzgefaßte Werkstoffkunde, S. Hirzel Verlag Leipzig 1948

Schimpke P., Schropp H., Technologie der Maschinenbaustoffe, S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1965

Schlenker B.R., Einführung in die strukturorientierte Werkstoffkunde, R. Oldenburg Verlag, München-Wien 1975

Schlichting J., Elssner G., Grunthaler K.H., Günther W., Kehr D., Niederstadt G., Sahm P.R., Stöckel D., Verbundwerkstoffe, Lexika-Verlag 1978

Schmidt H. u.a., Werkstoffe aus Holz, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1976

Schmiedel H., Schiefer H., Hochpolymere und ihre Prüfung, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1972

Scholze H., Glas - Natur, Struktur und Eigenschaften, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1977

Schott G. und Autorenkollektiv, Werkstoffermüdung, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976

Schottky H., Die metallographischen Prüfverfahren und ihre Anwendung, Georg Westermann Verlag, Braunschweig 1953

Schreiner H., Pulvermetallurgie elektrischer Kontakte, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1964

Schreiter W., Seltene Metalle, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1963

Schulz W., Dielektrische und magnetische Eigenschaften der Werkstoffe, Friedrich Vieweg und Sohn, Braunschweig 1970

Schulze G.E.R., Entwicklung der Metallphysik, Akademie-Verlag, Berlin 1977

Schulze W., Reichel W., Der Baustoff Beton, VEB Verlag für das Bauwesen, Berlin 1973/1975

Schumann H., Metallographie, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976

Schwarz H., Schlegel H., Metallkleben und glasfaserverstärkte Plaste in der Technik, VEB Verlag Technik, Berlin 1977

Sczimarowski K., Zerstörende und zerstörungsfreie Metallprüfung - Gefügeprüfung metallischer Werkstoffe, ASDIA-Verlag für Studienunterlagen, Kapellen 1970

Sczimarowski K., Agst U., Grundbegriffe der Metallkunde, ASDIA-Verlag für Studienunterlagen, Kapellen 1970

Sczimarowski K., Holec G., Grundlagen der Korrosion - Korrosionsprüfung und Korrosionsschutz, ASDIA-Verlag für Studienunterlagen, Kapellen 1972

Seith W., Diffusion in Metallen, Springer-Verlag, Berlin 1955

Selden P.H., Glasfaserverstärkte Kunststoffe, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1967

Siebel E., Handbuch der Werkstoffprüfung, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1958

Smirnow A.A., Metallphysik, Akademie-Verlag, Berlin 1974

Spauszus S., Werkstoffkunde Glas, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1974

Spauszus S., Schnapp D., Glas allgemein verständlich, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1977

Steffen S., Scharf E., Reinhold H., Geschke D., Seifert H., Stähle und ihre Wärmebehandlung, Werkstoffprüfung, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976

Stöckel D., Werkstoffe für elektrische Kontakte, expert-Verlag, Grafenau 1980

Stüdemann H., Werkstoffkunde, Carl Hanser Verlag, München 1970

Stüwe H.P., Einführung in die Werkstoffkunde, Hochschultaschenbücherverlag-Bibliographisches Institut, Mannheim 1968

Tiedemann W., Werkstoffe für die Elektrotechnik, VEB Verlag Technik, Berlin 1961

Tödt F., Korrosion und Korrosionsschutz, W. de Gruyter Verlag, Berlin 1961

Troost A., Einführung in die allgemeine Werkstoffkunde metallischer Werkstoffe, Wissenschaftsverlag-Bibliographisches Institut Mannheim-Wien-Zürich 1980

Uhlig H.H., Korrosion und Korrosionsschutz, Akademie-Verlag, Berlin 1975

Vladimirov V.I., Einführung in die physikalische Theorie der Plastizität und Festigkeit, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976

Vogel R., Die heterogenen Gleichgewichte, Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig, Leipzig 1959

Vogel R., Einführung in die Metallurgie, Musterschmidt-Verlag, Göttingen 1955

Volk K.E., Nickel und Nickellegierungen, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1970

Walter F., Prüftechnik in der Holzindustrie, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1977

Wassermann G., Praktikum der Metallkunde und Werkstoffprüfung, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1965

Weißbach W., Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1972

Weißbach W., Bleyer U, Bosse M., Aufgabensammlung - Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung, F. Vieweg und Sohn, Braunschweig-Wiesbaden

Wellinger K., Gimmel P., Bodenstein M., Werkstofftabellen der Metalle, Kröner-Verlag, Stuttgart 1972

Wellinger K., Gimmel P., Uebing D., Werkstoffprüfung der Metalle, Kröner-Verlag, Stuttgart 1960

Werner K., Arbeitsstähle der Welt, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1973

Wiegand H., Werkstoff - Konstruktion - Fertigung, Taschen-
texte zur Werkstoffkunde, Verlag Chemie, Weinheim 1977/1978

Wijn H. P.J., Dullenkopf P., Werkstoffe der Elektrotechnik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1967

Wosnizok W., Werkstoffe kurz und übersichtlich, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie 1977

Zeerleder W. von, Technologie der Leichtmetalle, Rascher-Verlag, Zürich

Zimmermann E., Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung, Fach-
buchverlag, Leipzig 1949

Zimmermann R., Günther K., Metallurgie und Werkstofftechnik -
ein Wissenspeicher, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie,
Leipzig 1975

Zschötge S., Kleine Werkstoffkunde der Nichteisenmetalle,
Deutscher Verlag für Schweißtechnik, Düsseldorf 1967

PARTE II:

Ciencia general de los materiales -
capítulos selectos:

Comportamiento a la deformación y a la fractura
de los materiales metálicos

O. Vöhringer
(Traducción U. Röser)

1. Introducción

Los materiales técnicos son aquellos productos que después de elaborados y mecanizados llegan a tener estados que permiten cumplir determinadas funciones. Una descripción de estos materiales, sus estados y también su comportamiento, p.ej. a la deformación y a la rotura, puede hacerse a partir de diferentes consideraciones. La consideración macroscópica, que es la primera, recurre a ciertas características mecánicas como p.ej. la dureza, el límite elástico aparente, la resistencia, el alargamiento a la rotura, la tenacidad de fractura. Pero no basta para una caracterización completa del material bajo una sollicitación. Se necesitan otras indicaciones, más diferenciadas que resultan de consideraciones microscópicas y submicroscópicas. Estas proporcionan en la región microscópica mediante métodos ópticos, o en la región submicroscópica mediante métodos radiográficos u ópticos-electrónicos conocimientos de la constitución de la microestructura y de sus componentes. Solamente la combinación de las tres consideraciones permite la descripción completa del estado del material y de su comportamiento frente a sollicitaciones.

El ejemplo del acero de calidad C 15, es decir de un acero no aleado con aproximadamente 0,15 % en peso de carbono puede servir para formarse una idea de las tres consideraciones mencionadas (ver fig. 1.1). A partir de un C 15 disponible como semiproducto se sacan dos probetas planas A y B y se las someten a un recocido de 1 hora a 900 °C. La probeta A se enfría lentamente en el horno hasta la temperatura ambiente. En cambio, la probeta B se enfría muy rápidamente desde 900 °C en agua de 20 °C. Como se sabe, los estados obtenidos por estos tratamientos se distinguen macroscópicamente por ejemplo en cuanto a la dureza, el límite elástico de 0,2 y la resistencia a la tracción que en el estado A están considerablemente menores que en el estado B. El estudio con el microscopio óptico de una probeta metalográfica proporciona para la probeta A una microestructura en el estado de

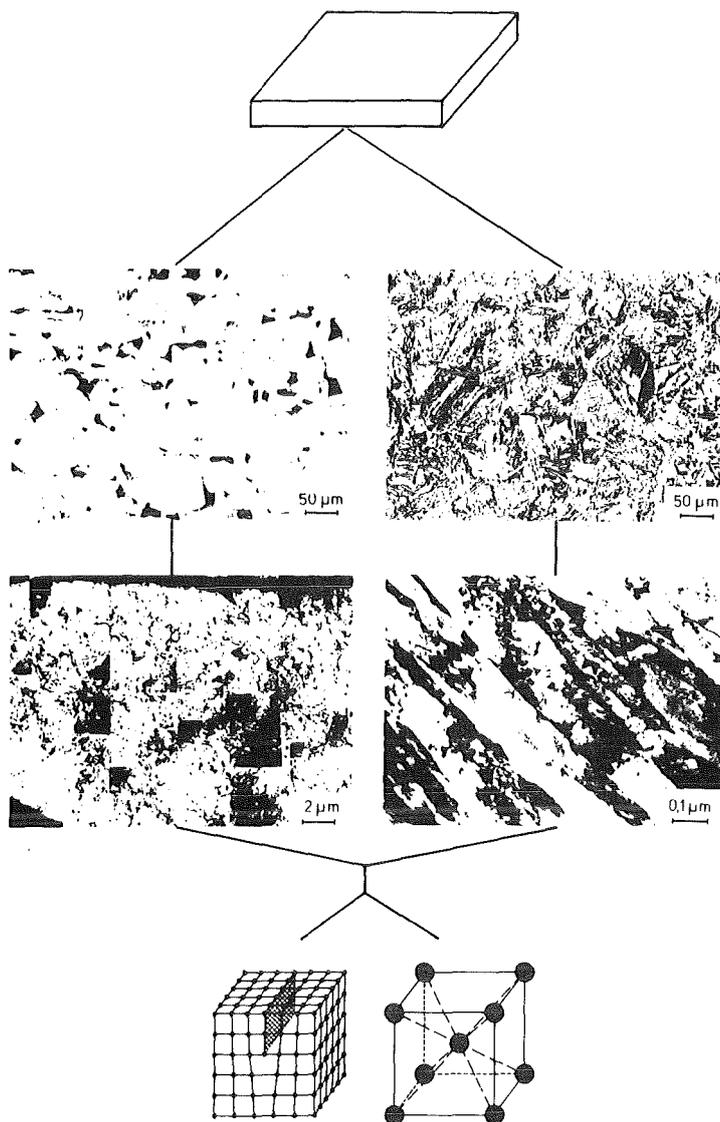


fig. 1.1: Aspecto macroscópico, microscópico y sub-microscópico de un acero no aleado (C 15) en el estado normalizado y templado

equilibrio compuesta de ferrita y perlita (ver fig. 1.1 a la izquierda). La ferrita es la fase α del hierro. En cambio, la perlita es bifásica y se compone de hierro α y de carburo de hierro Fe_3C laminar. Ambas fases están separadas por límites de fase, y los granos de ferrita están separados entre ellos por bordes de grano. El estado B de la probeta tiene una microestructura en desequilibrio.

Tiene una forma de listones dentro de paquetes y se llama martensita (ver fig. 1.1 a la derecha). La transmisión por microscópio electrónico de hojas finas muestra en el estado A dentro de un grano de ferrita relativamente pocas perturbaciones, pero en el estado B gran número de perturbaciones lineales, las llamadas dislocaciones. Cuando se extrae de un grano de ferrita una región y se la imagina relativamente fuertemente ampliada, los átomos aparecen dispuestos de modo regular geométricamente, en la llamada red cristalina. Cuando las posiciones del centro de gravedad de los átomos se representan por puntos y se unen estos por líneas, podría existir la situación representada en la fig. 1.1 a la izquierda abajo. La región seleccionada se compone de varios planos cristalinos ocupados por átomos, uno de los cuales se termina en el centro (ver plano rayado). Este último forma allí una perturbación lineal, llamada dislocación en cuña.

Imaginándose que una región relativamente poco perturbada se amplie aún más, se pudiera reconocer la unidad de volumen más pequeña de la red cristalina ferrítica representada en la fig. 1.1 a la derecha abajo, la llamada celda elemental de la red cristalina cúbica centrada en el cuerpo. En ella están repartidos los átomos de hierro sobre las posiciones reticulares simbolizadas por esferas. Pero en el acero C15 los pocos átomos de manganeso y de silicio allí presentes, los llamados átomos de sustitución, ocuparán posiciones reticulares regulares en vez de átomos de hierro. Además, átomos de carbono "disueltos", siendo átomos relativamente pequeños (llamados átomos intersticiales) pueden ocupar posiciones vacantes en los bordes de cubos y los centros de superficies de cubos. El hierro α posee solamente pocos átomos de martensita, pero marcadamente muchos de estos átomos intersticiales. Las diferencias observadas entre la microestructura de equilibrio y la de desequilibrio son por consiguiente esencialmente debidas a diferentes densidades de perturbaciones de red como por ejemplo las dislocaciones y los átomos intersticiales disueltos.

Un resultado esencial de esta experiencia imaginaria es que el estado del material y sus propiedades están determinados por la constitución atómica de la microestructura y por las perturbaciones de red presentes en ella. Se habla de características sensibles estructuralmente. Para facilitar la comprensión de los materiales se necesita conocer los principios a los cuales están sujetos.

Después de una introducción al comportamiento a la deformación elástica, se considerarán en lo siguiente los aspectos fenomenológicos y cristalográficos de la deformación plástica. Se describirán en detalle los momentos esenciales de la deformación plástica, las dislocaciones, y sus interacciones con las perturbaciones de red. La acción conjunta de la microestructura y del comportamiento a la deformación se explicará con el ejemplo de los aceros. Para terminar, trataremos del comportamiento a la rotura bajo el aspecto de los mecanismos de rotura y de la mecánica de rotura. Todos los capítulos se terminan por una serie de tareas útiles para profundizar los conocimientos adquiridos durante el curso.

2. Comportamiento a la deformación elástica

Después de una carga y una descarga, las sollicitaciones elásticas no tienen por resultado un cambio de las dimensiones. Por consiguiente, las deformaciones elásticas son deformaciones completamente reversibles.

2.1 Sollicitación normal uniáxica de los materiales quasi isótropos

Hipótesis: esfuerzo de tracción libre de momentos con fuerza $F < F_{eS}$ = fuerza en el límite elástico aparente

Según la fig. 2.1, las dimensiones iniciales de la barra de ensayos de tracción paralepipédica x_0, y_0, z_0 . Las dimensiones bajo la acción de la fuerza F están dadas por x, y, z , donde $x < x_0, y < y_0, z < z_0$. Aparecen pues reducciones de las dimensiones transversales y alargamiento de las dimensiones longitudinales. Para las áreas de la sección se escribe:

$$S_0 = x_0, y_0$$

y

$$S = xy$$

así como

$$S < S_0$$

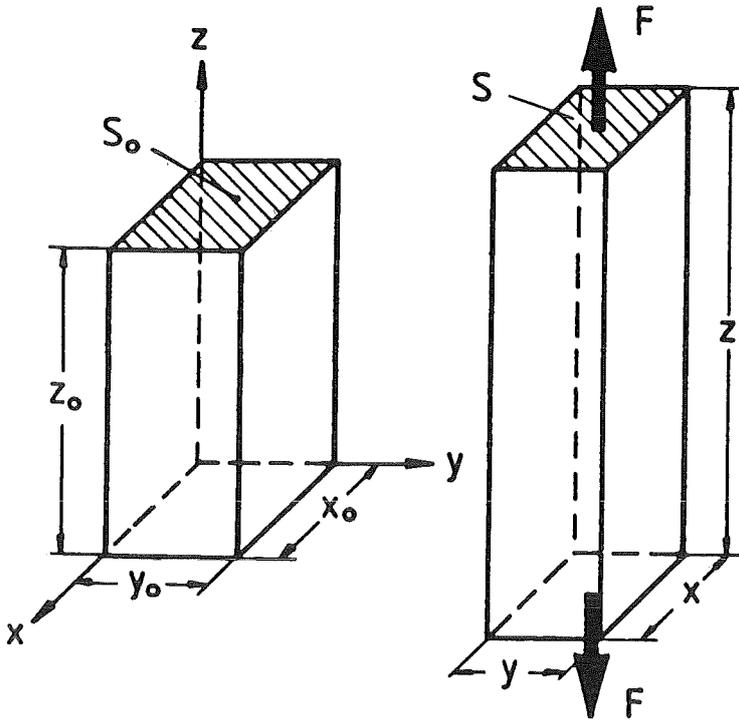


fig. 2.1: Dimensiones de una probeta no cargada y de una probeta sometida al esfuerzo de tracción F en la dirección longitudinal z .

Definiciones:

deformación elástica longitudinal $\epsilon_{e,zz} = \frac{z-z_0}{z_0}$, (1a)

deformaciones elásticas transversales $\epsilon_{e,xx} = \frac{x-x_0}{x_0}$, (1b)

y $\epsilon_{e,yy} = \frac{y-y_0}{y_0}$, (1c)

así como

tensión eficaz nominal $\sigma_{n,zz} = \frac{F}{S_0}$ (2)

y tensión eficaz real $\sigma_{zz} = \frac{F}{S}$ (3)

Existen las relaciones siguientes (ley de Hook):

$$\sigma_{zz} = E \epsilon_{e,zz} \quad (4)$$

o para objetivos de ingeniería

$$\sigma_{n,zz} = E \epsilon_{e,zz} \quad (5)$$

siendo E = módulo de elasticidad. Además, con ν como índice de contracción tenemos:

$$\sigma_{zz} = -\frac{E}{\nu} \epsilon_{e,xx} = -\frac{E}{\nu} \epsilon_{e,yy} \quad (6)$$

Como estudiamos solamente tensiones normales en la dirección z , escribiremos en lo que sigue solamente σ en vez de σ_{zz} . Además, como se trata únicamente de deformaciones elásticas, suprimiremos el índice e en los datos de deformación. Tenemos por consiguiente $\epsilon_{e,xx} = \epsilon_{xx}$, $\epsilon_{e,yy} = \epsilon_{yy}$ y $\epsilon_{e,zz} = \epsilon_{zz}$.

A partir de las ecuaciones (4) y (6) obtenemos el índice de contracción transversal

$$\nu = -\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} = -\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} \quad (7)$$

Está dado por la relación entre la deformación transversal y la deformación longitudinal.

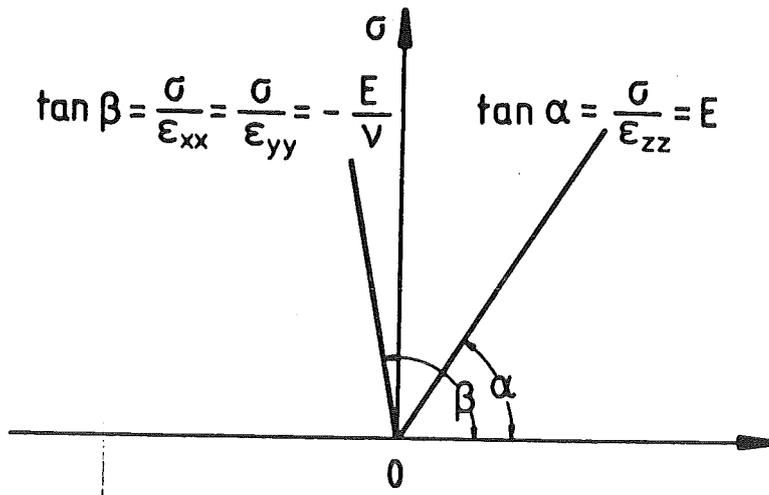
E y ν se llaman constantes elásticas. Su importancia resulta claramente de la representación esquemática en el diagrama σ, ϵ de la fig. 2.

$$\text{Se tiene } \tan \alpha = \sigma / \epsilon_{zz} = E$$

y

$$\begin{aligned} \tan \beta &= \sigma / \epsilon_{xx} = \sigma / \epsilon_{yy} \\ &= -E / \nu \end{aligned}$$

Bajo la acción de la fuerza F se produce una reducción de la sección de



deformaciones elásticas $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}$

fig. 2.2: Relaciones de σ, ϵ en la dirección longitudinal z, y en las direcciones transversales x e y .

$$\begin{aligned}
 \Delta S &= S - S_0 \\
 &= xy - x_0 y_0 \\
 &= x_0 (1 + \epsilon_{xx}) y_0 (1 + \epsilon_{yy}) - x_0 y_0 \\
 &= x_0 (1 - \nu \epsilon_{zz}) y_0 (1 - \nu \epsilon_{zz}) - x_0 y_0 \\
 &= x_0 y_0 \{ (1 - \nu \epsilon_{zz})^2 - 1 \} \\
 &= x_0 y_0 \{ -2 \nu \epsilon_{zz} + \nu^2 \epsilon_{zz}^2 \}
 \end{aligned}$$

Despreciando el término de 2^o orden tenemos aproximadamente:

$$\Delta S \approx - x_0 y_0 \cdot 2 \nu \epsilon_{zz} \tag{8}$$

Para el cambio de volumen se escribe:

$$\begin{aligned}
 \Delta V &= S_z - S_0 z_0 \\
 &= xyz - x_0 y_0 z_0 \\
 &= x_0 y_0 (1 - \nu \epsilon_{zz})^2 z_0 (1 + \epsilon_{zz}) - x_0 y_0 z_0 \\
 &= x_0 y_0 z_0 (1 + \epsilon_{zz} - 2\nu \epsilon_{zz} - 2\nu \epsilon_{zz}^2 + \nu^2 \epsilon_{zz}^2 + \nu^2 \epsilon_{zz}^3) - x_0 y_0 z_0 \\
 &= x_0 y_0 z_0 (1 - 2\nu - 2\nu \epsilon_{zz} + \nu^2 \epsilon_{zz} + \nu^2 \epsilon_{zz}^2) \epsilon_{zz}
 \end{aligned}$$

Despreciando también los términos de 2^o orden, se obtiene

$$\Delta V \approx x_0 y_0 z_0 (1 - 2\nu) \epsilon_{zz} \quad (9)$$

El cambio relativo del volumen es entonces

$$\Delta V / V_0 = \frac{\Delta V}{x_0 y_0 z_0} = (1 - 2\nu) \epsilon_{zz} \quad (10)$$

En el caso de deformación elástica se observa un aumento del volumen. Por lo tanto, siempre es $\nu < 0,5$.

Ejemplo de un aumento del volumen: Se somete el acero 42 CrMo 4 en el estado mejorado a un esfuerzo elástico de $\sigma = 500 \text{ N/mm}^2$. Con $E = 210\,000 \text{ N/mm}^2$ y $\nu = 0,28$ resulta según la ec. (4) $\epsilon_{zz} \approx 0,24\%$ y según la ec. (10) $\Delta V / V_0 \approx 0,1\%$.

Como relación entre la tensión real σ y la nominal σ_n se obtiene mediante las ecuaciones (2), (3) y (8):

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{F}{S} = \frac{F}{S_0 + \Delta S} \\ &= \frac{F}{x_0 y_0 - x_0 y_0 \cdot 2\nu \epsilon_{zz}} \\ &= \frac{F}{x_0 y_0 (1 - 2\nu \epsilon_{zz})}\end{aligned}$$

y con $\sigma_n = F/S_0 = F/x_0 y_0$

tenemos

$$\sigma = \frac{\sigma_n}{1 - 2\nu \epsilon_{zz}}$$

(11)

Con un esfuerzo de tracción ($\epsilon_{zz} > 0$) será siempre $\sigma > \sigma_n$.

2.2 Tensión cizallante uniáxica de los materiales quasi isótropos

Hipótesis: tensión cizallante con una fuerza $F < F_{eS}/2$

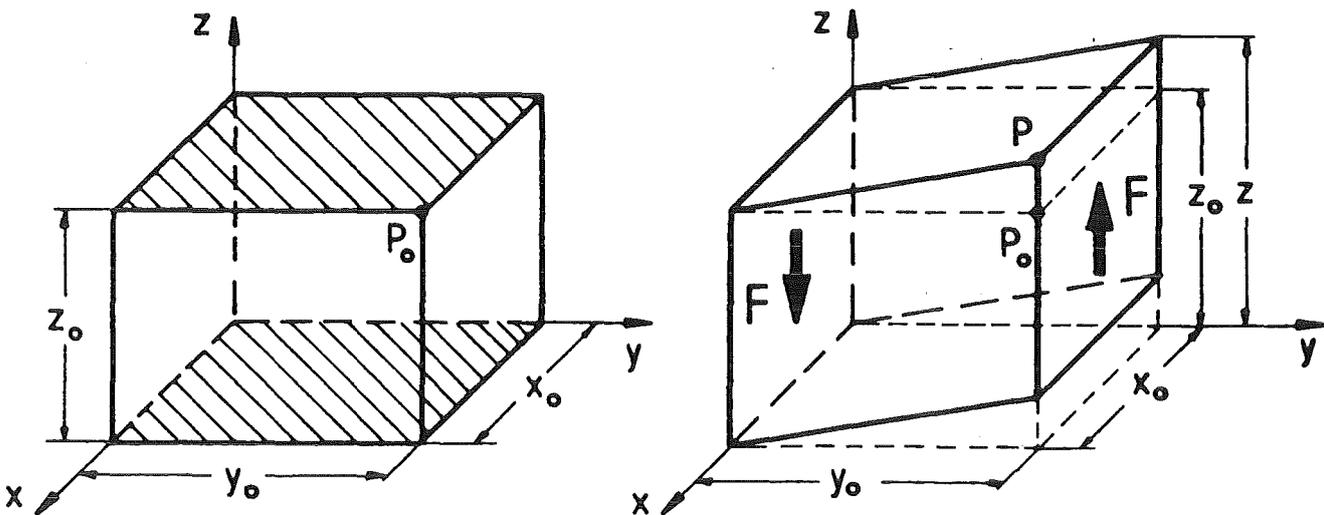


fig. 2.3: Dimensiones de una probeta no cargada y de una probeta sometida a un esfuerzo cizallante F en la dirección z.

El esfuerzo cizallante aplicado en el plano xz paralelamente a la dirección z produce el desplazamiento del punto P_0 hacia P. Aparece entonces un cizallamiento elástico $\gamma_{e,yz} = \gamma_{yz}$ (se omite el índice e para simplificar), para lo cual se escribe

$$\gamma_{yz} = \frac{z - z_0}{y_0} \quad (1)$$

Cuando una longitud y_0 está sometida a un cizallamiento elástico γ_{yz} , el desplazamiento en el plano $y = \text{const.}$ se produce en la dirección z. El cizallamiento se hace "por la dirección (en el caso estudiado la dirección x) que no aparece en los índices del componente de cizallamiento.

La tensión cizallante eficaz está definida como

$$\tau_{yz} = \frac{F}{x_0 z_0} \quad (2)$$

Existe una proporcionalidad entre la tensión cizallante y el cizallamiento (ley de Hook). Con G como módulo de rigidez tenemos

$$\tau_{yz} = G \gamma_{yz} \quad (3)$$

Esta relación está representada esquemáticamente en la fig. 2.4, donde se tiene $\tan \alpha = \tau_{yz} / \gamma_{yz} = G$.

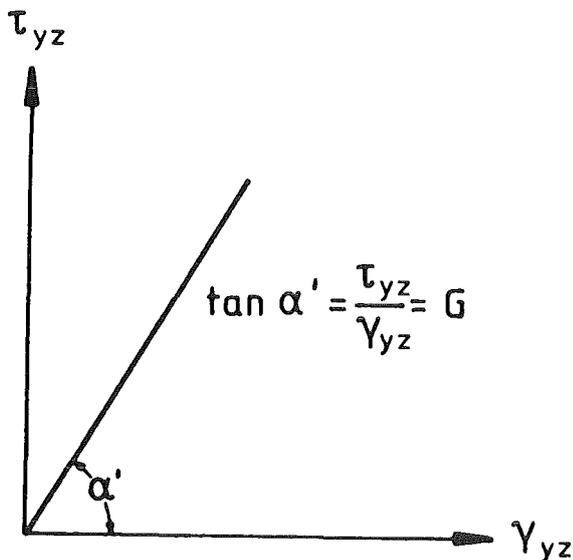


fig. 2.4: Relación de $\tau_{yz} - \gamma_{yz}$ para cargas elásticas

2.3 Ley de Hook generalizada para materiales quasi-isótopos

El estado de tensión de un punto dentro de un elemento de volumen solicitado se describe en el caso más general por 9 componentes de tensión aplicados a un cubo infinitesimal circunscrito. Como lo muestra la fig. 2.5, éste estado de tensión está definido por los 3 componentes de tensión normal σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} y por 6 componentes de tensión cizallante, τ_{xy} , τ_{yx} , τ_{yz} , τ_{zy} , τ_{xz} , τ_{zx} . Dos de cada una de las últimas son "simétricas", es decir son $\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{yz} = \tau_{zy}$, $\tau_{xz} = \tau_{zx}$.

En el caso de una carga elástica, aparecen los componentes de deformación ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , ϵ_{zz} y las componentes de cizallamiento γ_{xy} , γ_{yx} , γ_{yz} , γ_{zy} , γ_{xz} , γ_{zx} .

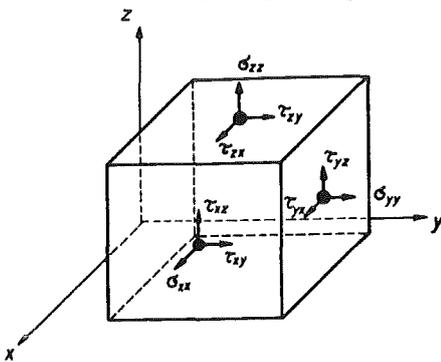


fig. 2.5: Componentes de tensión normal y de tensión cizallante de un estado de tensión

Debido a la ley de superposición, y como la deformación total producida por varios esfuerzos individuales es idéntica con la suma de las deformaciones correspondientes de los diferentes esfuerzos, se obtiene para la ley de Hook generalizada para materiales quasi-isótopos las relaciones siguientes:

$$\epsilon_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{E} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) , \quad (1a)$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\sigma_{yy}}{E} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{zz} + \sigma_{xx}) , \quad (1b)$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{\sigma_{zz}}{E} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) , \quad (1c)$$

asi como

$$\gamma_{xy} = \gamma_{yx} = \tau_{xy}/G, \quad (1d)$$

$$\gamma_{yz} = \gamma_{zy} = \tau_{yz}/G, \quad (1e)$$

$$\gamma_{zx} = \gamma_{xz} = \tau_{zx}/G. \quad (1f)$$

Para materiales quasi isótopos existe entre E, G y ν la relación (llamada condición de isotropía)

$$E = 2 G (1 + \nu) \quad (2a)$$

o

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (2b)$$

Por lo tanto es $G < E$.

Con las abreviaturas

$$s_{11} = 1/E, \quad s_{12} = -\nu/E \quad \text{y} \quad s_{44} = 1/G$$

se obtiene otra fórmula de la ley de Hook generalizada de los materiales quasi isótopos. Se tiene

$$\epsilon_{xx} = s_{11} \sigma_{xx} + s_{12} \sigma_{yy} + s_{12} \sigma_{zz} \quad (3a)$$

$$\epsilon_{yy} = s_{12} \sigma_{xx} + s_{11} \sigma_{yy} + s_{12} \sigma_{zz} \quad (3b)$$

$$\epsilon_{zz} = s_{12} \sigma_{xx} + s_{12} \sigma_{yy} + s_{11} \sigma_{zz} \quad (3c)$$

$$\gamma_{xy} = s_{44} \tau_{xy} \quad (3d)$$

$$\gamma_{yz} = s_{44} \tau_{yz} \quad (3e)$$

$$\gamma_{zx} = s_{44} \tau_{zx} \quad (3f)$$

Los valores s_{ik} introducidos se llaman flexibilidades elásticas o "constantes de compliance".

La condición de isotropía de la ecuación (2) se escribe entonces con $1/(2G) = 1/E + \nu/E$

$$\frac{1}{2} s_{44} = s_{11} - s_{12} \quad (4)$$

El llamado factor de anisotropía

$$A = 2 \frac{s_{11} - s_{12}}{s_{44}} \quad (5)$$

tiene para materiales quasi isótopos el valor $A = 1$.

2.4 Ley de Hook generalizada de los cuerpos anisótopos

En los cuerpos elásticamente anisótopos, cada una de las 6 componentes de deformación mencionadas, ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , ϵ_{zz} , γ_{xy} , γ_{yz} , γ_{zx} depende en el caso extremo de todas las componentes de tensión. Entonces se tiene:

$$\epsilon_{xx} = s_{11} \sigma_{xx} + s_{12} \sigma_{yy} + s_{13} \sigma_{zz} + s_{14} \tau_{xy} + s_{15} \tau_{yz} + s_{16} \tau_{zx} \quad (1a)$$

$$\epsilon_{yy} = s_{21} \sigma_{xx} + s_{22} \sigma_{yy} + s_{23} \sigma_{zz} + s_{24} \tau_{xy} + s_{25} \tau_{yz} + s_{26} \tau_{zx} \quad (1b)$$

$$\epsilon_{zz} = s_{31} \sigma_{xx} + s_{32} \sigma_{yy} + s_{33} \sigma_{zz} + s_{34} \tau_{xy} + s_{35} \tau_{yz} + s_{36} \tau_{zx} \quad (1c)$$

$$\gamma_{xy} = s_{41} \sigma_{xx} + s_{42} \sigma_{yy} + s_{43} \sigma_{zz} + s_{44} \tau_{xy} + s_{45} \tau_{yz} + s_{46} \tau_{zx} \quad (1d)$$

$$\gamma_{yz} = s_{51} \sigma_{xx} + s_{52} \sigma_{yy} + s_{53} \sigma_{zz} + s_{54} \tau_{xy} + s_{55} \tau_{yz} + s_{56} \tau_{zx} \quad (1e)$$

$$\gamma_{zx} = s_{61} \sigma_{xx} + s_{62} \sigma_{yy} + s_{63} \sigma_{zz} + s_{64} \tau_{xy} + s_{65} \tau_{yz} + s_{66} \tau_{zx} \quad (1f)$$

es decir cada componente de tensión proporciona una contribución lineal a todas las componentes de deformación.

Las constantes de "compliance" s_{ik} son las magnitudes elásticas características del material de un cuerpo anisótropo. Se escribe

$$s_{ik} = s_{ki} \quad (2)$$

En el caso más general de un cuerpo sólido cristalino con una red cristalina triclínica, se necesitan 21 valores s_{ik} para describir el comportamiento de deformación elástica. El número de los valores s_{ik} se reduce p.ej. a 9 para la red ortorómbica y a 5 para la red hexagonal. Para esta última red, la matriz correspondiente de las constantes de compliance se escribe

$$\begin{array}{cccccc} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(s_{11}-s_{12}) \end{array}$$

Para cuerpos sólidos con red cúbica, la matriz s_{ik} se escribe:

$$\begin{array}{cccccc} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{array}$$

Por esto, aquí

$$\begin{array}{l}
 \sigma_{xx} \text{ no contribuye } \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx} \\
 \sigma_{yy} \quad " \quad " \quad " \quad " \quad " \\
 \sigma_{zz} \quad " \quad " \quad " \quad " \quad " \\
 \tau_{xy} \quad " \quad " \quad \epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz} \\
 \tau_{yz} \quad " \quad " \quad " \quad " \quad " \\
 \tau_{zx} \quad " \quad " \quad " \quad " \quad "
 \end{array}$$

La tabla siguiente indica, para varios metales puros, ejemplos de constantes de compliance s_{ik} en $10^{-5} \text{ mm}^2/\text{N}$

tipo de red	cúbico centrado en las caras		cúbico centrado en el cuerpo		extremamente hexagonal compacta		
	Al	Cu	Fe	W	Mg	Zn	Ti
s_{11}	1,57	1,49	0,80	0,25	2,23	0,84	0,97
s_{12}	-0,57	-0,63	-0,28	-0,07	-0,77	+0,11	-0,47
s_{13}	-	-	-	-	-0,45	-0,78	-0,18
s_{33}	-	-	-	-	1,98	2,87	0,69
s_{44}	3,51	1,33	0,86	0,64	5,95	2,64	2,15

2.5 Variación de E y G con la dirección en los cristales cúbicos

Supongamos que un cristal cúbico esté sometido a una carga de tracción elástica en la dirección $\langle uvw \rangle$ (ver también fig. 2.6). El cálculo proporciona para la variación con la dirección del módulo de elasticidad

$$\frac{1}{E_{\langle uvw \rangle}} = s_{11} - 2(s_{11} - s_{12} - s_{44}/2) \tau \quad (1)$$

o del módulo de rigidez

$$\frac{1}{G_{\langle uvw \rangle}} = s_{44} + 4 (s_{11} - s_{12} - s_{44}/2) T \quad (2)$$

Se tiene entonces para la "función angular"

$$T = \cos^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2 + \cos^2 \alpha_2 \cos^2 \alpha_3 + \cos^2 \alpha_3 \cos^2 \alpha_1 \quad (3)$$

con $\cos \alpha_1$ = coseno direccional de $\langle uvw \rangle$ frente al eje de cristal $[100]$ (ver fig. 2.6)

$\cos \alpha_2$ = coseno direccional de $\langle uvw \rangle$ frente al eje de cristal $[010]$ y

$\cos \alpha_3$ = coseno direccional de $\langle uvw \rangle$ frente al eje de cristal $[001]$.

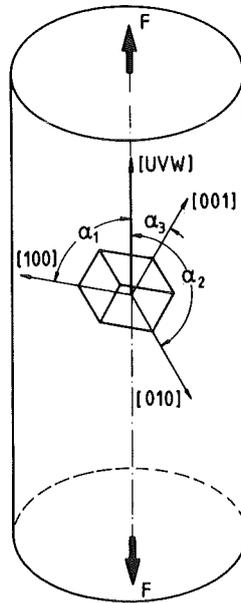


fig. 2.6: Posición de la dirección de carga $\langle uvw \rangle$ frente a los ejes de cristal.

El ángulo entre dos vectores de red \vec{r} y \vec{r}_i se calcula a partir del producto escalar

$$\vec{r} \cdot \vec{r}_i = r \cdot r_i \cos \alpha_i$$

con
$$\cos \alpha_i = \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}_i}{r \cdot r_i} .$$

Con $\vec{r} = a \langle uvw \rangle$ y $\vec{r}_1 = a [100]$, $\vec{r}_2 = a [010]$ y $\vec{r}_3 = a [001]$ se obtiene para los cosenos direccionales

$$\cos \alpha_1 = \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}} ,$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}} ,$$

y
$$\cos \alpha_3 = \frac{w}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}} .$$

Por consiguiente, la función angular se escribe

$$T = \frac{u^2 v^2 + v^2 w^2 + w^2 u^2}{(u^2 + v^2 + w^2)^2} \quad (4)$$

Los módulos $E_{\langle uvw \rangle}$ y $G_{\langle uvw \rangle}$ determinados por las ecuaciones (1) y (2) están independientes de la orientación cuando se cumple la relación

$$s_{11} - s_{12} = s_{44}/2 \quad (5)$$

o cuando el factor de anisotropía

$$A = 2 \frac{s_{11} - s_{12}}{s_{44}} \quad (6)$$

tiene el valor 1.

En las tablas siguientes están resumidos algunos valores calculados para $E_{\langle uvw \rangle}$ y A de los metales cúbicos centrados en las caras aluminio y cobre y de los metales cúbicos centrados en el cuerpo hierro y tungsteno. Como direcciones de carga se han tomado las direcciones $[uvw] = [100]$, $[110]$ y $[111]$. Los valores correspondientes de Γ , calculados según la ec. (3), son 0, 1/4 y 1/3. Los valores s_{ik} correspondientes están indicados en el capítulo 2.4.

	$E_{[100]}$ en N/mm^2	$E_{[110]}$ en N/mm^2	$E_{[111]}$ en N/mm^2	$\frac{E_{[111]}}{E_{[100]}}$	A
Al	63 700	72 600	76 100	1,19	1,22
Cu	67 100	131 100	192 300	2,87	3,19
Fe	125 000	210 500	272 700	2,18	2,51
W	400 000	400 000	400 000	1,00	1,00

Las relaciones dadas en la ec. (1) y (2) permiten calcular los módulos elásticos E y G en cualquier dirección de carga. De éste modo se puede indicar todo el "cuerpo de elasticidad del cristal". Para esto los módulos E y G correspondientes se representan como vectores a partir del centro de un átomo de una celda elemental en todas las direcciones espaciales, y se unen los puntos finales de éstos por una superficie como ejemplos se ha representado para el hierro la variación de E con la dirección, en la fig. 2.7, y la de G en la fig. 2.8.

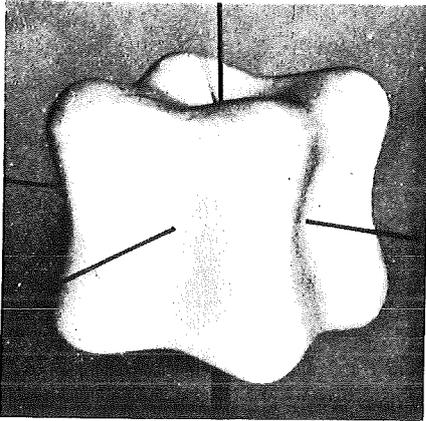


fig. 2.7: Variación del módulo de elasticidad del Fe con la dirección

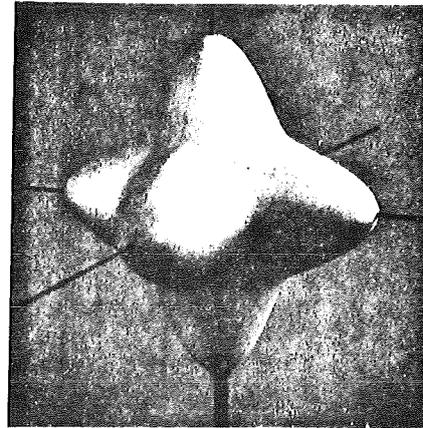


fig. 2.8: Variación del módulo de rigidez del Fe con la dirección

2.6 Los módulos E y G de los policristales con distribución de orientación aleatoria de los granos

Cuando se somete un conjunto policristalino a un esfuerzo elástico, se cuenta con que las características elásticamente anisótropas de los distintos granos se equilibran hacia el comportamiento llamado quasi isótropo de la probeta macroscópica. Pero ésto depende de la condición que se tenga una distribución estadísticamente aleatoria de la orientación de los granos. Para estimar cual será el módulo de elasticidad medio que aparece con una distribución aleatoria de la orientación, se tiene que tomar de modo apropiado la media de todos los granos, que en el conjunto policristalino no están libres como monocristales, sino ligados a través de bordes de grano. Para esto, se puede partir de dos modelos:

- a) Todos los granos de un policristal están sometidos a las mismas tensiones (media tomada según Reuss). El modelo correspondiente parte de la hipótesis de un conjunto de monocristales conectados en serie y con orientación distinta (ver fig. 2.9).

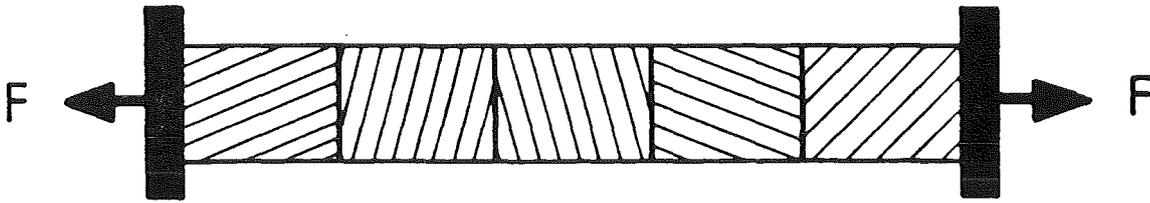


fig. 2.9: Conexión en serie de cristalitas con orientación distinta

La media tomada según Reuss con $\sigma = \text{const.}$ da para el módulo de elasticidad

$$E_R = \frac{5}{3 s_{11} + 2 s_{12} + s_{44}} \quad (1)$$

y para el módulo de rigidez

$$G_R = \frac{5}{4(s_{11} - s_{12}) + 3 s_{44}} \quad (2)$$

b) Se dilatan todos los granos de un policristal de la misma manera (media tomada según Voigt). El modelo correspondiente parte de la hipótesis de un conjunto de monocristales conectados en paralelo y con orientación distinta, unidos entre ellos a través de yugos transversales, como lo muestra esquemáticamente la fig. 2.10.

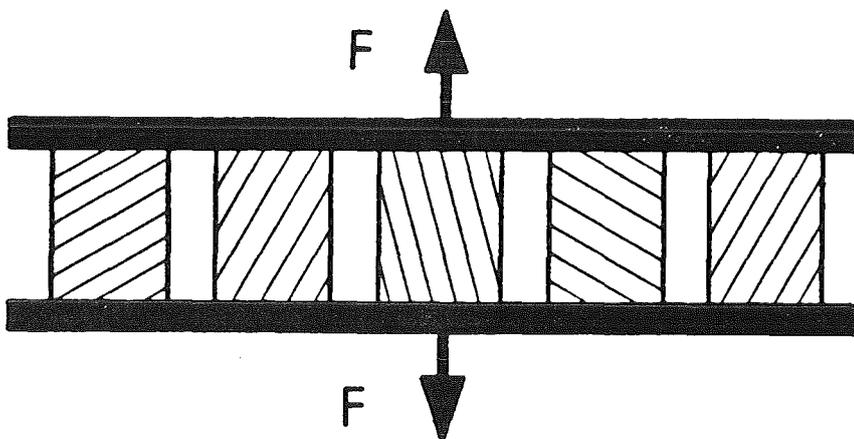


fig. 2.10: Conexión en paralelo de cristalitas con orientación distinta.

La media tomada según Voigt con $E = \text{const.}$ da para el módulo de elasticidad

$$E_V = \frac{3(s_{11}-s_{12}) + s_{44}}{(2 s_{11}-s_{12})s_{44} + (s_{11}-s_{12})(s_{11}+ 2 s_{12})} \quad (3)$$

y para el módulo de rigidez

$$G_V = \frac{3(s_{11}-s_{12}) + s_{44}}{5 (s_{11}-s_{12}) s_{44}} \quad (4)$$

Por principio se puede decir que las evaluaciones según el modelo a) representan un límite inferior, y las del modelo b) un límite superior para los módulos que se pueden realmente esperar. La tabla 1 lo confirma. En ella se han comparado para algunos metales los módulos de elasticidad con los valores medidos en policristales.

Tabla 1: Módulos de elasticidad calculados y observados en N/mm^2

metal	E_R ($\sigma=\text{const}$)	E_V ($\varepsilon=\text{const}$)	E_{exp}
aluminio	70 600	71 200	72 000
cobre	110 100	145 000	125 000
hierro	185 200	218 600	210 000
tungsteno	400 000	400 000	400 000

2.7 Explicación atómica de la elasticidad de los metales

Los átomos en una red metálica están sometidos a fuerzas de enlace de atracción y de repulsión que se compensan justamente de modo que las posiciones de equilibrio de la estructura reticular se establezcan. Las fuerzas de atracción positivas F_{an} entre los iones metálicos tienen entonces un carácter mecánico cuántico. De esta manera, aumentan como $\sim r^{-2}$ aproximadamente con la disminución de la distancia de los

iones metálicos, lo que está representado en la fig. 2.11. Con el aumento de la penetración de la envoltura electrónica, empiezan a obrar fuerzas de repulsión negativas F_{ab} , que aumentan como $\sim r^{-8}$ aproximadamente con una mayor potencia. La suma de ambas fuerzas

$$F(r) = F_{An} + F_{Ab} \quad (1)$$

proporciona la relación fuerza-distancia de los enlaces atómicos. En la distancia $r = r_0$ es $F = 0$. r_0 es la distancia de equilibrio de los iones metálicos.

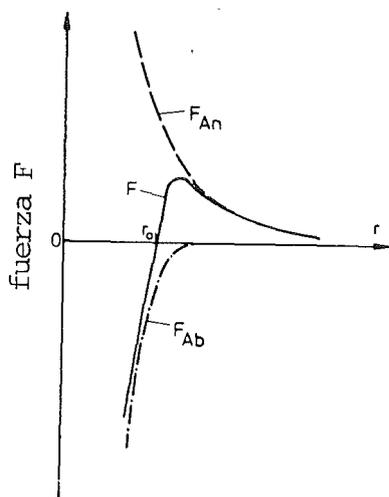


fig. 2.11: Relación fuerza-distancia entre los átomos de metales

Como se ve, la subida de la curva F, r en los dos lados de $r = r_0$ es lineal. Por esto, la acción de una fuerza exterior producirá, independientemente de sus signos, un desplazamiento relativo de los átomos entre ellos que aumenta linealmente con la fuerza que actúa. Por esto, la subida de la curva F, r cerca de $r = r_0$ es un criterio de la rigidez elástica del enlace atómico y por consiguiente también del módulo de elasticidad de los granos que se componen de los átomos para los cuales valen las curvas de fuerza/distancia descritas. Se tiene entonces

$$\left. \frac{dF}{dr} \right|_{r=r_0} \sim E \quad (2)$$

Como las curvas F, r cambian según las condiciones de proximidad atómica y la situación especial de la estructura electrónica de los iones metálicos, se pueden prever solamente en casos excepcionales módulos de elasticidad iguales en direcciones cristalográficas distintas.

Es importante que la curva F, r en los dos lados de $r = r_0$ pueda representarse aproximadamente por una recta. Debido a este hecho se puede escribir

$$\left. \frac{dF}{dr} \right|_{r=r_0 + \Delta r} = \left. \frac{dF}{dr} \right|_{r=r_0 - \Delta r} \sim E \quad (3)$$

y por consiguiente se puede calcular con el mismo módulo de elasticidad para la carga de tracción y para la carga de presión.

El módulo de elasticidad está influenciado de modo marcado por los estados de enlace que existen entre los diferentes átomos. Los enlaces fuertes que como se sabe están caracterizados por elevadas temperaturas de fusión T_s de los materiales estudiados, proporcionan un módulo de elasticidad elevado. Los enlaces débiles, caracterizados por pequeños valores de T_s , poseen en cambio módulos E correspondientemente pequeños.

2.8 Módulos de elasticidad de los materiales polifásicos

El comportamiento de deformación elástica macroscópica de los materiales polifásicos está determinado por la acción conjunta de las diferentes fases. La situación está relativamente clara en el caso de estados bifásicos de materiales. Cuando se tiene un material con granos de la fase A y granos de la fase B que ocupan las proporciones volumétricas C_A y C_B , basándose en las hipótesis límites representadas en las figuras 2.12 y 2.13.,

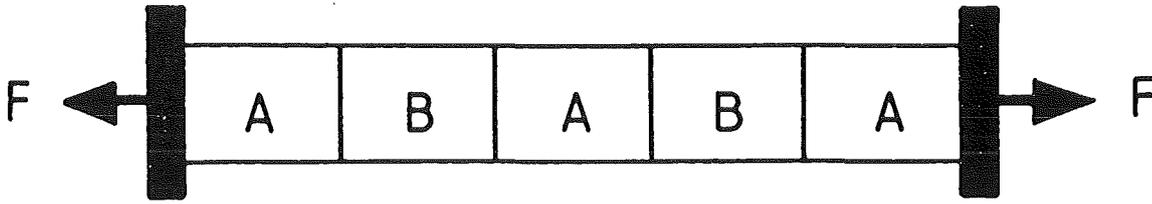


fig. 2.12: Conexión en serie de granos de la fase A y B

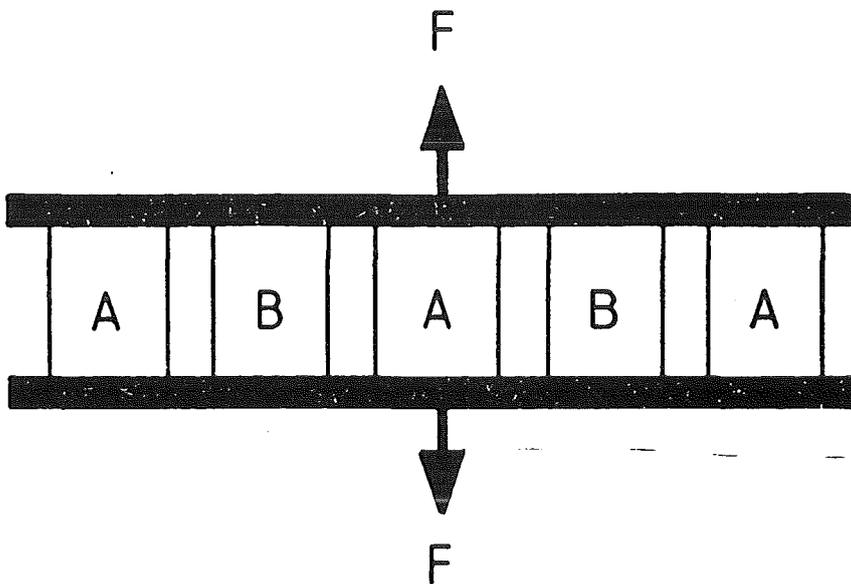


fig. 2.13: Conexión en paralelo de granos de la fase A y B

que parten de una misma tensión constante y respectivamente de una misma deformación constante en los granos de ambas fases, se puede otra vez evaluar el módulo de elasticidad del material. Siendo E_A el módulo medio de la fase A y E_B el módulo medio de la fase B, se tiene, para una tensión constante

$$E|_{\sigma=\text{const}} = \frac{E_A E_B}{E_{A/B} + E_{B/A}} \quad (1)$$

y para una deformación constante

$$E|_{\epsilon=\text{const}} = E_A (1-C_B) + E_B C_B \quad (2)$$

Aquí también el cálculo para $E = \text{const.}$ conduce a un valor límite superior del módulo de elasticidad. En la fig. 2.14 se ha delimitado sobre la proporción volumétrica de las fases aquella región que está limitada por las ecs. (1) y (2). Dentro de la zona rayada, la forma de los granos y su disposición relativa entre ellos determinan fuertemente el módulo de elasticidad que se obtiene realmente.

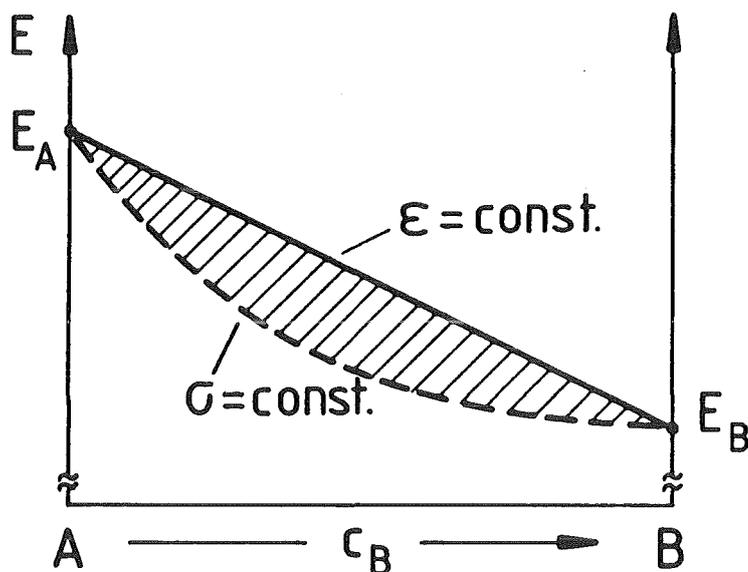


fig. 2.14

2.9 Parámetros característicos de las magnitudes características elásticas

2.9.1 Temperatura

En los materiales metálicos un aumento de la temperatura produce generalmente una disminución del módulo de elasticidad. La fig. 2.15 representa ejemplos para los metales puros Al, Ti, Cu y Fe.

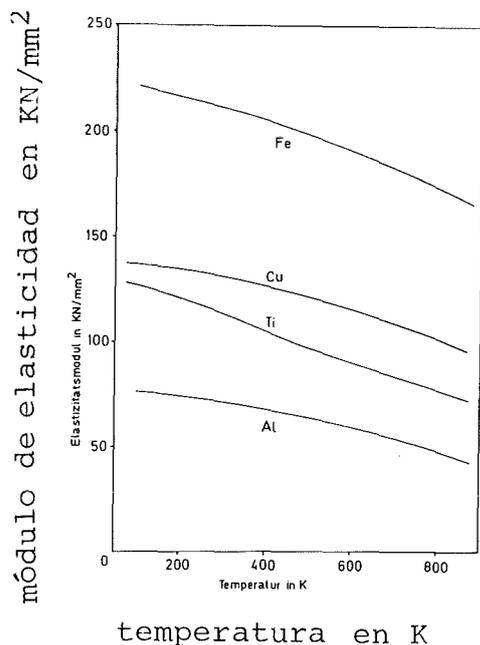


fig. 2.15: Variación del módulo de elasticidad con la temperatura de algunos metales puros.

El módulo de rigidez G disminuye también con el aumento de la temperatura. De ordinario su disminución está menos marcada que la del módulo E , de modo que el coeficiente de contracción transversal

$$\nu = \frac{E}{2G} - 1 \quad (1)$$

(ver parte 2.3) aumenta con T .

La influencia de la temperatura sobre los módulos elásticos es debida al efecto de las oscilaciones térmicas de los átomos de la red. Como un aumento de la temperatura, debido a "oscilaciones anharmónicas" produce un aumento de la distancia media de equilibrio de los átomos, es decir una dilatación térmica, la energía de enlace estará efectivamente disminuida y tiene como consecuencia la disminución de E y G .

2.9.2 Átomos extraños disueltos

Los átomos extraños disueltos que originan un aumento (una disminución) de las distancias interatómicas medias en la red cristalina, producen una reducción (un aumento) del módulo de elasticidad y de rigidez, debido a la disminución (al aumento) de las fuerzas de enlace efectivas. Por esto, los átomos intersticiales disueltos en los metales tienen por principio un efecto de reducción del E y G. Los átomos de sustitución tienen un comportamiento cualitativamente semejante, su "volumen atómico" Ω_S es más grande que el de los átomos matriciales (Ω_M). Pero cuando los átomos de sustitución son más pequeños que los átomos de matriz ($\Omega_S < \Omega_M$), aparecen aumentos de E y G. La fig. 2.16 representa esquemáticamente estas condiciones para aleaciones a base de cobre, para el módulo E en función de la concentración de aleación C.

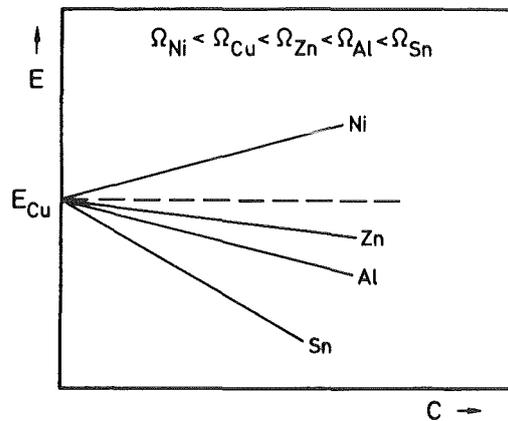


fig. 2.16: Influencia de la naturaleza y concentración de átomos de sustitución sobre el módulo de elasticidad del cobre

2.9.3. Proporción volumétrica de una 2ª fase

El módulo de elasticidad de los materiales bifásicos puede calcularse en función de la proporción volumétrica (concentración) de una fase mediante las reglas indicadas en la parte 2.8. Para ello estudiamos un ejemplo típico, importante

para la práctica, de aceros no aleados en el estado normalizado. Están compuestos de las fases α -hierro (ferrita) y Fe_3C (cementita) con los módulos de elasticidad medios $E_{\alpha\text{-Fe}} \approx 210\ 000\ \text{N/mm}^2$ y resp. $E_{\text{Fe}_3\text{C}} \approx 190\ 000\ \text{N/mm}^2$. Con el aumento de la proporción de la cementita se espera entonces un módulo E medio del acero que disminuye ligeramente. Pero como $E_{\text{Fe}_3\text{C}}$ es solamente poco más pequeño que $E_{\alpha\text{-Fe}}$ y como los aceros no aleados poseen proporciones de cementita relativamente pequeñas (p. ej. con 0,8% en peso \sim 12% vol. de Fe_3C), se puede escribir con buena aproximación para el módulo E medio de aceros no aleados

$$E \approx 210\ 000\ \text{N/mm}^2.$$

2.9.4 Texturas

Las divergencias de la distribución aleatoria de las orientaciones de las cristalitas de policristales están relacionadas con características anisótropas. Se habla de texturas. Pueden aparecer en el caso de deformaciones plásticas (texturas de deformación) y después del recocido de recristalización de estados predeformados de materiales (texturas de recristalización). Cuando se tiene texturas, aparecen también módulos de elasticidad dependientes de la orientación, como lo muestra la fig. 2.18 para una aleación de FeNi:

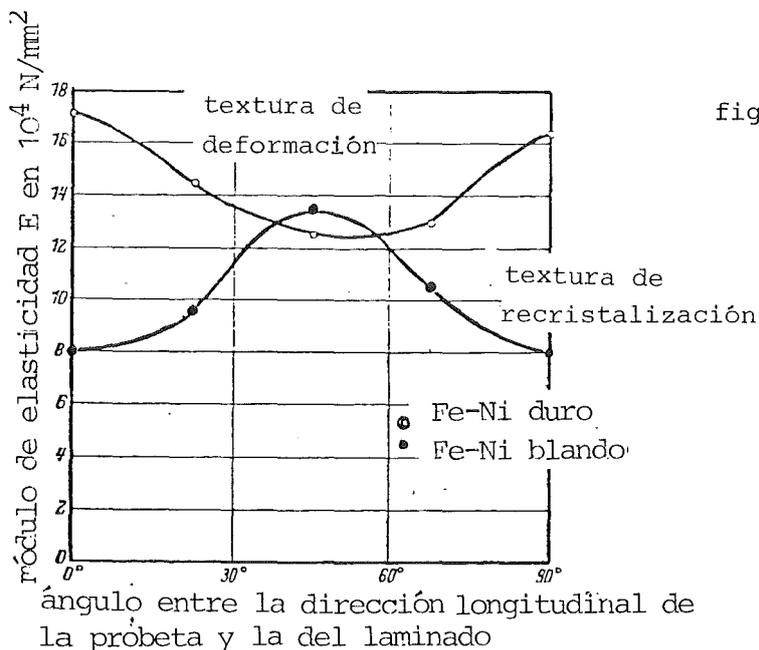


fig. 2.17: Influencia de la orientación sobre el módulo de elasticidad de FeNi con textura de deformación y resp. de recristalización

2.10 Preguntas y problemas

Tarea 2.1:

Una barra de acero con una sección de 40 mm^2 posee un límite elástico aparente de 760 N/mm^2 , un módulo de elasticidad $E = 210\,000 \text{ N/mm}^2$ y un coeficiente de contracción transversal $\nu = 0,28$. Se somete la barra con una fuerza de 28 kN a una carga de tracción libre de momentos.

- a) Cual es la deformación longitudinal elástica?
- b) Cual es la deformación transversal elástica?
- c) Cual es el cambio de volumen elástico, cuando la longitud de la barra es $l_0 = 120 \text{ mm}$?

Tarea 2.2:

Cual es aproximadamente el módulo de elasticidad de una chapa de transformadores de FeSi3 con textura de Goss en el sentido del laminado? Por textura de Goss se entiende una orientación de las cristalitas con superficies $\{100\}$ paralelas al plano de laminado y direcciones $\langle 100 \rangle$ paralelas al sentido de laminado.

Tarea 2.3:

Sean las siguientes constantes de compliance de Mo y de Ni en $10^{-5} \text{ mm}^2/\text{N}$ con

	s_{11}	s_{12}	s_{44}
Mo	0,28	-0,08	0,91
Ni	0,76	-0,27	0,80

Calculen los módulos de elasticidad $E_{\langle 100 \rangle}$, la constante de anisotropía A así como E y G de policristales según la media de Reuss y de Voigt.

Tarea 2.4:

Para la ocupación de vacantes de la red por átomos intersticiales, pueden evaluarse las energías de distorsión a partir de consideraciones geométricas, cuando los átomos se consideran como esferas rígidas y las distorsiones se toman en cuenta solamente para los átomos vecinos más próximos así como cuando los radios atómicos y las constantes elásticas s_{ik} de la red cristalina son conocidos. Decidan Vds., partiendo de las energías de distorsión por vacante, si los átomos de interstición H, O, N, C y B (radios atómicos $r_H = 0,50 \cdot 10^{-8}$ cm, $r_O = 0,60 \cdot 10^{-8}$ cm, $r_N = 0,71 \cdot 10^{-8}$ cm, $r_C = 0,77 \cdot 10^{-8}$ cm y $r_B = 0,97 \cdot 10^{-8}$ cm) ocupan vacantes octaédricos o tetraédricos en

- a) α -hierro
- b) tantalio
- c) niobio.

Las constantes de la red y las constantes elásticas están resumidas en la tabla siguiente.

	constante de red a en 10^{-8} cm	constantes elásticas en 10^{-5} mm ² /N		
		s_{11}	s_{12}	s_{44}
α -Fe	2,86	0,80	-0,28	0,86
Ta	3,30	0,69	-0,26	1,21
Nb	3,30	0,66	-0,23	3,48

El módulo de elasticidad que depende de la orientación de la red u, v, w, está dado por la relación

$$\frac{1}{E_{\langle uvw \rangle}} = s_{11} - 2[s_{11} - s_{12} - \frac{s_{44}}{2}], \frac{u^2 v^2 + v^2 w^2 + w^2 u^2}{(u^2 + v^2 + w^2)^2}$$

Tarea 2.5:

La variación con la dirección del módulo de elasticidad de los metales hexagonales se describe por la relación

$$\frac{1}{E} = s_{11} (1 - \cos^2 \alpha_3)^2 + s_{33} \cos^4 \alpha_3 + (2s_{13} + s_{44}) \cos^2 \alpha_3 (1 - \cos^2 \alpha_3)$$

Calculen E en el plano de base ($\alpha_3 = 90^\circ$), vertical al plano de base ($\alpha_3 = 0$) y para un plano de prisma de 1^{er} orden para los metales puros Mg, Zn y Ti. Utilicen las constantes de compliance indicadas en la parte 2.4. Noten que la relación c/a es 1,623 para Mg, 1,856 para Zn y 1,587 para Ti.

Tarea 2.6:

El comportamiento de deformación elástica de los materiales bifásicos con las fases A y B se describe por reglas de mezcla. Conectando en serie los granos de las diferentes fases tenemos como límite inferior del módulo de elasticidad del conjunto

$$E \Big|_{\sigma=\text{const}} = \frac{E_A E_B}{E_A c_B + E_B (1-c_B)}$$

(c_B = proporción volumétrica de la fase B).

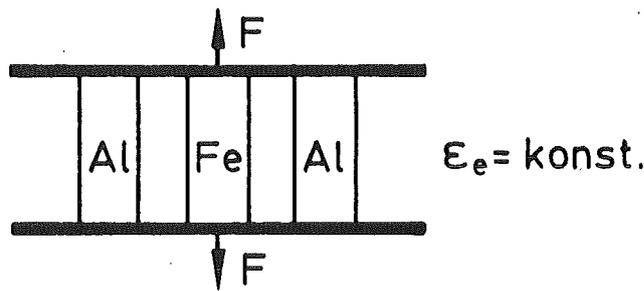
Con una conexión en paralelo tenemos

$$E \Big|_{\epsilon=\text{const}} = E_A (1-c_B) + E_B c_B.$$

Indiquen una argumentación para estas relaciones.

Tarea 2.7:

Consideren una conexión rígida en paralelo de dos barras de aluminio y una barra de acero con superficies de la sección transversal de 5 mm^2 cada una. Se supone que las barras estén sometidas a una carga elástica de $F = 500 \text{ N}$ con $\epsilon_e = \text{const.}$



- a) Cual es el módulo de elasticidad medio y cuales son las tensiones que aparecen en las barras? ($E_{Fe} = 210\ 000\ \text{N/mm}^2$, $E_{Al} = 72\ 000\ \text{N/mm}^2$)?
- b) Manteniendo la disposición se aumenta la temperatura. Las barras se deforman térmicamente de modo diferente (coeficiente de dilatación lineal $\alpha_{Fe} = 11,7 \cdot 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$, $\alpha_{Al} = 23,8 \cdot 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$). Con qué aumento de temperatura ΔT las barras de aluminio están completamente descargadas, y es la barra de hierro sola que soporta la fuerza que actúa?

Tarea 2.8:

En la transformación del hierro puro de la fase γ , cúbica con caras centradas y de mayor compacidad, en la fase α , cúbica centrada en el cuerpo, a $911\ ^\circ\text{C}$, aparece un ensanchamiento del volumen que puede calcularse a partir de la disposición de los átomos y de las constantes correspondientes de la red ($a_\gamma = 3,638 \cdot 10^{-8}\ \text{cm}$, $a_\alpha = 2,895 \cdot 10^{-8}\ \text{cm}$).

- a) Cual es la presión hidrostática $\sigma_{\text{hydr.}}$ que sería necesaria si en la transformación γ/α no tiene que ocurrir un cambio de las dimensiones?
- b) Cual es la tensión que hay que aplicar si se quiere impedir el alargamiento solamente en una dirección?

Para a) básense en el módulo de compresión

$$K = \frac{\sigma_{\text{hydr.}}}{\Delta V/V} = \frac{E}{3(1-2\nu)}$$

con $\Delta V/V =$ cambio del volumen y $E \approx 150\ 000\ \text{N/mm}^2$ y $\nu \approx 0,30$ para $T = 911\ ^\circ\text{C}$.

Literatura sobre el capítulo 2:

- 2.1) H.W. Hyden, W.G. Moffat, J. Wulff: The Structure and Properties of Materials; Vol. III: Mechanical Behavior; J. Wiley, New York, 1965
- 2.2) R.W. Hertzberg: Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials; J. Wiley, New York, 1976
- 3.2) E. Macherauch: Praktikum in Werkstoffkunde, 3. Auflage, Wieweg, Braunschweig, 1981
- 2.4) G. Ondracek: Werkstoffkunde; expert-Verlag, Grafenau, 1979
Traducido: Ciencia de los Materiales
- 2.5) L.H. van Vlack: Materials Science for Engineers, Addison-Wesley, Reading, 1970.

3. Aspectos fenomenológicos y cristalográficos de la deformación plástica

3.1 Descripción de la curva de tensión - deformación bajo una carga de tracción

El más importante de los ensayos mecánicos de materiales es el de tracción. Proporciona indicaciones sobre el alargamiento de probetas con geometría conveniente bajo una carga de tracción libre de momentos que aumenta de modo monótono. Mediante el ensayo de tracción se determinan magnitudes características de los materiales que sirven como base para dimensionar elementos de construcción solicitados estáticamente.

Para realizar ensayos de tracción se utilizan máquinas cuyo principio de construcción es el siguiente:

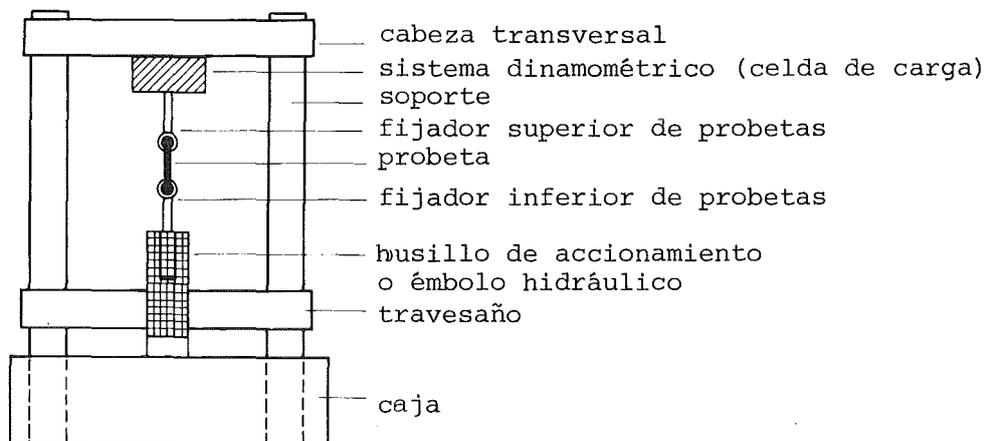


fig. 3.1: Construcción esquemática de una máquina de ensayos de tracción

Generalmente la probeta se solicita con una velocidad constante del travesaño. El alargamiento de la probeta ΔL que aparece puede determinarse mediante varios métodos (mecánicos, ópticos, eléctricos y magnéticos). Las fuerzas F que se establecen se registran con sistemas dinamométricos ("resortes de medición" calibrados para cambios de longitud elásticos).

A partir de las curvas de fuerza - alargamiento (curvas F , ΔL , ver fig. 3.2) se calculan diagramas de tensión-deformación, utilizando las definiciones siguientes:

tensión nominal $\sigma_n = F/S_0$
 y tensión real $\sigma = F/S$

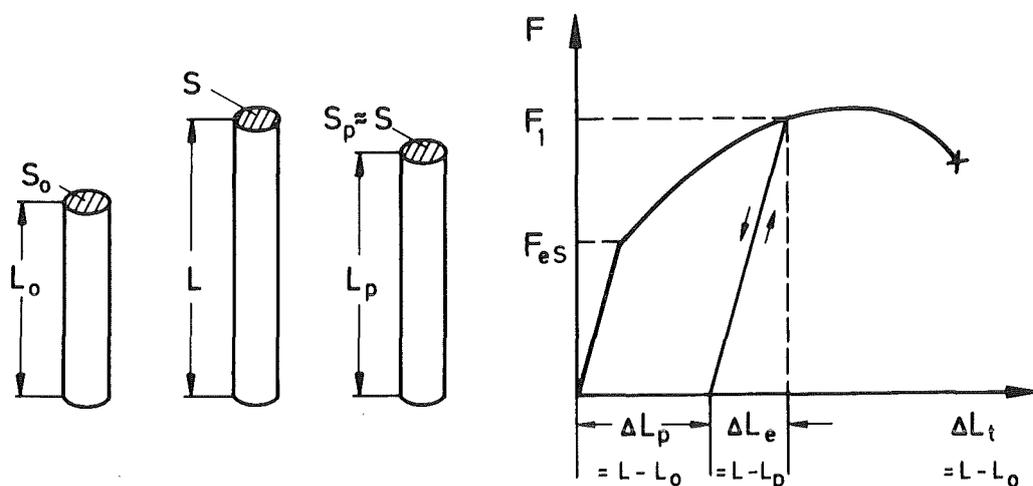


fig. 3.2: Diagrama (esquemático) de fuerza-alargamiento y dimensiones correspondientes de las probetas

así como deformación elástica $\epsilon_e = \frac{\Delta L_e}{L_0} = \frac{L - L_p}{L_0}$

deformación total $\epsilon_t = \frac{\Delta L_t}{L_0} = \frac{L - L_0}{L_0}$

y deformación plástica $\epsilon_p = \frac{\Delta L_p}{L_0} = \frac{L_p - L_0}{L_0} = \epsilon_t - \epsilon_e$

y resp. deformación plástica real (deformación logarítmica) $\varphi_p = \int_{L_0}^{L_p} \frac{dL}{L} = \ln \frac{L_p}{L_0}$

Debido a estas definiciones existen entre φ_p y ϵ_p , S y S_0 así como entre σ y σ_n las relaciones siguientes:

$$a) \quad \sigma_p = \int_{L_0}^{L_p} \frac{dL}{L} = \ln \frac{L_p}{L_0} = \ln \frac{L_0 + \Delta L_p}{L_0} = \ln (1 + \epsilon_p) \quad (1)$$

aproximación para $|\epsilon_p| < 1$: $\varphi_p \approx \epsilon_p - \frac{\epsilon_p^2}{2} + \frac{\epsilon_p^3}{3} - + \dots$

b) En el caso de una deformación plástica el volumen de probeta V solicitado es \approx constante.

Por esto, para la derivada total se escribe

$$dV = d(SL) = 0 = dS \cdot L + S dL$$

$$\text{y resp.} \quad \frac{dS}{S} = - \frac{dL}{L} = - d\varphi_p$$

$$\text{y} \quad \varphi_p = - \int_{S_0}^S \frac{dS}{S} = - \ln \frac{S}{S_0} = \ln \frac{S_0}{S} .$$

Después de la conversión se obtiene

$$S = \frac{S_0}{\exp \varphi_p} \quad (2)$$

$$\text{o con ec. (1)} \quad S = \frac{S_0}{1 + \epsilon_p} \quad (3)$$

c) Con $\sigma_n = F/S_0$ y $\sigma = F/S$ tenemos entonces

$$\sigma = \frac{F}{S_0} (1 + \epsilon_p) = \sigma_n (1 + \epsilon_p) \quad (4)$$

y resp.

$$\sigma = \frac{F}{S_0} \exp \varphi_p = \sigma_n \exp \varphi_p \quad (5)$$

La tabla 3.1 indica con algunos valores numéricos de ϵ_p y φ_p y de σ y σ_n las diferencias que aparecen.

tabla 3.1: Ejemplos de la influencia de la deformación plástica ϵ_p sobre φ_p y σ/σ_n

ϵ	φ	σ/σ_n
0,1 (\triangleq 10%)	0,095 ₂	1,1
0,2 (\triangleq 20%)	0,182	1,2
0,5 (\triangleq 50%)	0,405	1,5
1,0 (\triangleq 100%)	0,693	2,0

Combinando las tensiones y deformaciones definidas de manera diferente se obtienen diferentes diagramas de tensión/deformación, que muchas veces se llaman también curvas de solidificación. Las siguientes curvas de solidificación representadas esquemáticamente en la fig. 3.3 para un estado de material son particularmente importantes:

- (1) curva $\bar{\sigma}_n, \epsilon_p$ - que se llama curva de solidificación técnica
- (2) curva $\bar{\sigma}, \epsilon_p$ - que se llama curva de solidificación física
- (3) curva $\bar{\sigma}, \varphi_p$ - que se llama curva de solidificación física

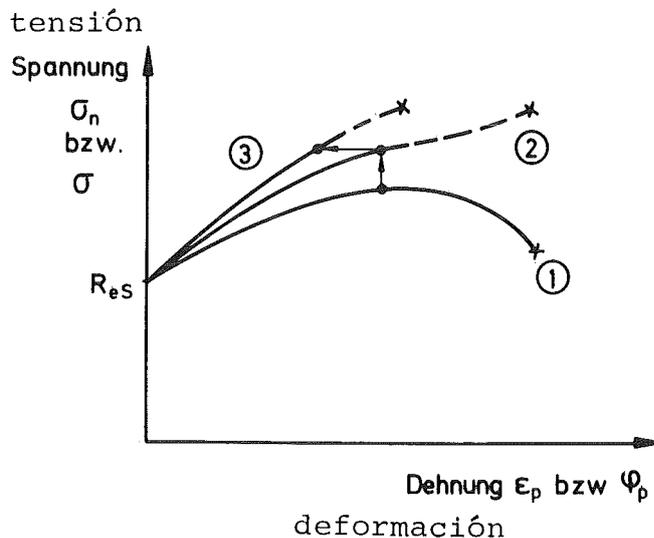


fig. 3.3: Representación esquemática de las curvas de solidificación técnica y física

tabla 3.2: Símbolos y denominaciones según DIN para el ensayo de tracción

símbolo nuevo (antiguo)		alemán	denominación en inglés	español
A	(δ)	Bruchdehnung	percentage elongation after fracture	alargamiento a la rotura
A _g	(δ_g)	Gleichmaßdehnung	percentage elongation before reduction	deformación proporcional
E		Elastizitätsmodul	Young's modulus of elasticity	módulo de elasticidad
F		Zugkraft	load	carga de tracción
L	(l)	Meßlänge	gauge length	longitud de medida
L _o	(l _o)	Anfangsmeßlänge	original gauge length	longitud de medida inicial
R _p (R _{p0,2})		Dehngrenze (0,2-Grenze)	proof stress (0.2% proof stress)	límite elástico (límite de 0,2%)
R _{eH}	(σ_{So})	obere Streckgrenze	upper yield stress	límite elástico aparente superior
R _{eL}	(σ_{Su})	untere Streckgrenze	lower yield stress	límite elástico aparente inferior
R _m	(σ_B)	Zugfestigkeit	tensile strength	resistencia a la tracción
S	(F,A)	Probenquerschnitt	cross-sectional area of the gauge length	sección transversal de la probeta
S _o	(F _o , A _o)	Anfangsquerschnitt	original cross-sectional area	sección transversal inicial
Z		Brucheingnürung	percentage reduction of area after fracture	estricción de rotura
ϵ		Dehnung	percentage elongation	elongación, deformación
ϵ_e		elastische Dehnung	percentage elastic elongation	deformación elástica
ϵ_p		plast. Dehnung	percentage plastic elongation	deformación plástica
ϵ_t		gesamte Dehnung	percentage total elongation	deformación total
σ		Spannung	true stress	tensión
σ		Nennspannung	engineering stress	tensión nominal

Las tensiones que coinciden con la curva de solidificación (> límite elástico aparente R_{es}) se llaman frecuentemente tensiones de fluencia. Las magnitudes características importantes para el ingeniero están definidas como de costumbre. La tabla 3.2 da la nomenclatura de estas magnitudes características. Para los materiales metálicos los tipos más importantes (I a VI) de curvas de solidificación bajo tracción, están resumidos en la fig. 3.4, basándose en diagramas de tensión nominal - deformación total (diagramas σ_n, ϵ_t). En el comentario bajo la figura se han indicado además algunos ejemplos de materiales que tienen este comportamiento de deformación.

3.2 Características típicas superficiales

Cuando durante un ensayo de tracción se realizan no solamente mediciones de carga y de deformación, sino también observaciones de los granos superficiales de los materiales policristalinos, la topografía de la superficie de los materiales con curvas de solidificación del tipo I, IV y V para $\sigma < R_{es}$, de los materiales con curvas de solidificación del tipo III para $\sigma < R_{eH}$ y de los materiales con curvas de solidificación del tipo II para $\sigma < R_{eL}$ no cambia. Pero cuando se pasa por encima de los llamados límites elásticos aparentes, aparecen fenómenos característicos de deformación superficial como consecuencia de dislocaciones irreversibles en los sistemas de deslizamiento de los granos próximos de la superficie. En materiales con curvas de solidificación del tipo II y III, solamente partes de los granos superficiales están afectadas por estos fenómenos, porque en la región de la deformación de Lüders ϵ_L el estado de deformación elástica-plástica se propaga de modo inhomogéneo a través del volumen de la probeta. La fig. 3.5 muestra un ejemplo. Para un acero de carbono que ha sido deformado hasta el medio de la región de deformación de Lüders se ha visualizado en ella la parte deformada elástica-plásticamente de la probeta por ataque, para distinguirla de la parte deformada solamente

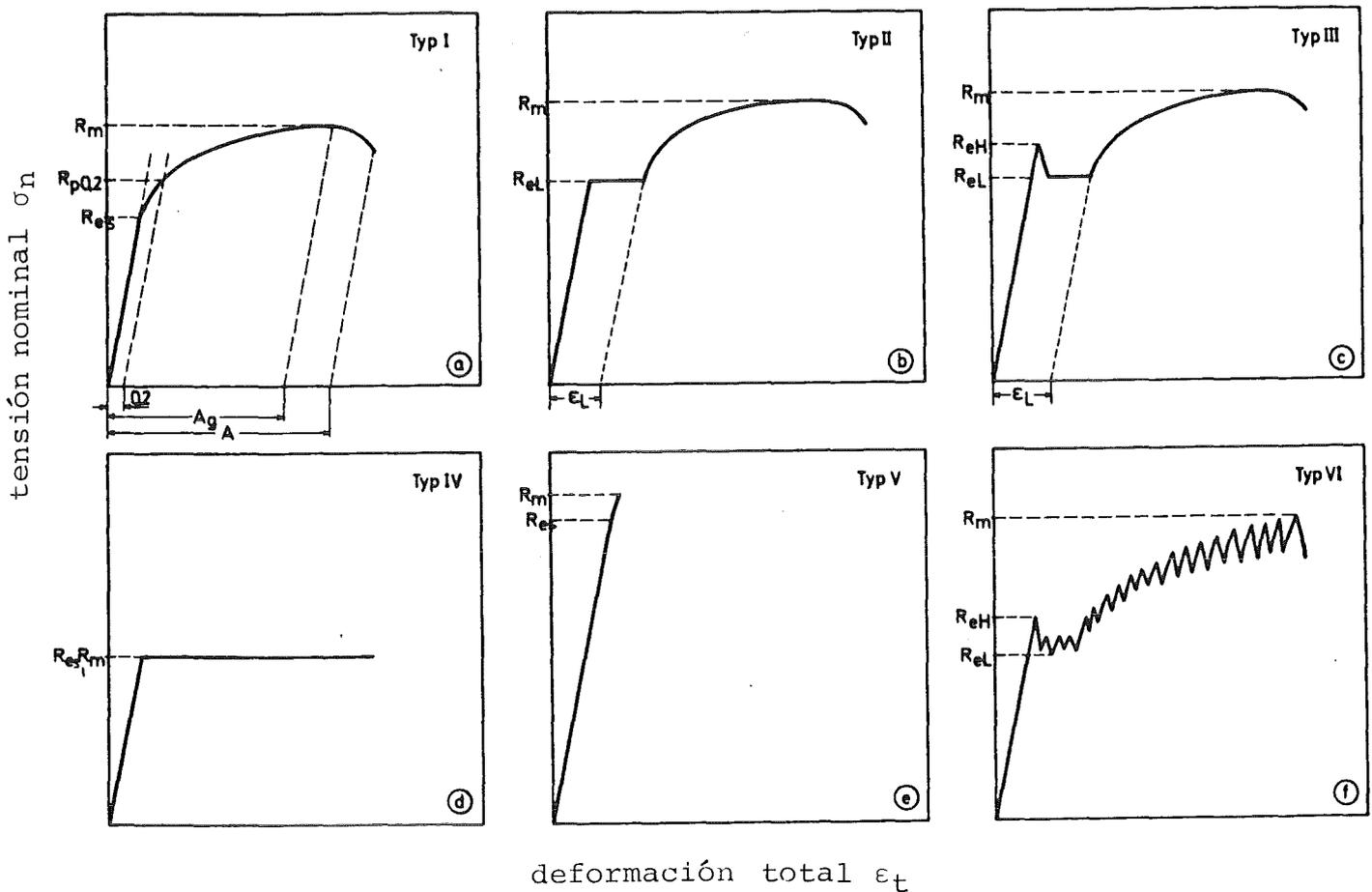


fig. 3.4: Curvas típicas de solidificación bajo tracción (diagramas σ_n, ϵ_t) de materiales metálicos

- a) material con transición continua de la región de deformación elástica a la región elástica-plástica. R_{eS} = límite elástico aparente, $R_{p0,2}$ = límite elástico 0,2, R_m = resistencia a la tracción, A_g = deformación proporcional, A = alargamiento a la rotura. Ejemplos: aluminio, cobre, X2CrNi188;
- b) material con límite elástico aparente inferior (R_{eL}) marcado, estado inhomogéneo de deformación elástica-plástica en la región de Lüders ϵ_L y después con región de deformación elástica-plástica homogénea. Ejemplo: aleaciones binarias a base de cobre;
- c) como b), pero con límite elástico aparente superior (R_{eH}) e inferior (R_{eL}) marcado. Ejemplo: aceros no aleados en el estado normalizado;
- d) material libre de solidificación con un comportamiento de deformación elástica-plástica ideal. Ejemplos: muchos materiales metálicos a temperaturas bastante elevadas;
- e) material con región de deformación elástica-plástica extremadamente reducida. Ejemplos: aceros no aleados tratados por temple martensítico;
- f) material con curva de solidificación dentellada en la región de deformación elástica-plástica como consecuencia de efectos dinámicos de envejecimiento. Ejemplos: Aleaciones con concentraciones bastante elevadas de átomos intersticiales o de sustitución en ciertos campos de temperatura.

elásticamente. Al final de la deformación de Lüders todas las cristalitas de superficies tienen características de deslizamiento. En los materiales con curvas de solidificación del tipo I, IV y V, después de sobrepasar el límite elástico aparente R_e y con grados de deformación plástica relativamente pequeños, se observan características de deformación en la mayoría de los granos superficiales. Las características de

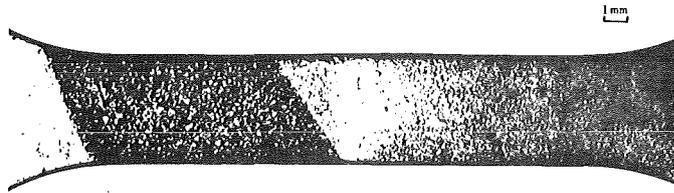


fig. 3.5: Formación de bandas de Lüders en el hierro pobre en carbono (0,007% en peso de C) con un tamaño del grano de $d = 50 \mu\text{m}$ y una deformación de Lüders de $\epsilon_L = 1,6\%$ (1).

deformación representan franjas rectilíneas o curvadas, paralelas entre ellas, que aparecen con diferentes orientaciones y que pueden cortarse. La fig. 3.6 muestra algunos ejemplos típicos para policristales de aluminio purísimo, hierro armco y CuZn 10.

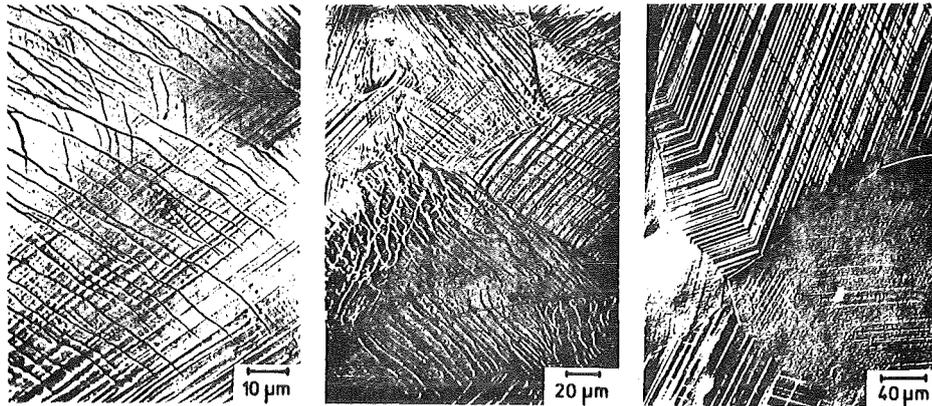


fig. 3.6: Formación de bandas de deslizamiento en policristales plásticamente deformados de a) hierro pobre en carbono; b) aluminio puro; c) CuZn 10

Para el aluminio y el hierro se observan características de deslizamiento "onduladas", para la aleación de cobre-zinc aparecen características de deslizamiento "rectilíneas". Las diferentes bandas de deslizamiento están constituidas de líneas de deslizamiento que representan cada una las trazas de regiones de granos desplazadas entre ellas con componente normal de superficie. Como lo muestra la fig. 3.7, está asociada a esto la formación de un relieve superficial característico que se hace tanto más complicado cuanto más bandas de deslizamiento se cortan recíprocamente.

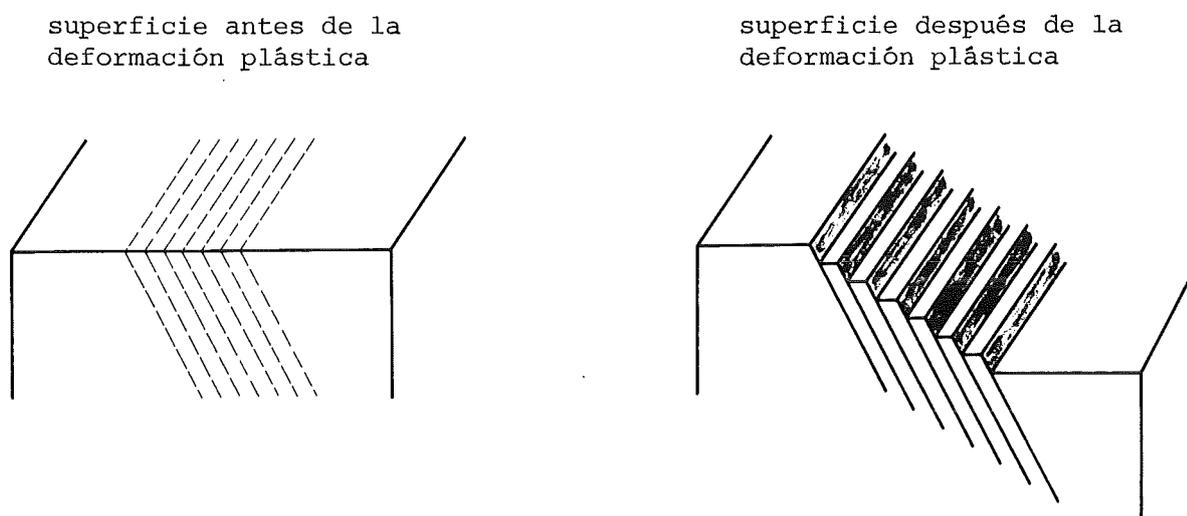


fig. 3.7: Formación de líneas de deslizamiento

La deformación por tracción de los policristales está caracterizada por procesos de deslizamiento múltiple. La fig. 3.8 muestra para una aleación de cobre-zinc a la izquierda arriba un deslizamiento simple dominante, a la derecha arriba un deslizamiento múltiple dominante, a la izquierda abajo un deslizamiento múltiple dentro de regiones de granos limitadas por maclas de recristalización y a la derecha abajo procesos de deslizamiento inducidos por bordes de grano. Además de los procesos de deslizamiento ilimitados estructuralmente, bajo

ciertas condiciones también procesos de deslizamiento estructuralmente limitados, las llamadas formaciones de maclas de



fig. 3.8: Formación diferente de bandas de deslizamiento por deslizamiento simple o resp. multiple dominante para CuZn 10 policristalino

deformación, pueden originar características de deformación superficial. Aquí también domina la formación de maclas multiples en el caso de los policristales. Un buen ejemplo está dado en la fig. 3.9 donde para el CuZn 15 se han visualizado solamente las maclas laminares, utilizando una técnica de cauterización especial.

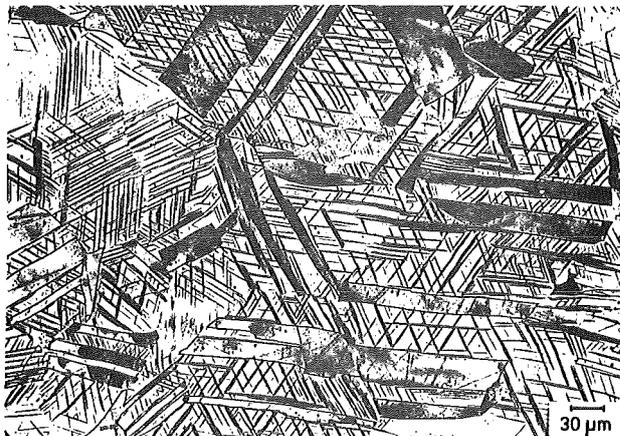


fig. 3.9: Maclas laminares atacadas con agua fuerte después de la deformación de maclas multiples del CuZn 15 policristalino (2)

Por consiguiente, las características típicas del deslizamiento aparecen como consecuencia de la deformación deslizante y/o de la deformación de maclas. De este modo, se activan ciertos planos cristalográficos hacia direcciones cristalográficas determinadas que en resumen se llaman sistemas de deslizamiento o de maclas respectivamente (ver capítulo 3.5).

Para producir las características de deslizamiento, se necesitan determinadas tensiones cizallantes τ en los sistemas de deslizamiento o de maclas respectivamente. Para permitir una correlación de magnitudes características mecánicas con procesos submicroscópicos, efectuaremos en la siguiente parte conversiones de σ en τ y de ϵ_p en γ_p (deslizamiento y resp. cizallamiento (cortadura)).

3.3 Ley de Schmid

Para $T < 0$, (T_s = temperatura de fusión en K), la deformación plástica se realiza por deslizamiento y/o formación de maclas. El deslizamiento está considerado como un proceso importante. Nos interesa entonces la conversión

$\sigma \rightarrow \tau$ (tensión cizallante que actúa en el "sistema de deslizamiento")

$\epsilon_p \rightarrow \gamma_p$ (deslizamiento correspondiente; llamado también cortadura plástica).

El deslizamiento está definido como (ver fig. 3.10)

$$\gamma_p = \frac{x}{h} = \frac{\text{desplazamiento de los planos de deslizamiento}}{\text{distancia}}$$

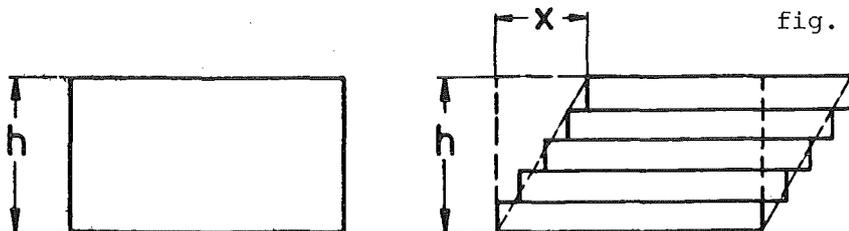
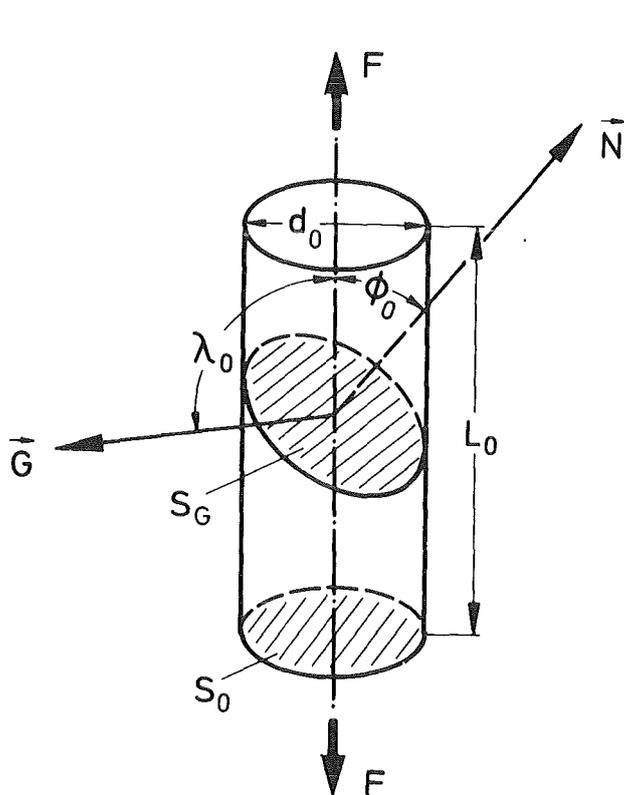


fig. 3.10: Definición del deslizamiento

Cual es entonces en una cristalita (monocristal) la tensión cizallante que actúa en el sistema de deslizamiento, para una dada fuerza exterior F o resp. tensión σ y una orientación conocida de los cristales? Para esto, consideramos un monocristal cilíndrico bajo una carga de tracción. En la fig. 3.11 está representado un sistema de deslizamiento posible, caracterizado por su normal del plano de deslizamiento \vec{N} y su dirección de deslizamiento \vec{G} . Queremos saber ahora cual es la componente F_G , situada en el plano de deslizamiento en la dirección del deslizamiento, de la fuerza de tracción F que actúa. Poniendo F_G en relación con la superficie correspondiente del plano de deslizamiento S_G (ver fig. 3.11), obtenemos

$$\tau = F_G / S_G \quad (1)$$



- \vec{N} = normal del plano de deslizamiento
- \vec{G} = dirección del deslizamiento
- S_0 = superficie de la sección transversal de la probeta
- S_G = superficie de la probeta en la dirección del deslizamiento
- ϕ_0 = ángulo entre \vec{F} y \vec{N}
- λ_0 = ángulo entre \vec{F} y \vec{G}

fig. 3.11: Demostración de la relación entre la fuerza exterior y de la tensión cizallante producida en el sistema de deslizamiento de un monocristal.

Debido a las condiciones geométricas representadas en la fig. 3.11 y con

$$F_G = F \cos \lambda_0 \quad (2)$$

y
$$S_G = S_0 / \cos \phi_0 \quad (3)$$

tenemos para la tensión cizallante que actúa en el sistema de deslizamiento

$$\tau = \frac{F}{S_0} \cos \phi_0 \cdot \cos \lambda_0 \quad (4)$$

En el caso de una deformación plástica cambian

$$L_0 \rightarrow L, S_0 \rightarrow S, \phi_0 \rightarrow \phi \text{ y } \lambda_0 \rightarrow \lambda$$

Según Schmid, para estados deformados tenemos

$$\tau = \frac{F}{S} \cos \phi \cos \lambda \quad (5)$$

Con el factor de orientación (llamado frecuentemente factor de Schmid)

$$m = \frac{1}{\cos \phi \cos \lambda} \quad (6)$$

y
$$\sigma = F/S$$

la ley de Schmid se escribe

$$\tau = \sigma / m \quad (7)$$

Observen:
$$\tau = \frac{F}{S(\epsilon_p)} \cos \phi(\epsilon_p) \cdot \cos \lambda(\epsilon_p)$$

A partir de consideraciones geométricas resulta

$$\cos \phi = \frac{\cos \phi_0}{1 + \epsilon_p} \quad (8)$$

y
$$\sin \lambda = \frac{\sin \lambda_0}{1 + \epsilon_p} \quad (9)$$

es decir la deformación plástica produce cambios de orientación (para ϵ_p que aumenta, viene $\phi \uparrow$ y $\lambda \uparrow$).

Entonces se escribe con las ecuaciones (8), (9) y (7) así como con la condición

$$S = \frac{S_0}{1 + \epsilon_p} \quad (\text{ver parte 2.1})$$

$$\tau = \frac{F}{S_0} \cos \phi_0 \cdot \frac{\sqrt{(1 + \epsilon_p)^2 - \sin^2 \lambda_0}}{1 + \epsilon_p} \quad (10)$$

es decir τ puede calcularse cuando están dados S_0 , ϕ_0 y λ_0 , en función de la fuerza F que actúa y de la elongación plástica ϵ_p .

Analógicamente puede determinarse el deslizamiento a partir de consideraciones geométricas. Se obtiene

$$\gamma_p = \frac{1}{\cos \phi_0} \left(\sqrt{(1 + \epsilon_p)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0 \right) \quad (11)$$

Las ecuaciones (10) y (11) valen únicamente para el "deslizamiento simple" (ver cap. 3.6). Se llaman "relaciones de Göler-Sachs".

Para menores cambios de elongación se obtiene a partir de la ec. (11)

$$\frac{d\gamma_p}{d\epsilon_p} = \frac{1}{\cos \phi_0} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{2(1 + \epsilon_p)}{\sqrt{(1 + \epsilon_p)^2 - \sin^2 \lambda_0}}$$

La conversión y la consideración de la ec. (9) nos proporciona

$$\frac{d\gamma_p}{d\epsilon_p} = \frac{1}{\cos \phi_0 \cos \lambda} \approx \frac{1}{\cos \phi_0 \cos \lambda_0} = m$$

Tenemos por consiguiente

$$d\gamma_p = m d\epsilon_p \quad (12)$$

Únicamente para aproximaciones muy gruesas, esta relación puede sustituirse por

$$\gamma_p = m \epsilon_p \quad (13)$$

Cuando ϕ_0 y λ_0 están dados, a partir del diagrama σ, ϵ_p de un monocristal deformado por tracción puede calcularse el diagrama τ, γ_p .

Pero para determinar ϕ_0 y λ_0 se necesitan:

- 1) Estudios radiográficos con rayos X para determinar la orientación de los cristales (método de Laue, método del cristal giratorio).
- 2) Determinación del sistema de deslizamiento con la máxima tensión cizallante, el llamado sistema de deslizamiento principal, mediante la proyección estereográfica.

3.4 Direcciones y planos de la red y su proyección estereográfica

La caracterización de los planos ocupados por átomos en la red cristalina, de los llamados planos de la red (término equivalente: plano atómico) se hace mediante los índices de Müller. Están definidos como valores recíprocos libres de divisores de los tramos de eje referidos a las distancias de translación de un plano de la red. Ilustraremos esta definición basándonos en el sistema cristalino cúbico. Sobre los ejes de un sistema de coordenadas rectangulares se introduce como unidad de medida las distancias de translación $a = b = c$, la llamada constante de la red del sistema cúbico. Entonces se determinan los tramos del eje del plano de la red que hay

que considerar, en unidades de la constante de la red, de las cuales se forman los valores recíprocos y se multiplican los tres números fraccionados por un factor adecuado de modo que se obtengan números enteros. Estos están indicados en la forma (hkl) y se llaman índices de Miller. Los tramos negativos del eje se caracterizan por una raya sobre el número correspondiente, por ejemplo por $(hk\bar{l})$. La fig. 3.12a muestra ejemplos de índices. El plano (011) posee por ejemplo los tramos de eje $x/a = \infty$, $y/a = 1$, $z/a = 1$, referidos a la constante de la red a . Los valores recíprocos correspondientes están $0, 1, 1$. El plano se escribe entonces (011) . Ciertos planos están caracterizados por paréntesis, como p.ej. (110) , (101) , (011) , (110) . Cuando se quiere indicar todos los planos de este tipo juntos, que están equivalentes cristalográficamente, se ponen los índices entre llaves y se escribe $\{110\}$.

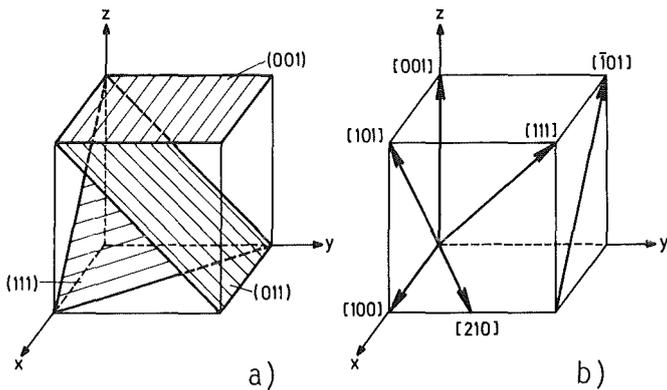


fig. 3.12: Ejemplos de planos y direcciones en la red cúbica

Para describir direcciones ocupadas por átomos, las llamadas direcciones de la red, partimos de vectores reticulares. Lo ilustraremos también con el ejemplo del sistema cristalino cúbico. Para indicar la orientación de una dirección de la red, se traza una recta paralela a ella, que pasa por el origen del sistema de coordenadas. La caracterización se hace por tres números enteros u, v, w , que indican cuantos pasos de red hay que avanzar en la dirección de los tres ejes. Para distinguir los planos, estos índices se ponen entre corchetes $[u, v, w]$. Como lo muestra la fig. 3.12b, la dirección $[100]$

indica la dirección del eje x, y [101] indica la dirección de la diagonal de superficie en la dirección x, z del cubo. La caracterización de todas las direcciones equivalentes cristalográficamente, como p.ej. [110], [101], [011], [101]... se hace entre paréntesis agudas en la forma $\langle 110 \rangle$.

En el sistema cristalino tetragonal y ortorómbico, los planos y las direcciones de la red llevan índices análogos a los del sistema cúbico. En cambio para el sistema hexagonal se suele aplicar la "notación por cuatro índices" que comparada con la "notación por tres índices" mencionada tiene la ventaja que los planos y las direcciones de la red equivalentes cristalográficamente tienen índices semejantes. En vez de caracterizar un plano $\{hkl\}$ por índices de Miller, se lo indica en la forma $\{h^*k^*i^*l\}$ con índices de Miller-Bravais. Entonces está $h^* = h$, $k^* = k$, $i^* = -(h+k)$ y $l^* = l$. Para la indicación de direcciones se procede de modo análogo. En lugar de $\langle uvw \rangle$ se las caracteriza por $\langle u^*v^*t^*w^* \rangle$ en la notación por cuatro índices. Están $u^* = (2u-v)/3$, $v^* = (2v-u)/3$, $t^* = -(u+v)/3$ y $w^* = w$.

Por proyección estereográfica se entiende la representación del conjunto espacial de las direcciones de la red y resp. de las normales del plano de la red de un cristal en un plano.

Supongamos que un cristal con orientación cualquiera esté envuelto por una esfera (esfera de posición). Cada dirección (dirección de la red, normal del plano de la red o de la superficie) del cristal atraviesa la esfera de posición en determinados puntos, los polos de dirección o de superficie. Paramás simplicidad, en la fig. 3.13 el plano (001) del "cristal" está en el plano ecuatorial. En el hemisferio norte se han representado los polos de superficie de las direcciones [001], [011], [111]. Las rectas de unión entre estos "polos de superficie" y el polo sur S están dadas por los puntos de

penetración representados en la fig. 3.13 en el plano ecuatorial. Se trata de los "polos de superficie proyectados estereográficamente". La totalidad de los polos de superficie representados en el plano ecuatorial con el polo sur como centro de proyección se llama grabado de polos. La fig. 3.14 muestra el grabado de polos

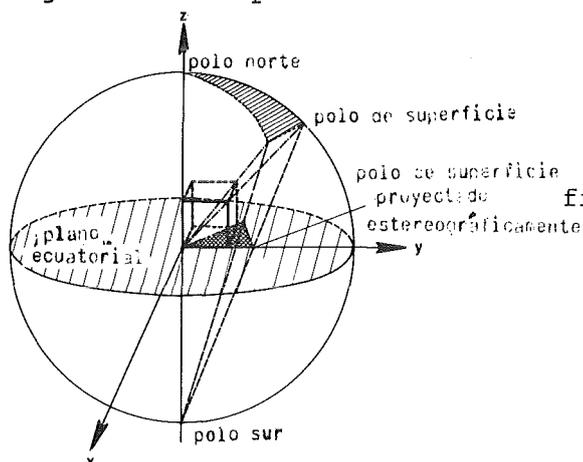


fig. 3.13: Proyección estereográfica de direcciones de la red.

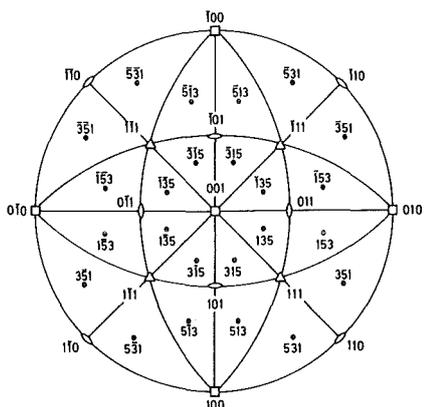


fig. 3.14:

Ejemplo de un grabado de polos con direcciones proyectadas estereográficamente del tipo $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ y $\langle 135 \rangle$.

con todas las direcciones $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ y $\langle 135 \rangle$ de un cristal cuya dirección $[001]$ es perpendicular al plano ecuatorial. El grabado de polos se compone de 24 triángulos equivalentes representados fieles en los ángulos, con las direcciones $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ y $\langle 111 \rangle$ como cantos y con círculos máximos proyectados estereográficamente como líneas limitadoras. Un cristal en forma de barra cuyo eje de barra coincide con la dirección $[135]$, está representado en la fig. 3.14 en el triángulo parcial rayado por el punto $[\bar{1}35]$. Los cristales que se caracterizan por los puntos $[135]$, $[315]$, $[\bar{1}53]$ etc., es decir puntos del tipo $\langle 135 \rangle$, no se distinguen desde el punto

de vista físico de la orientación $[\bar{1}35]$ de cristales. Cristalográficamente son completamente equivalentes. Por esto, para muchos objetivos basta estudiar el triángulo parcial rayado, el llamado triángulo fundamental de orientación.

Mediante redes graduadas proyectadas estereográficamente pueden leerse directamente ángulos entre diferentes direcciones de red.

3.5 Sistemas de deslizamiento y de maclas

Un sistema de deslizamiento está caracterizado por la indicación de un plano de deslizamiento y la dirección de deslizamiento que tiene. En los metales cúbicos centrados en las caras y cúbicos centrados en el cuerpo, por razones energéticas las direcciones de deslizamiento son siempre direcciones de red con máxima compacidad, y los planos de deslizamiento son planos de red con compacidad máxima o relativamente grande.

En la red cúbica centrada en las caras existen planos de deslizamiento del tipo $\{111\}$ y direcciones de deslizamiento del tipo $\langle 110 \rangle$. Con un total de 4 planos $\{111\}$ con diferente notación por índices, que contienen cada uno 3 direcciones $\langle 110 \rangle$, obtenemos por lo tanto 12 sistemas de deslizamiento del tipo $\{111\} \langle 110 \rangle$.

En la red cúbica centrada en el cuerpo existen planos de deslizamiento del tipo $\{110\}$, $\{112\}$ y $\{123\}$, cada uno con direcciones de red con compacidad máxima, como direcciones de deslizamiento del tipo $\langle 111 \rangle$. El total de 48 sistemas de deslizamiento posibles se compone de

- 12 sistemas de deslizamiento del tipo $\{110\} \langle 111 \rangle$ - compuestos de 6 planos del tipo $\{110\}$ con 2 direcciones $\langle 111 \rangle$ cada uno -
- 12 sistemas de deslizamiento del tipo $\{112\} \langle 111 \rangle$ - compuestos de 12 planos del tipo $\{112\}$ con una dirección $\langle 111 \rangle$ cada uno -
- y 24 sistemas de deslizamiento del tipo $\{123\} \langle 111 \rangle$ - compuestos de 24 planos del tipo $\{123\}$ con una dirección $\langle 111 \rangle$ cada uno.

Un sistema de maclas está caracterizado por la indicación de un plano de macla y la dirección (de deslizamiento) de maclas que tiene.

En la red cúbica centrada en las caras existen 24 sistemas de maclas del tipo $\{111\} \langle 112 \rangle$, compuestos de 4 planos de macla del tipo $\{112\}$ con 3 direcciones del tipo $\langle 112 \rangle$ cada uno.

En la red cúbica centrada en el cuerpo también existen 12 sistemas de maclas, pero del tipo $\{112\} \langle 111 \rangle$, que se componen de 12 planos de macla del tipo $\{112\}$ con una dirección del tipo $\langle 111 \rangle$ cada uno.

3.6 Sistema de deslizamiento principal

En los monocristales, cuando crece la tensión σ , se activa primero aquel sistema de deslizamiento que tiene la máxima tensión cizallante τ o resp. el mínimo factor de Schmid m . Esto vale también para los sistemas de maclas. Explicaremos este fenómeno con más detalle basándonos en los sistemas de deslizamiento de la red cúbica centrada en las caras.

Existen 12 sistemas de deslizamiento del tipo $\{111\} \langle 110 \rangle$. Partimos de la hipótesis que la dirección de la carga que coincide con el eje de barra del cristal, proyectada estereográficamente, esté en el triángulo básico de orientación y tenga por ejemplo la dirección $[\bar{1}35]$. Con los ángulos $\phi_0 = \sphericalangle$ (eje de tracción, normal del plano de deslizamiento del tipo $\langle 111 \rangle$) y $\lambda_0 = \sphericalangle$ (eje de tracción, dirección del deslizamiento del tipo $\langle 110 \rangle$) pueden calcularse mediante la relación

$$\cos \varphi = \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2}{r_1 \cdot r_2} = \frac{\langle u_1 v_1 w_1 \rangle \langle u_2 v_2 w_2 \rangle}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2 + w_1^2} \cdot \sqrt{u_2^2 + v_2^2 + w_2^2}} \quad (1)$$

los valores del factor de Schmid

$$m = \frac{1}{\cos \phi_0 \cos \lambda_0} \quad (2)$$

Para los 12 sistemas de deslizamiento se obtienen los valores resumidos en la tabla 3.3.

Tabla 3.3: Valores ϕ_o , λ_o y m de la dirección de la carga $[\bar{1}35]$ para todos los sistemas de deslizamiento de la red cúbica centrada en las caras.

	sistema de deslizamiento	ϕ_o [grados]	λ_o [grados]	m
1	(111) $[\bar{1}01]$	46,9	44,2	2,04
2	($\bar{1}$ 11) $[101]$	28,6	61,4	2,38
3	(111) $[\bar{1}10]$	46,9	61,4	3,06
4	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1) $[011]$	73,0	17,0	3,57
5	($\bar{1}$ 11) $[0\bar{1}1]$	28,6	76,2	4,76
6	($\bar{1}$ 11) $[110]$	28,6	76,2	4,76
7	(111) $[0\bar{1}1]$	46,9	76,2	6,12
8	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1) $[101]$	73,0	61,4	7,14
9	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1) $[011]$	84,4	17,0	10,72
10	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1) $[\bar{1}01]$	84,4	44,2	14,29
11	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1) $[\bar{1}10]$	73,0	61,4	14,29
12	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1) $[110]$	84,4	76,2	42,87

Para la dirección de la carga $[\bar{1}35]$ tomada arbitrariamente aparece entonces en el sistema de deslizamiento 1 el factor de Schmid mínimo y por consiguiente la tensión cizallante máxima.

Cuando se aumenta la tensión hasta el límite elástico aparente, comienza la deformación plástica, es decir el deslizamiento solamente en este sistema de deslizamiento, luego en (111) $[\bar{1}01]$. Por ello, el sistema de deslizamiento 1 se llama "sistema de deslizamiento principal".

Cuando se activa el sistema de deslizamiento principal (111) $[\bar{1}01]$, el factor de Schmid puede tener cualquier valor entre 2,00 y 3,67 para posiciones arbitrariamente proyectadas del eje de tracción dentro del triángulo básico de orientación. La tabla 3.4 indica para algunas orientaciones los valores ϕ_o , λ_o y m calculados según la ec. (1) y (2).

Tabla 3.4: Valores ϕ_0 , λ_0 y m de diferentes direcciones de la carga cuando se activa el sistema de deslizamiento principal

	dirección	ϕ_0 [grados]	λ_0 [grados]	m
a)	[001]	54,7	45,0	2,45
b)	[011]	35,3	60,0	2,45
c)	$[\bar{1}11]$	70,5	35,3	3,67
d)	-	45,0	45,0	2,00
e)	$[\bar{1}35]$	46,9	44,2	2,04
f)	[024]	39,2	50,8	2,04
g)	$[\bar{1}33]$	48,5	49,5	2,33
h)	$[\bar{1}13]$	58,5	31,5	2,25

La fig. 3.15 muestra las direcciones correspondientes en el triángulo básico de orientación.

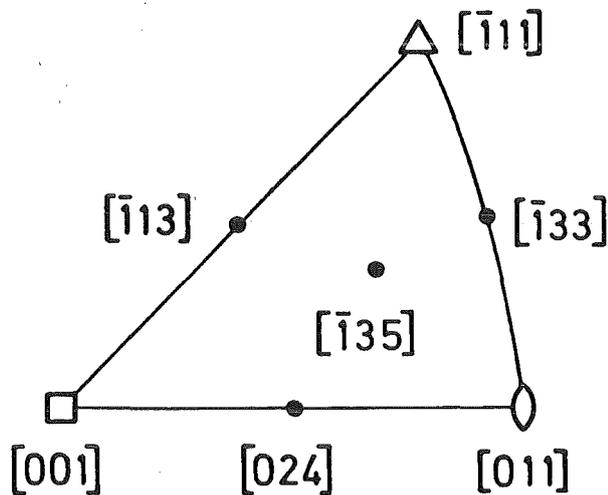


fig. 3.15: Posición de diferentes direcciones de la carga en el triángulo básico de orientación.

En la deformación de los cristales "orientados hacia el medio" se activa solamente el sistema de deslizamiento principal que ahora conocemos. Por consiguiente se trata de un

deslizamiento simple. En los cristales "orientados hacia los ángulos" (eje de barra en la dirección $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ o $\langle 111 \rangle$) existen varios sistemas de deslizamiento con valores iguales de m y por lo tanto también con iguales tensiones cizallantes (ver fig. 3.16). En estos casos especiales la deformación viene dominada por el deslizamiento múltiple.

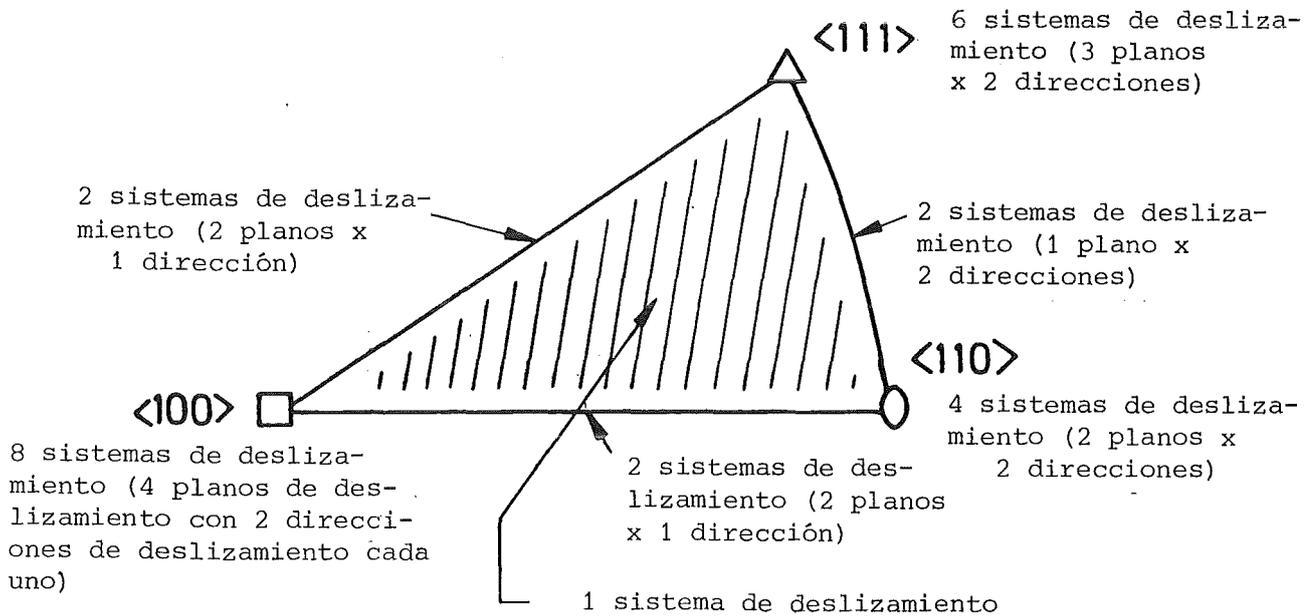


fig. 3.16: Número de los sistemas de deslizamiento activados de la red cúbica centrada en las caras en el triángulo básico de orientación.

3.7 Factores de orientación de los monocristales y policristales

3.7.1 Monocristales

Debido a la ley de Schmid (ver cap. 3.3) se tiene para el factor de orientación de un monocristal

$$m = \frac{\sigma}{\tau} = \frac{d\gamma_p}{d\varepsilon_p} = \frac{1}{\cos\phi \cos\lambda} \quad (1)$$

Para los metales cúbicos centrados en las caras con los sistemas de deslizamiento del tipo $\{111\} \langle 110 \rangle$ y para los metales cúbicos centrados en el cuerpo donde se activan solamente los sistemas de deslizamiento del tipo $\{110\} \langle 111 \rangle$ los valores m calculados según la ec. (1) están dentro de los límites $2,00 < m < 3,67$, como lo muestra la fig. 3.17.

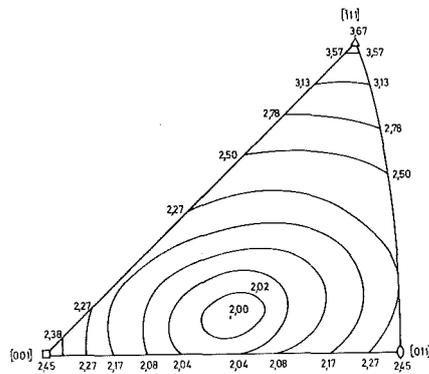


fig. 3.17: Factores de orientación m de los monocristales para sistemas de deslizamiento $\{111\} \langle 110 \rangle$ y $\{110\} \langle 111 \rangle$ dentro del triángulo básico de orientación.

Para cristales cúbicos centrados en el cuerpo con activación idéntica de los sistemas de deslizamiento $\{110\} \langle 111 \rangle$, $\{112\} \langle 111 \rangle$ y $\{123\} \langle 111 \rangle$ los valores de m están dentro de los límites $2,00 < m < 3,18$.

3.7.2 Policristales

a) Media tomada según Sachs

Para calcular la relación entre la tensión normal exterior σ y la tensión cizallante media τ en los sistemas de deslizamiento activados de los granos de un policristal, Sachs establece la hipótesis siguiente:

- 1) En cada cristalita se activa solamente el sistema de deslizamiento principal, es decir, excepto los granos "orientados hacia los ángulos" todas las cristalitas presentan un deslizamiento simple.
- 2) No existen acoplamientos a lo largo de los bordes de grano.
- 3) El endurecimiento es independiente de la orientación.
- 4) Los granos están orientados aleatoriamente.

Como los factores de orientación m_i de las cristalitas son idénticos a los de los monocristales y existe la región de valores

$$2,00 \lesssim m_i \lesssim 3,67$$

se tiene para el factor de orientación de los policristales según Sachs

$$m_s = \bar{m}_i = \frac{\Delta \int m dS}{\Delta \int dS} \quad (1)$$

La media proporciona para metales cúbicos centrados en las caras con sistemas de deslizamiento del tipo $\{111\} \langle 110 \rangle$ el valor siguiente

$$m_s = 2,24$$

y para metales cúbicos centrados en el cuerpo con sistemas de deslizamiento del tipo $\{110\} \langle 111 \rangle$ el valor

$$m_s = 2,24$$

Por lo tanto se puede escribir generalmente

$$\sigma = m_s \tau \quad (2)$$

La relación entre el deslizamiento medio (cizallamiento plástico) y la deformación plástica macroscópica ϵ_p se escribe

$$\epsilon_p = \gamma_p / m_s \quad (3)$$

b) Media tomada según Taylor

Taylor calcula la relación entre σ y τ con algunas hipótesis que están más cerca de la realidad:

- 1) Por razones de compatibilidad en los bordes de grano se arranca siempre un deslizamiento múltiple en la deformación. Se activan entonces por lo menos 5 sistemas de deslizamiento.
- 2) A lo largo de los bordes de grano existe un fuerte acoplamiento. Pero los bordes de grano no deben deshacerse, es decir no deben aparecer cambios de volumen ($\Delta V = 0$).
- 3) El deslizamiento total es mínimo.
- 4) En los sistemas de deslizamiento activados del grano i las tensiones cizallantes están aproximadamente iguales.
- 5) Los granos están orientados aleatoriamente.

Con esto se tiene para el factor de orientación de los granos:

$$M_i = \sum_{k=1}^5 d\gamma_{p,k} / d\epsilon_p = \sigma / \tau \quad (4)$$

Como lo muestra la fig. 3.18 para metales cúbicos centrados en las caras con sistemas de deslizamiento del tipo $\{111\} \langle 110 \rangle$ y para metales cúbicos centrados en el cuerpo con sistemas de deslizamiento del tipo $\{110\} \langle 111 \rangle$, los valores del

factor de orientación de los granos están dentro del límite de 2,27 a 3,67. Cuando para los metales cúbicos centrados en el cuerpo se toma en cuenta los sistemas de deslizamiento del tipo $\{110\} \langle 111 \rangle$, $\{112\} \langle 111 \rangle$ y $\{123\} \langle 111 \rangle$, se tiene según Taylor $2,10 < M_i < 3,18$. La media tomada sobre todos los granos, con una distribución estadísticamente aleatoria de las orientaciones, proporciona así para los sistemas de deslizamiento $\{111\} \langle 110 \rangle$ para metales cúbicos en las caras y para $\{110\} \langle 111 \rangle$ para metales cúbicos centrados en el cuerpo el factor de orientación de los policristales según Taylor

$$\bar{M}_i = M_T = 3,06$$

Cuando los sistemas de deslizamiento $\{110\} \langle 111 \rangle$, $\{112\} \langle 111 \rangle$ y $\{123\} \langle 111 \rangle$ aparecen en los metales cúbicos centrados en el cuerpo, se tiene

$$\bar{M}_i = M_T = 2,75.$$

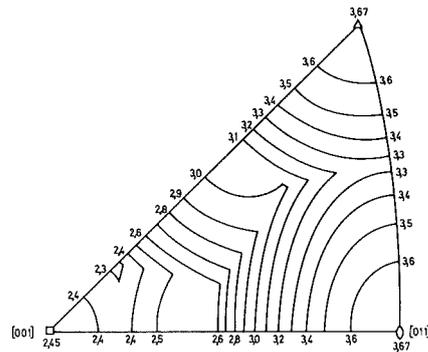


fig. 3.18: Factores de orientación de los granos M_i para sistemas de deslizamiento $\{111\} \langle 110 \rangle$ y $\{110\} \langle 111 \rangle$ dentro del triángulo básico de orientación.

La relación entre σ y τ está dada aquí también, para una distribución aleatoria de las orientaciones de los granos, por:

$$\sigma = M_T \tau \quad (5)$$

Además, después de introducir la deformación plástica se obtiene

$$\varepsilon_p = \gamma_p / M_T \quad (6)$$

En los policristales con textura (textura de deformación o resp. de recocido) tenemos un surtido de orientaciones de los granos. Entonces hay que modificar el factor de orientación de los policristales. Se tiene

$$\sigma_{\text{Tex}} = M_T^* \tau \quad (7)$$

con $M_T^* \neq M_T$. A partir de las relaciones (5) y (7) se calcula para un grado de deformación igual y suponiendo valores de τ idénticos

$$\sigma_{\text{Tex}} = \frac{M_T^*}{M_T} \sigma \quad (8)$$

Para sistemas de deslizamiento del tipo $\{111\} \langle 110 \rangle$ o $\{110\} \langle 111 \rangle$ respectivamente, cuando se trata de una textura de fibra ideal del tipo $\langle 111 \rangle$, se tiene por ejemplo para el factor de orientación modificado de policristales

$$M_T^* = M_{\langle 111 \rangle} = 3,67$$

o respectivamente para una textura de fibra ideal del tipo $\langle 100 \rangle$

$$M_T^* = M_{\langle 100 \rangle} = 2,45$$

Cuando existe una acumulación de las orientaciones de grano en el ángulo $\langle 111 \rangle$ del triángulo básico de orientación, se escribe

$$M_T = 3,06 < M_T^* < M_{\langle 111 \rangle}$$

De modo análogo, para una acumulación en el ángulo $\langle 100 \rangle$ se obtiene

$$M_{\langle 100 \rangle} < M_{\text{T}}^* < M_{\text{T}} = 3,06 .$$

3.8 Preguntas y problemas

Tarea 3.1:

Dibujen el plano (111) con mayor compacidad de la red cúbica centrada en las caras, escojan cualquier átomo, e indiquen 3 vectores de la red situados en este plano y diferentes en cuanto a la magnitud y a la dirección, y calculen sus magnitudes.

Tarea 3.2:

En el caso de una deformación plástica se observan en metales cúbicos centrados en el cuerpo planos del tipo {110}, {112} y {123} como planos de deslizamiento. Las direcciones del deslizamiento son siempre direcciones $\langle 111 \rangle$.

- a) Tracen en celdas elementales cúbicas centradas en el cuerpo los siguientes planos y direcciones: $(\bar{1}10)$, $[\bar{1}10]$, (112), $[112]$, (123) y $[123]$.
- b) Muestren que cada uno de los planos mencionados contiene la dirección $[11\bar{1}]$.

Tarea 3.3:

Indiquen en la red con mayor compacidad hexagonal los índices de Müller-Bravais del plano de base, de un plano de prisma, de un plano piramidal de I. y de II. orden respectivamente así como una dirección de red situada en cada uno de estos planos.

Tarea 3.4:

El plano gemelo de la red de hierro α es un plano {112}, la dirección gemela de cizallamiento (dirección del deslizamiento transversal) es una dirección $\langle 111 \rangle$.

- a) Expliquen porque la deformación gemela es una deformación limitada estructuralmente

- b) Cual es el cizallamiento γ_2 en la deformación gemela cuando se entiende por ello el desplazamiento relativo de dos planos vecinos referido a su distancia entre ellos.
- c) Comparen el cizallamiento γ_2 en la formación de gemelos (maclas) en el hierro α e hierro γ .

Tarea 3.5:

El eje de barra de un monocristal de cobre posee con 3 sistemas de deslizamiento $\{111\} \langle 111 \rangle$ los ángulos siguientes:

47° a la normal del plano $(11\bar{1})$, 43° a la dirección $[101]$,
 68° a la normal del plano $(1\bar{1}1)$, 22° a la dirección $[110]$,
 35° a la normal del plano (111) , 55° a la dirección $[10\bar{1}]$.

La deformación plástica comienza con la aplicación de la tensión $R_{es} = 1 \text{ N/mm}^2$. Calculen la tensión cizallante correspondiente para cada uno de los tres sistemas de deslizamiento indicados. Indiquen cual es el sistema de deslizamiento que se activa y cual es por consiguiente el importe de la tensión cizallante crítica τ_c del cristal.

Tarea 3.6:

En la deformación plástica de monocristales de zinc se activa el sistema de deslizamiento $(0001) \langle 11\bar{2}0 \rangle$, porque la relación c/a con 1,856 es mayor que la relación ideal de 1,632. Con una sección transversal de una probeta de $S_0 = 1,22 \text{ mm}^2$ se han observado las fuerzas siguientes del límite elástico aparente para los ángulos indicados ϕ_0 y λ_0 :

ϕ_0 [grados]	λ_0 [grados]	F_{es} [N]
83,5	18	203,1
70,5	29	77,1
60	30,5	51,7
50	40	45,1
29	62,5	54,9
13	78	109,0
4	86	318,5

- a) Calculen la tensión cizallante crítica τ_c y el límite elástico aparente R_{es} para la deformación plástica que comienza
- b) Determinen a partir del resultado, si la deformación plástica que comienza está determinada por τ_c o por R_{es} .
- c) Tracen el límite elástico aparente R_{es} en función del factor de Schmid m .

Tarea 3.7:

En la deformación por tracción de monocristales orientados hacia los ángulos, de aluminio puro (eje de barra con orientación $\langle 111 \rangle$) y hierro α (eje de barra con orientación $\langle 100 \rangle$) se observan las curvas de tensión cizallante-deslizamiento trazadas en la fig. 3.19.

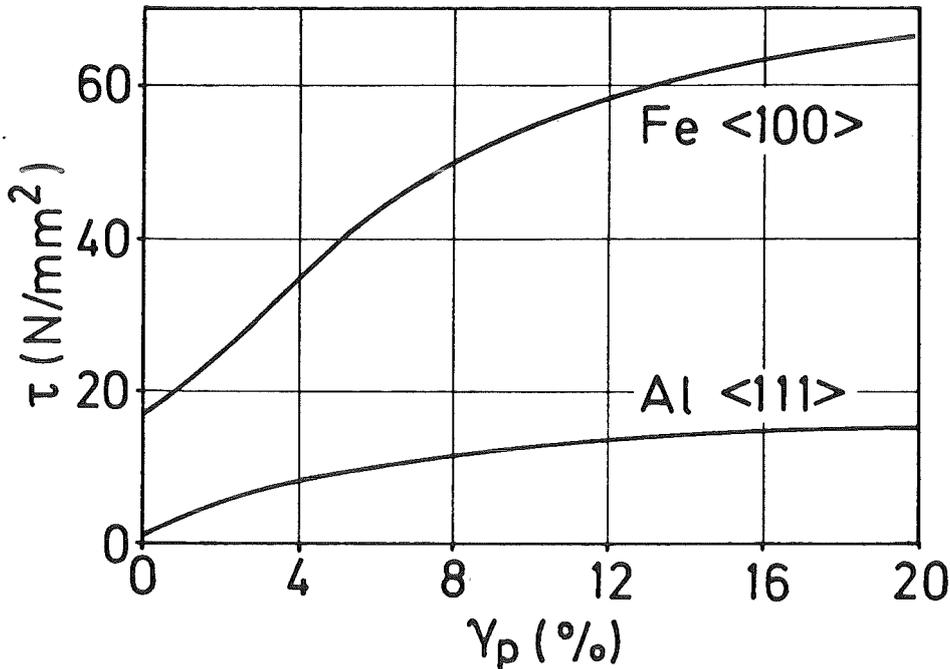


fig. 3.19

- a) Indiquen para ambos materiales el número de los sistemas de deslizamiento activados.

- b) Calculen los factores de Schmid m correspondientes.
- c) Determinen aproximadamente las curvas σ , ϵ_p correspondientes. Desprecien para esto la dependencia de m de la elongación.
- d) Cuales son las curvas de endurecimiento de policristales libres de textura σ , ϵ_p que se pueden esperar para Al y α -Fe bajo condiciones de Taylor, cuando nos basamos en las curvas τ , γ_p indicadas?

Literatura sobre el capítulo 3:

3.1) R.E. Smallman: Modern Physical Metallurgy, Butterworths, London, 1970

3.2) K.M. Ralls, T.H. Courtney, J.W. Wulff: Introduction to Materials Science and Engineering, J. Wiley, New York, 1976

3.3) O.H. Wyatt, D. Dew-Hughes: Metals, Ceramics and Polymers, Cambridge University Press, London, 1974

así como la literatura sobre el cap. 2:2.1) hasta 2.5)

4. Dislocaciones y sus interacciones con perturbaciones de red

4.1 Síntesis de las perturbaciones de red importantes

Hasta ahora nos hemos basados en la estructura de las redes cristalinas suponiendo una constitución ideal. En realidad los granos de los materiales técnicos presentan siempre perturbaciones de red de diferente naturaleza y abundancia. Determinan de modo esencial las propiedades de uso de estos materiales. Muchos éxitos de la tecnología moderna de los materiales se fundan en el conocimiento y el aprovechamiento deliberado de las características de las perturbaciones de red.

Las diferencias frente a la estructura ideal de la red pueden subdividirse en perturbaciones de red puntuales, lineales, superficiales y espaciales. Para hacerlas más evidentes, las perturbaciones de red más importantes están presentadas en la fig. 4.1 hasta 4.7 en planos cúbicos (planos $\{100\}$ de la red cúbica primitiva. En detalle se trata de las perturbaciones de red (GS) siguientes que describimos solamente programáticamente:

a) GS puntuales (ver fig. 4.1)

Vacante (posición reticular regular inocupada), átomo intersticial (átomo regular de la red en un intersticio reticular), átomo de sustitución (átomo de intercambio en un intersticio reticular regular), átomo de interstición (átomo de inclusión en una posición vacante).

b) GS lineales (ver fig. 4.2 hasta 4.4)

Dislocación en cuña, dislocación helicoidal, dislocación mixta.

c) GS superficiales (ver fig. 4.5 y 4.6)

Borde de grano de ángulo pequeño (formado a partir de dislocaciones en cuña), borde de grano (borde de grano de ángulo grande), borde de grano gemelo (entre partes de cristales dispuestas de modo simétrico), zona (precipita-

ción de forma superficial), defectos de apilamiento, límite de fase (límite de fase coherente, parcialmente coherente e incoherente).

d) GS espaciales (ver fig. 4.7)

Precipitación, dispersión, aglomeración de vacantes, burbuja de gas, microgrieta.

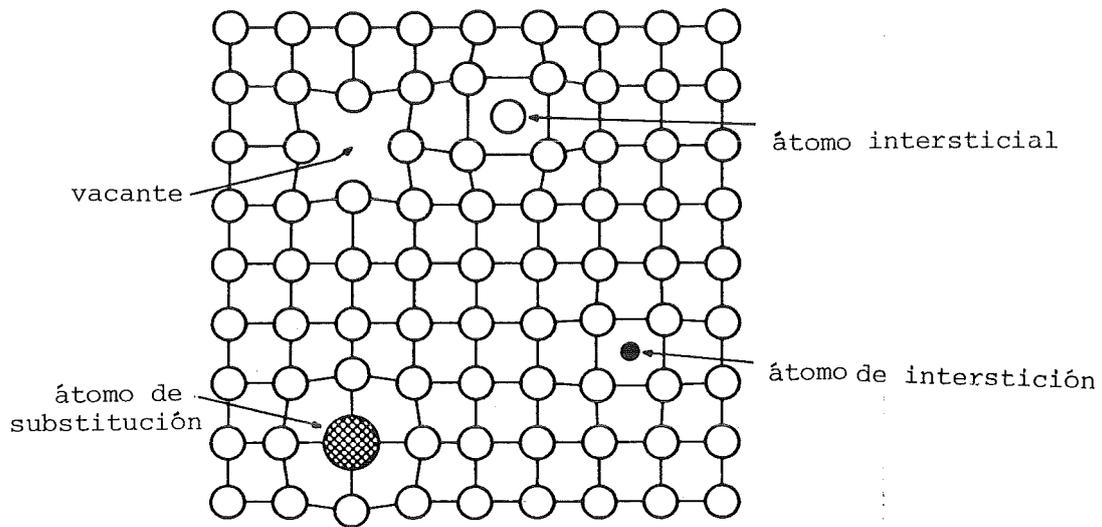


fig. 4.1: Perturbaciones de red puntuales (vacante, átomo intersticial, átomo de sustitución, átomo de interstición).

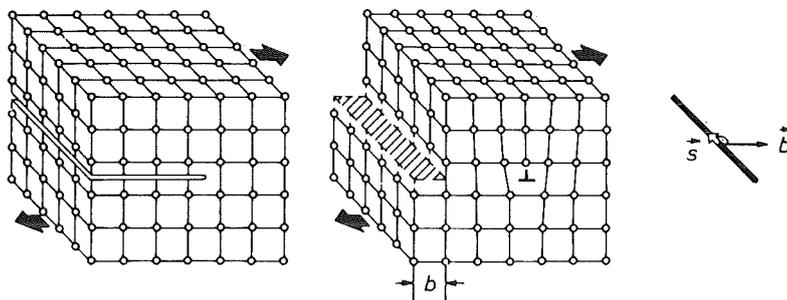


fig. 4.2: Realización de una dislocación en cuña en la red cúbica primitiva.

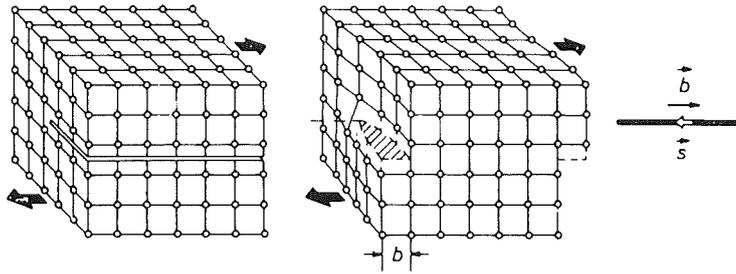


fig. 4.3: Realización de una dislocación helicoidal en la red cúbica primitiva.

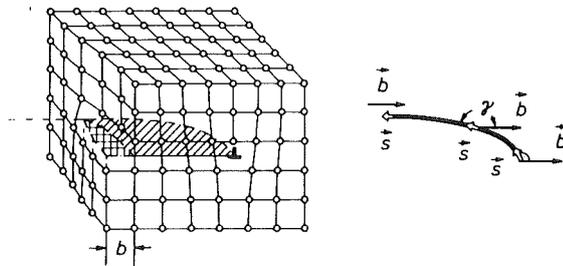


fig. 4.4: Dislocación mixta en la red cúbica primitiva.

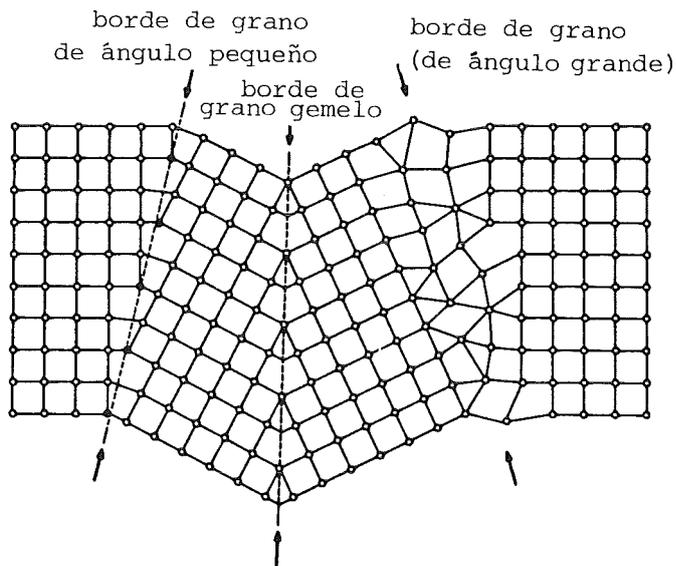


fig. 4.5: Perturbaciones de red superficiales (borde de grano de ángulo pequeño, borde de grano (de ángulo grande), borde de grano gemelo).

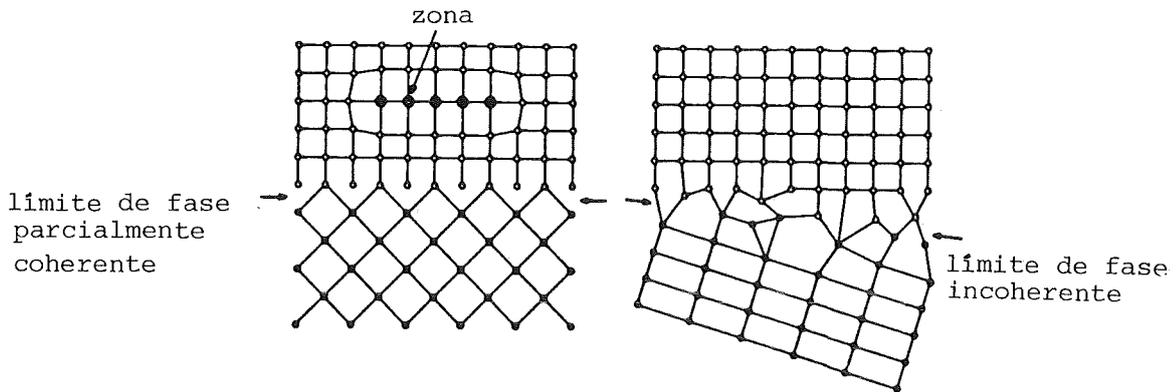


fig. 4.6: Perturbaciones de red superficiales (límite de fase, zona).

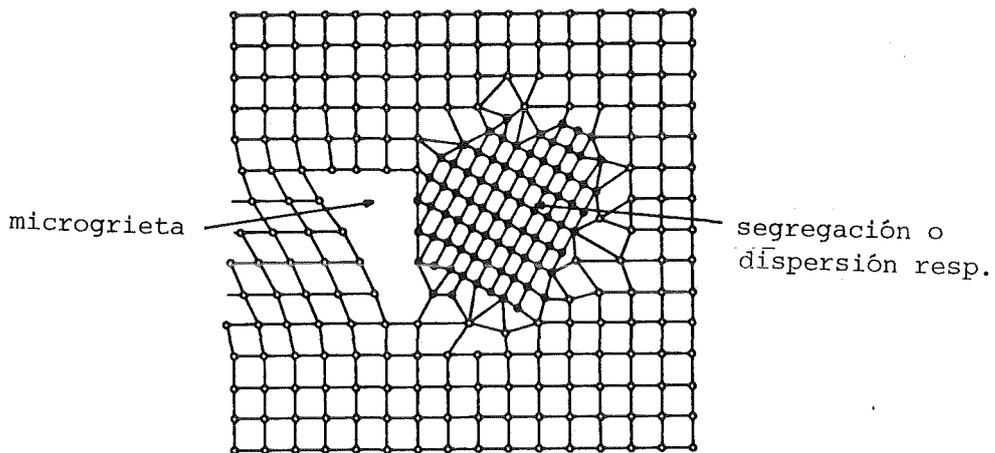


fig. 4.7: Perturbaciones de red espaciales (microgrieta, segregación).

4.2 Dislocaciones en la red cúbica primitiva

4.2.1 Descripción de las dislocaciones

La producción formal de una dislocación en cuña está representada en la fig. 4.2. Nos imaginamos para ello que la red cristalina izquierda esté parcialmente abierta. La parte superior de la red cristalina se desplaza bajo la acción de una fuerza exterior hacia la derecha hasta se forme una cuña

del tamaño b . Después se vuelve a unir el cristal. Allí donde se encuentra el semiplano reticular intercalado, se ha formado un estado forzoso lineal, una línea de dislocación en cuña - abreviada dislocación en cuña (símbolo \perp). Por encima del plano inicial del corte, la red cristalina está comprimida, debajo de ello está dilatada. Por lo tanto la dislocación en cuña está rodeada de un campo de tensión propia que con el aumento de la distancia r disminuye proporcionalmente a $1/r$. La energía asociada, referida a la longitud de la línea de dislocación y acumulada elásticamente se llama energía de línea U_L de la dislocación. Está igual al trabajo necesario para la producción de la dislocación en cuña y viene dada por

$$U_L^\perp = \alpha_L Gb^2$$

α_L es una constante de magnitud uno. En una descripción abstracta la dislocación se considera como línea. La línea misma puede fijarse por un vector lineal \vec{s} . Entonces el tipo de dislocación está caracterizado por \vec{s} y la dimensión de red \vec{b} , el llamado vector de Burgers. En la dislocación en cuña, \vec{b} es perpendicular a \vec{s} . Ambos vectores se encuentran en el plano inicial del corte que equivale ahora a un plano de deslizamiento. Un movimiento de la dislocación en cuña se hace paralelamente a \vec{b} .

La producción formal y la descripción de otro tipo de dislocación, la dislocación helicoidal, está representada en la fig. 4.3. El vector de Burgers \vec{b} y el vector lineal \vec{s} son paralelos. El movimiento de la dislocación helicoidal (símbolo \circ ó \otimes) se hace perpendicularmente a ellos. Alrededor de la línea de dislocación la red está tan deformada que el movimiento se hace en una superficie helicoidal. El campo de tensión asociado posee una simetría axial frente a la línea de dislocación y no tiene una región de compresión o de dilatación. Para su energía de línea se tiene, por analogía con la dislocación en cuña, la relación

$$U_L^o = \alpha_o Gb^2$$

con $\alpha_o = (1-\nu)\alpha_{\perp}$ y ν como índice de contracción transversal.

Los dos tipos básicos de dislocaciones, la dislocación en cuña y helicoidal, son casos límites de la "dislocación mixta". Los vectores \vec{b} y \vec{s} forman en ella ángulos γ cualesquiera (ver fig. 4.4).

4.2.2 Deslizamiento por movimiento de dislocación

Cada movimiento de dislocación da una contribución submicroscópica a la deformación total. En el movimiento de una dislocación individual, las partes de cristales situadas en ambos lados del plano de deslizamiento se desplazan una distancia igual a un vector de Burgers. Para el recorrido de una dislocación en cuña se obtiene para el deslizamiento, como lo muestra también la fig. 4.8

$$\gamma_p = \frac{b}{H} \quad (1)$$

Cuando la dislocación pasa solamente por la parte x/L del cristal, para el desplazamiento del borde derecho superior del cristal (ver fig. 4.8e) se puede establecer la relación

$$\delta = \frac{x}{L} b \quad (2)$$

Entonces se tiene

$$\gamma_p = \frac{\delta}{H} = \frac{x}{H L} b \quad (3)$$

Cuando dislocaciones se mueven en diferentes planos de deslizamiento paralelos con diferentes caminos recorridos x_i (ver fig. 4.9), se tiene para un desplazamiento total Δ

$$\gamma_p = \frac{\Delta}{H} = \frac{b}{H L} \sum_{i=1}^n x_i \quad (4)$$

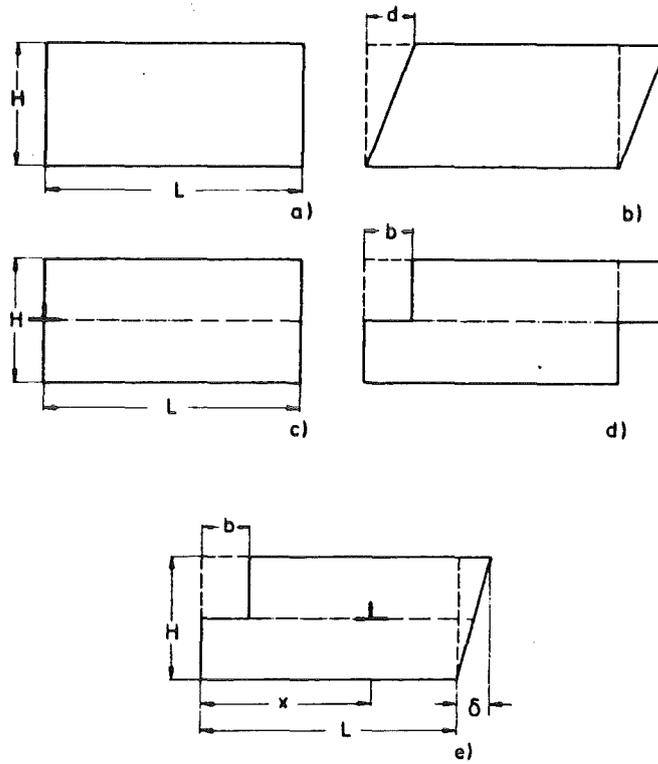


fig. 4.8: Ilustración de la relación entre el movimiento de una dislocación y el cizallamiento plástico (deslizamiento)

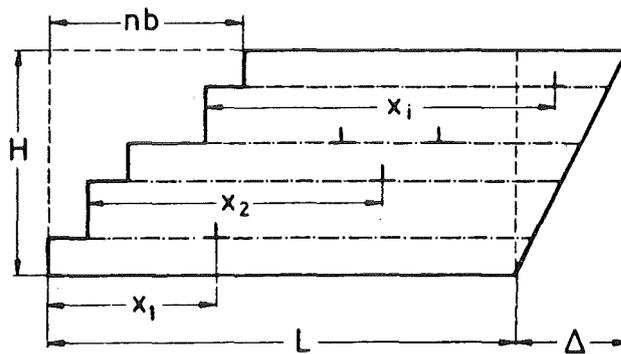


fig. 4.9: Ilustración de la relación entre el movimiento de dislocación y el deslizamiento

Cuando se reemplaza $\sum_{i=1}^n x_i$ por $n\bar{x}$ con \bar{x} como camino recorrido medio, se obtiene para el deslizamiento medio

$$\bar{\gamma}_p = \frac{b}{HL} n \bar{x}$$

o, con $n/HL = \rho_m$ como densidad de dislocación deslizando

$$\bar{\gamma}_p = \rho_m b \bar{x} \quad (5)$$

Cuando pasamos al policristal con una distribución de orientación estadísticamente aleatoria, obtenemos para la deformación plástica, teniendo en cuenta la ec. (6) del capítulo 3.7

$$\epsilon_p = \frac{\bar{\gamma}_p}{M_T} = \frac{\rho_m b \bar{x}}{M_T} \quad (6)$$

ϵ_p es pues proporcional a la densidad de dislocación deslizando ρ y al camino recorrido medio de la dislocación \bar{x} .

Suponiendo una densidad de dislocación deslizando que sea constante con el tiempo, la ec. (7) proporciona por diferenciación la relación

$$\frac{d\epsilon_p}{dt} = \dot{\epsilon} = \frac{1}{M_T} \rho_m b \frac{d\bar{x}}{dt} = \frac{\rho_m b v}{M_T} \quad (7)$$

es decir que con una deformación rápida puede obtenerse una velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ determinada por el movimiento de dislocaciones deslizantes de densidad ρ_m con la velocidad de dislocación media v .

Las dislocaciones existentes en el material no son todas deslizantes. La densidad de dislocación deslizando ρ_m es siempre menor que la densidad de dislocación total ρ_t . Como las dislocaciones en la deformación plástica se producen en fuentes de diferente naturaleza, ρ_t crece a partir del estado

recocido de ablandamiento de un material técnico de aproximadamente $\rho_0 \approx 10^8 \text{ cm}^{-2}$ con el aumento del grado de deformación y puede llegar hasta valores de 10^{12} cm^{-2} . Para la densidad de dislocación total se observa muchas veces la relación lineal

$$\rho_t = \rho_0 + \beta \varepsilon_p \quad (8)$$

con $\beta = \text{const.}$

4.2.3 Campos de tensión de las dislocaciones

Los alrededores de cada dislocación están deformados elásticamente. Debido a la ley de Hook generalizada (ver cap. 2.4), a todos los puntos alrededor de la dislocación pueden asociarse estados de tensión determinados que se resumen bajo el término "campo de tensión de la dislocación". Como estas tensiones actúan sin fuerzas exteriores, se trata de las llamadas tensiones propias. Por encima de algunas distancias atómicas del núcleo de dislocación, el estado de tensión propia puede describirse con la teoría de elasticidad lineal. En ella, se considera el cristal como cuerpo isótropo.

a) Estado de tensión de un punto

El estado de tensión de un punto está indicado en un sistema apropiado de coordenadas. Aparecen 3 componentes de tensión normal σ_{ii} y 6 componentes de tensión cizallante τ_{ik} . El 1er índice indica la dirección de la normal superficial, el 2º indica la dirección de coordenadas. Como debido a la condición de un equilibrio de los momentos (ver cap. 2.4) es $\tau_{ik} = \tau_{ki}$, existen en el caso general solamente 6 componentes de tensión independientes. En el sistema de coordenadas rectangular estas son las componentes σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} y $\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{yz} = \tau_{zy}$, $\tau_{zx} = \tau_{xz}$ (ver cap. 2.4).

Debido a la extensión lineal de las dislocaciones, muchas veces una descripción de los campos de tensión en coordenadas cilíndricas conviene mejor. Según la fig. 4.10, a un punto P con las coordenadas cartesianas x, y, z corresponden las coordenadas cilíndricas θ, r y z . Se tienen entonces las ecuaciones de transformación

$$r^2 = x^2 + y^2,$$

$$\tan \theta = y/x,$$

$$z = z$$

El estado de tensión de un punto está descrito por las componentes de tensión indicadas en la fig. 4.11. Son las componentes de tensión normal $\sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}, \sigma_{zz}$ y las componentes de tensión cizallante $\tau_{r\theta}, \tau_{\theta z}, \tau_{zr}, \tau_{\theta r}, \tau_{z\theta}$ y τ_{rz} . Para estas últimas se tiene $\tau_{r\theta} = \tau_{\theta r}, \tau_{\theta z} = \tau_{z\theta}$ y $\tau_{zr} = \tau_{rz}$.

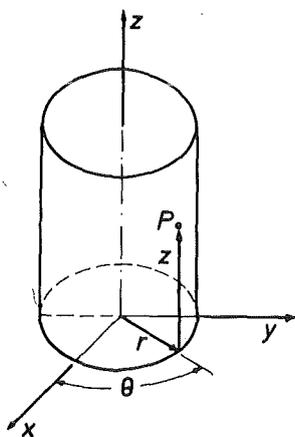


fig. 4.10: Transformación de coordenadas cartesianas en coordenadas cilíndricas

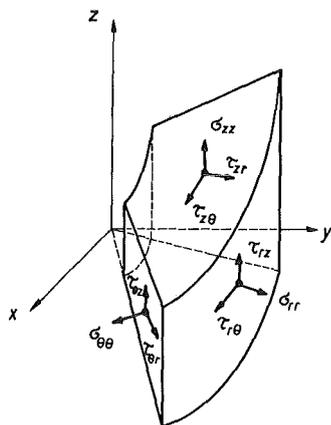


fig. 4.11: Tensiones normales y cizallantes en la descripción de un estado de tensión en coordenadas cilíndricas

b) Campo de tensión de dislocaciones helicoidales

Para una dislocación helicoidal con \vec{s} y \vec{b} en el eje z del sistema de coordenadas representado en la fig. 4.12,

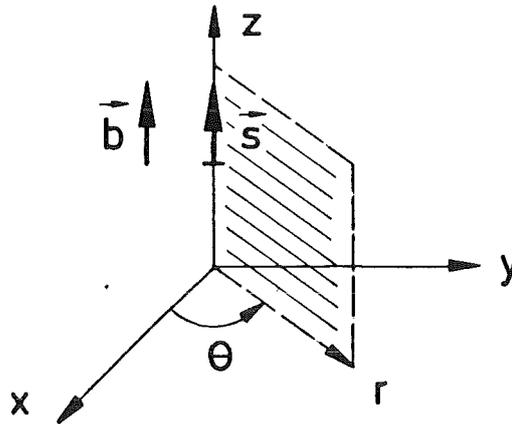


fig. 4.12: Cálculo del campo de tensión de una dislocación helicoidal

la teoría de elasticidad lineal proporciona en coordenadas cartesianas

$$\sigma_{xx} = 0, \sigma_{yy} = 0, \sigma_{zz} = 0 \quad \text{y} \quad \tau_{xy} = 0$$

así como

$$\tau_{xz} = -\frac{Gb}{2\pi} \cdot \frac{y}{x^2+y^2} \quad (1)$$

y

$$\tau_{yz} = \frac{Gb}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2+y^2} \quad (2)$$

En coordenadas cilíndricas se tiene

$$\sigma_{rr} = 0, \sigma_{\theta\theta} = 0, \sigma_{zz} = 0,$$

$$\tau_{r\theta} = 0 \quad \text{y} \quad \tau_{rz} = 0$$

así como

$$\tau_{\theta z} = \frac{Gb}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \quad (3)$$

Debido a la ec. (3) resulta para $r \rightarrow 0$ una tensión cizallante infinitamente grande y por lo tanto también un cizallamiento elástico infinitamente grande. Esta conclusión no es correcta, porque la ec. (3) vale únicamente para valores $r > r_K$, con r_K como radio crítico con algunas distancias atómicas.

c) Campo de tensión de las dislocaciones en cuña

Sea una dislocación en cuña que con su línea de dislocación se encuentre en el eje z en la forma dibujada en la fig. 4.13.

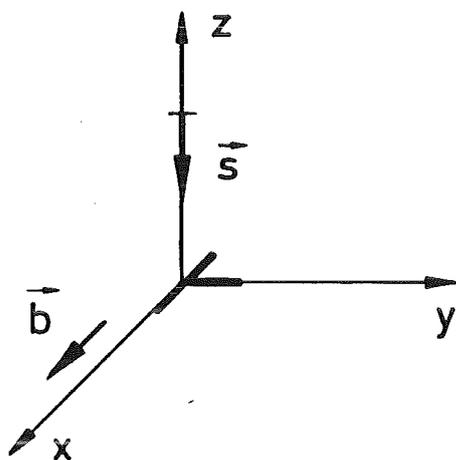


fig. 4.13: Cálculo del campo de tensión de una dislocación en cuña.

En coordenadas cartesianas la teoría de elasticidad proporciona

$$\sigma_{xx} = - \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2} \quad (4)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} \quad (5)$$

$$\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad (6)$$

$$\tau_{xy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} \quad (7)$$

Además se tiene

$$\tau_{xz} = 0 \quad \text{y} \quad \tau_{yz} = 0$$

Todas las componentes de tensión son independientes de la coordenada z en la cual se extiende la línea de dislocación. En el plano yx , según la posición de un punto cualquiera referida a la dislocación, aparecen signos distintos de las tensiones. Para todos los puntos en las rectas $y = \pm x$, σ_{yy} y τ_{xy} equivalen a zero.

Para valores positivos de y , es decir en el lado del semiplano intercalado, en la dirección x actúan tensiones normales negativas σ_{xx} , es decir tensiones propias de compresión, en cambio para valores de y negativos se tienen tensiones propias de tracción. Al recorrer las líneas $y = \pm x$ e $y = 0$, σ_{yy} cambia de signo. Las tensiones cizallantes τ_{xy} tienen un signo distinto en cada sector octal. La fig. 4.14 da un resumen sinóptico de estos resultados.

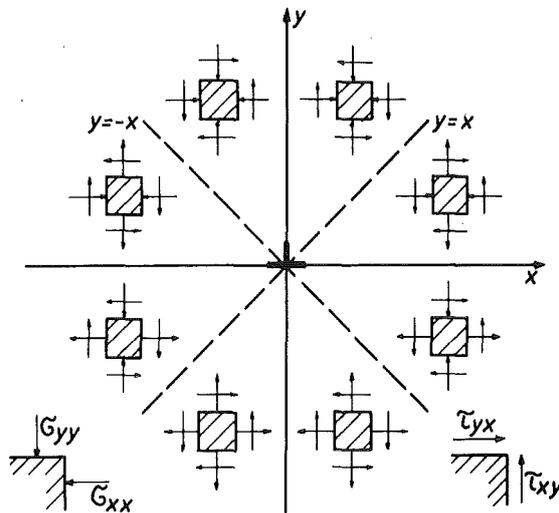


fig. 4.14: Signos de las tensiones normales y cizallantes que actúan en el plano xy de una dislocación en cuña.

En coordenadas cilíndricas se obtiene

$$\sigma_{rr} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\sin\theta}{r} \quad (8)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{rr} \quad (9)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{Gb\nu}{\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\sin\theta}{r} \quad (10)$$

$$\tau_{r\theta} = -\frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\cos\theta}{r} \quad (11)$$

así como $\tau_{rz} = 0$ y $\tau_{\theta z} = 0$

4.2.4 Interacciones de dislocaciones

Las dislocaciones interactúan entre ellas como consecuencia de la superposición de sus campos de tensión propia. Entonces se establece aquella disposición de la dislocación que tiene la menor energía total elástica. En el ejemplo representado en la fig. 4.15, dos dislocaciones paralelas en cuña y resp. helicoidales con el mismo signo de \vec{s} se repelen en el mismo plano de deslizamiento, porque para su unión el vector de Burgers $2\vec{b}$ sería decisivo, y la energía total, idéntica a la energía de línea, tendría el valor $\alpha G(2b)^2 = 4\alpha Gb^2$. Por el contrario, dislocaciones paralelas con signo opuesto se atraen y se aniquilan recíprocamente (ver parte inferior de la fig. 4.15). Su energía de línea

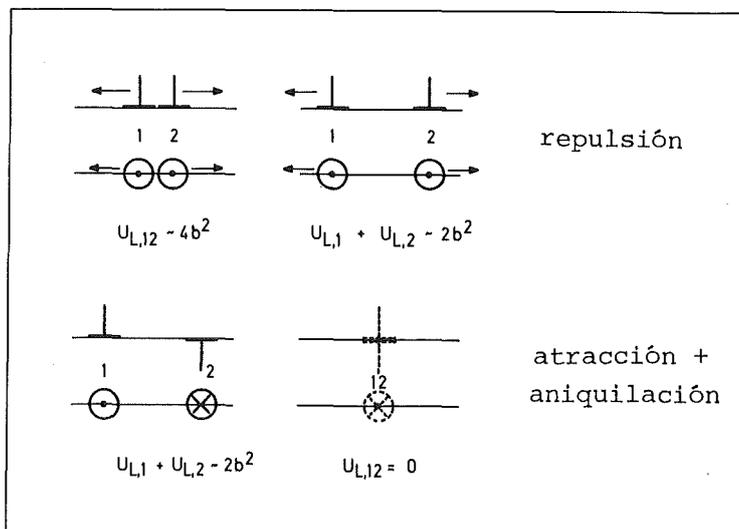


fig. 4.15: Interacción elástica de dislocaciones paralelas en el mismo plano de deslizamiento.

se reduce entonces a cero. Esta aniquilación de dislocaciones juega un papel importante en el recocido de restauración a temperaturas entre 0,3 y 0,4 T_s (T_s = temperatura de fusión en K). Como consecuencia se produce una disminución de las tensiones interiores (tensiones propias) y una reducción de la densidad de dislocación.

En otro ejemplo la fig. 4.16 muestra las acciones de la fuerza que pueden preverse debido a la interacción elástica entre dislocaciones en cuña paralelas con el mismo signo en diferentes planos de la red. Cuando se desplaza a una dislocación en cuña I en la distancia del plano de deslizamiento l_0 a través una dislocación en cuña "parada" II aparecen en la región $0 < x/l_0 < 1$ fuerzas de reacción y para $x/l_0 > 0$

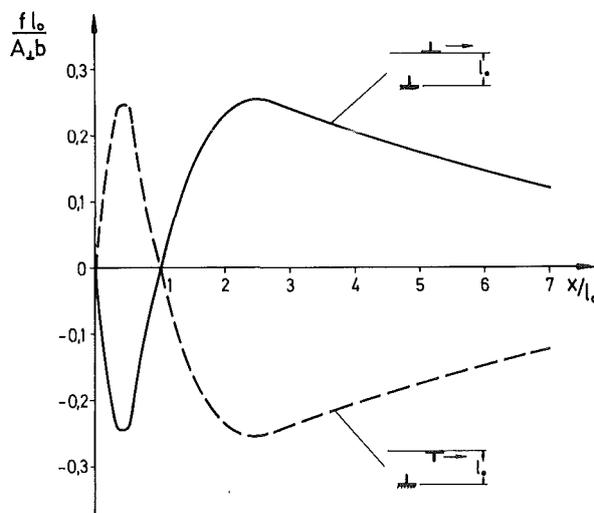


fig. 4.16: Interacción elástica de dislocaciones paralelas en dos planos de deslizamiento con distancia l_0 .

fuerzas de repulsión, como se puede ver en la curva de trazo lleno del diagrama nomalizado fuerza/distancia de la fig. 4.16. $x/l_0 = 0$ representa una posición de equilibrio estable y

$x/l_0 = 1$ una posición de equilibrio inestable. La fuerza que actúa sobre una parte de dislocación por unidad de longitud f está relacionada con la tensión cizallante por la relación

$$f = \tau b \quad (1)$$

La curva presentada en la fig. 4.16 puede determinarse cuantitativamente cuando se introduce la componente de la tensión cizallante aplicable a dislocaciones en cuña (ver ec. (7) en el cap. 4.2.3)

$$\tau_{xy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} \quad (2)$$

para $y = l_0$ y con la abreviación $A_{\perp} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)}$ en la ec. (1). Entonces se tiene

$$f(x) = A b \frac{x(x^2-l_0^2)}{(x^2+l_0^2)^2} \quad (3)$$

Para $df/dx = 0$ se obtiene en lugar de $x_1 \approx 0,414 l_0$ un valor mínimo de la fuerza por unidad de longitud

$$f(x_1) = - A b/4l_0 \quad (4)$$

así como para $x_2 \approx 2,42 l_0$ un valor máximo

$$f(x_2) = + A b/4l_0 \quad (5)$$

Cuando se reemplaza la dislocación I por una dislocación en cuña con signo opuesto, la curva de trazo es determinante. Sobre la dislocación I actúan para $0 < x/l_0 < 1$ fuerzas de repulsión, y para $x/l_0 > 1$ fuerzas de reacción. Ahora existe para $x/l_0 = 0$ una posición de equilibrio inestable y para $x/l_0 = 1$ una posición de equilibrio estable. La disposición de la dislocación que aparece para $x/l_0 = 1$ se llama dipolo de dislocación.

Para hacer pasar una dislocación en cuña I en el campo de tensión de una dislocación en cuña II en un plano de deslizamiento con una distancia l_0 , se tiene que aplicar por consiguiente por lo menos la tensión cizallante

$$\tau_{\min} = \frac{1}{4} \cdot \frac{A_{\perp}}{l_0} = K_1^{\perp} \frac{Gb}{l_0} \quad (6)$$

con $K_1^{\perp} \sim 0,06$. Para $\tau < \tau_{\min}$ la dislocación II queda fijada en I.

Cuando existe un retículo de dislocaciones con distancias de las dislocaciones de $l_0 = 1/\sqrt{\rho_t}$ (ρ_t = densidad de dislocación total), los campos de tensión de todas las dislocaciones vienen superpuestos linealmente. Para mover una dislocación en el campo de tensión de las otras dislocaciones se necesita entonces por lo menos la tensión cizallante τ'_{\min} ($\tau'_{\min} > \tau_{\min}$).

Se tiene

$$\tau'_{\min} = K_i \frac{Gb}{l_0} = K_i Gb \sqrt{\rho_t} \quad (7)$$

La "tensión de fricción" aumenta con la densidad de dislocación. Se habla de un endurecimiento de dislocación. Como lo muestra la fig. 4.17, K_i es una función de la disposición de la dislocación. Para una distribución estadística de las dislocaciones se tiene $K_i = \bar{K} \sim 1/3$. Este valor está conforme con resultados experimentales obtenidos en mono- y policristales.

disposición

	Anordnung	K_1^{\perp} ($\nu=0,34$)	K_1°
1.		$\frac{1}{8\pi(1-\nu)} = 0,06$	$\frac{1}{8\pi} = 0,04$
2.		$\frac{1}{4\pi(1-\nu)} = 0,12$	$\frac{1}{4\pi} = 0,08$
3.		= 0,08	= 0,05 <small>Abschätzung für $x=0,414 \cdot l_0$</small>
4.		= 0,09	= 0,06
5.	wie 3. beidseitig	= 0,16	= 0,10
6.	wie 4. beidseitig	= 0,19	= 0,12
7.		$\frac{n}{8\pi(1-\nu)} = n \cdot 0,06$	—
8.		$\bar{K} = 1/3$ ($l = \infty$)	

fig. 4.17:

Influencia de la disposición de la dislocación sobre el factor K_i que determina el endurecimiento.

estimación para $x=0,414$

- 5. como 3. en ambos lados
- 6. como 4. en ambos lados

Aquí se tiene

$$\tau = \frac{\sigma}{M_T} = \alpha Gb \sqrt{\rho_t} \quad (8)$$

La fig. 4.18 da una prueba de la validez de esta relación, con valores medidos en los metales puros cúbicos centrados en las caras cobre, aluminio y níquel en el estado policristalino. Para el factor α se obtiene el valor 0,36.

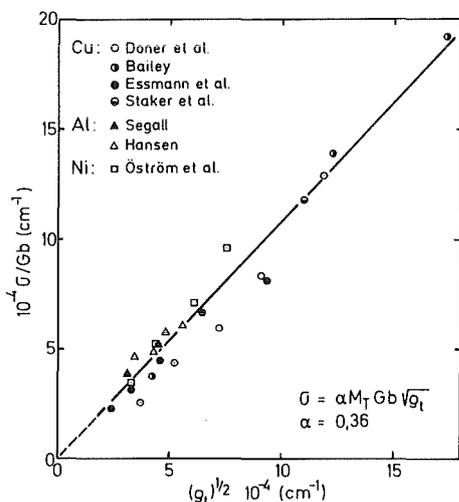


fig. 4.18: Diagrama $\sigma/Gb - \sqrt{\rho_t}$ para policristales de Cu, Al y Ni.

4.2.5 Producción de la dislocación

Existen varios mecanismos que producen nuevas dislocaciones durante la deformación plástica y que contribuyen con esto al aumento de la densidad de dislocación. Con la llamada fuente de Frank-Read como modelo, presentamos uno de estos mecanismos.

Cuando una línea de dislocación está fijada como en la fig. 4.19a entre los puntos A y B de su plano de dislocación, ésta se abomba bajo la acción de una tensión cizallante τ .

Como de esta manera la longitud de la línea de dislocación aumenta, la dislocación está sometida a un incremento de energía. Aparece una tensión de línea $T_L = \alpha G b^2$, que tiende a anular la curvatura de la línea de dislocación. En la fig. 4.19b está bosquejado un estado de equilibrio. El equilibrio de la fuerza $F_1 = \tau b dl$ que actúa sobre el elemento de línea dl debido a la tensión cizallante τ está mantenido por la fuerza $F_2 = T_L dl/R$ que proviene de la tensión de línea. Bajo el efecto de la tensión cizallante

$$\tau = \alpha \frac{Gb}{R} \quad (1)$$

se establece aproximadamente un segmento

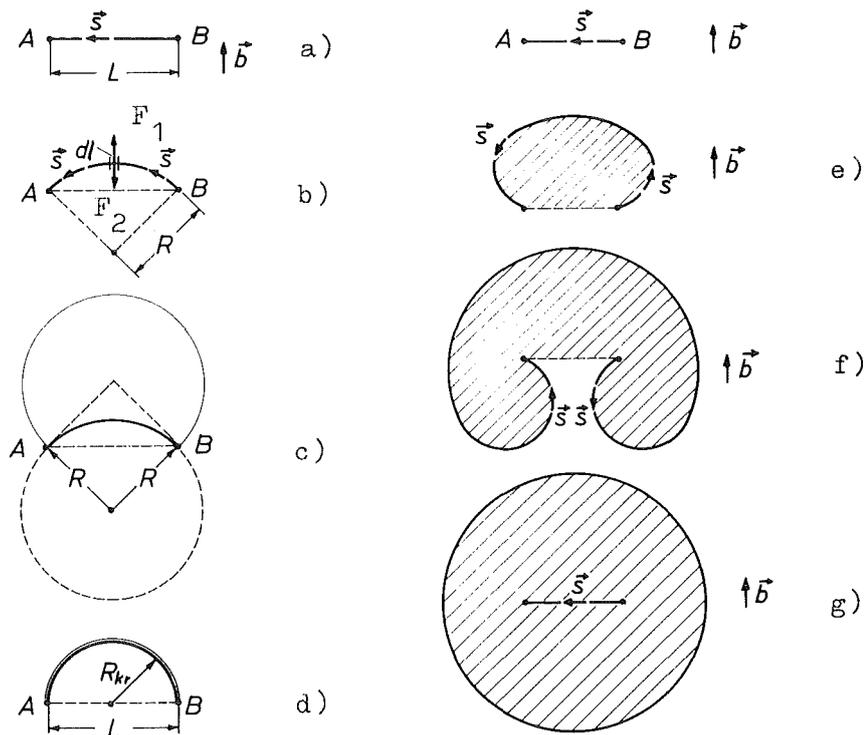


fig. 4.19: Mecanismo de la fuente de Frank-Read.

de dislocación en forma de arco circular de radio R . Como se lo puede ver en la fig. 4.19c, las mismas consideraciones de equilibrio se aplican al segmento de dislocación rayado,

pero también al segmento finamente trazado. Por lo tanto, bajo la acción de la tensión cizallante τ existen dos posiciones posibles para líneas de dislocación amarradas entre A y B con el mismo radio de curvatura. Cuando se aumenta la tensión cizallante, R se hace más pequeño, y en el caso límite $R_{\text{crit}} = L/2$ las dos posiciones de dislocaciones se superponen. Se tiene entonces

$$\tau_{\text{FR}} = 2 \alpha \frac{Gb}{L} \quad (2)$$

Parece que ahora la línea de dislocación puede ocupar sucesivamente posiciones con mayor radio de curvatura, las cuales ya hubiera podido ocupar bajo menores tensiones cizallantes. τ_{FR} es la tensión de accionamiento de este proceso llamado fuente de Frank-Read conforme a sus descubridores. Después de exceder τ_{FR} , un segmento se abomba aún más y ocupa sucesivamente las posiciones indicadas en la fig. 4.19e hasta g. En la situación representada en la fig. 4.19f, las partes de dislocaciones con carácter helicoidal con signo opuesto se acercan y se aniquilan recíprocamente. Como consecuencia de ello se forma un anillo de dislocación y un segmento de dislocación entre A y B que coincide con el estado inicial. Con esto, el mecanismo descrito puede comenzar otra vez y producir otros anillos de dislocación.

4.2.6 Estancamiento de dislocaciones

Las dislocaciones que provienen de la fuente de dislocación pueden estancarse en obstáculos (p.ej. bordes de grano, dislocaciones no deslizantes, segregaciones...). Las concentraciones de tensión que aparecen se estudiarán con más detalle en lo que sigue. En la fig. 4.20 suponemos que la distancia de la fuente de Frank-Read (FR) al obstáculo, el borde de grano (KG), está dada por l . La coordenada x situada en el plano de deslizamiento tiene su punto zero en el borde de

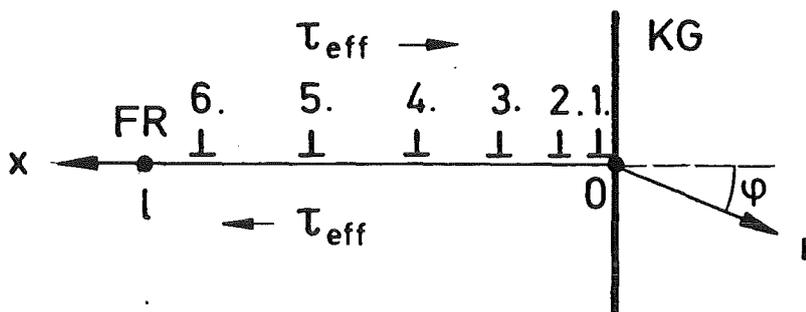


fig. 4.20: Estancamiento de dislocaciones en un borde de grano (KG) bajo la acción de una tensión cizallante efectiva.

grano. Entonces se tiene para el número de las dislocaciones dentro de la "longitud de estancamiento" l bajo la acción de la tensión cizallante aplicada τ

$$n = \frac{l (\tau - \tau_i)}{2 A} = \frac{l \tau_{eff}}{2 A} \quad (1)$$

con

$$A_{\perp} = \frac{Gb}{2\pi (1-\nu)} \text{ bzw. } A_{\odot} = \frac{Gb}{2\pi}$$

y τ_i = tensión de fricción que actúa en el plano de deslizamiento.

Cuando la 1a dislocación en el punto de estancamiento situada en la posición $x = 0$, se tiene para la posición de la i -ésima dislocación

$$x_i = \frac{A \pi^2}{8 n \tau_{eff}} (i - 1)^2 \quad (2)$$

El estancamiento origina una concentración de tensión que disminuye con el aumento de la distancia r (ver fig. 4.20) al punto de estancamiento. Se tienen aquí varias aproximaciones:

1) $r < 10 b$ (ambiente próximo del punto de estancamiento):

$$\tau^{(1)} = n \tau_{\text{eff}} \quad (3)$$

2) $10b \ll r \ll 1$ (la magnitud de l es de algunos μm):

$$\tau^{(2)} = \alpha_1(\varphi) \sqrt{\frac{1}{r}} \tau_{\text{eff}}; \quad \alpha_1(\varphi) \leq 1 \quad (4)$$

$$3) r \gtrsim 1 : \tau^{(3)} = \alpha_2(\varphi) \cdot n \cdot \frac{A}{r}; \quad \alpha_2(\varphi) \lesssim 1 \quad (5)$$

$\tau^{(3)}$ corresponde al campo de tensión de una dislocación con el vector de Burgers nb (superdislocación).

Las dislocaciones en el punto de estancamiento se repelen recíprocamente debido a la interacción elástica y producen una tensión de reacción τ_r antagonista a la tensión exterior τ . La producción de dislocaciones es solamente posible cuando en lugar de $x = r = 1$ se tiene

$$\tau_{\text{eff}} - \tau_r \gtrsim \tau_{FR} \quad (6)$$

Pero la fuente se agota para

$$\tau_{\text{eff}} - \tau_r < \tau_{FR} \quad (7)$$

4.2.7 Interpretaciones posibles de la influencia del tamaño del grano sobre el límite elástico aparente

El aumento del tamaño del grano origina una disminución del límite elástico aparente R_{es} o del límite elástico-0,2, $R_{p0,2}$ respectivamente así como de la tensión de flujo σ . En muchos casos se aplica la llamada relación de Hall-Petch

$$R_{es} = \sigma_i + k/\sqrt{d} \quad (1)$$

σ_i se llama tensión de fricción y $kd^{-1/2}$ endurecimiento debido a los bordes de grano. Las aproximaciones presentadas en el

capítulo precedente para las concentraciones de tensión formadas en el punto de estancamiento de dislocaciones en los bordes de grano constituyen la base de la interpretación teórica de este resultado. Para esto hay varios modelos. Describiremos rápidamente dos de ellos.

a) Modelo I

En un grano de un policristal, marcado por (1) en la fig. 4.21, se activa una fuente de Frank-Read FR bajo la acción de una tensión cizallante τ_{eff} . Las dislocaciones originadas allí se estancan por la derecha e izquierda en los bordes de grano. La concentración de tensión que aparece iniciará la producción de dislocaciones por la llamada fuente de bordes de grano KQ, cuando se alcanza la resistencia crítica al deslizamiento $\tau_{th} \sim G/30$. Las dislocaciones originadas allí se estancan en el borde de grano opuesto donde forman una concentración de tensión correspondiente y accionan por su parte fuentes de dislocación en el borde de grano siguiente. Por lo tanto, los movimientos de dislocación ocurren sucesivamente de un grano al otro y producen una deformación plástica que comienza macroscópicamente.

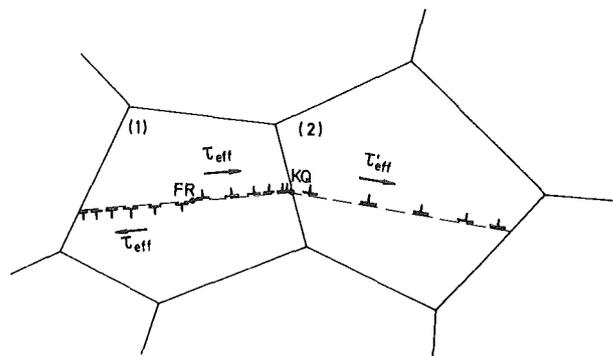


fig. 4.21: Interpretación del endurecimiento debido a los bordes de grano.

Para el cálculo de la ec. (1) nos basamos en la aproximación (1) indicada en el capítulo precedente 4.2.6 e introducimos en ella

$$\tau^{(1)} = n \tau_{\text{eff}} = \tau_{\text{th}} \quad (2)$$

con n como número de dislocaciones en cuna estancadas

$$n = \frac{1-\nu}{Gb} \tau_{\text{eff}} \cdot l \quad (3)$$

así como

$$\tau_{\text{eff}} = \tau - \tau_i \quad (4)$$

Suponemos que la deformación plástica comience en los sistemas de deslizamiento del policristal cuando τ alcanza el valor τ_c . Bajo condiciones de Taylor se tenga además

$$R_{\text{es}} = M_T \tau_c \quad (5)$$

$$\text{Y } \sigma_i = M_T \tau_i \quad (6)$$

Suponemos sobre esto que FR se encuentre en el centro del grano (1), es decir

$$l = d/2 \quad (7)$$

Entonces se tiene

$$\tau_{\text{th}} = \frac{G}{30} = \frac{1-\nu}{Gb} (\tau_c - \tau_i)^2 \cdot \frac{d}{2}$$

y resp.

$$\tau_c = \tau_i + G \sqrt{\frac{b}{15\pi(1-\nu)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{d}}$$

o

$$R_{\text{es}} = \sigma_i + M_T G \sqrt{\frac{b}{15\pi(1-\nu)}} \cdot d^{-1/2} \quad (8)$$

La comparación de la ec. (1) con (8) proporciona

$$k = M_T G \sqrt{\frac{b}{15\pi(1-\nu)}} \quad (9)$$

A partir de la derivación de la relación de Hall-Petch se ve que el aumento del tamaño de grano d conduce a una mayor longitud de estancamiento l y por consiguiente ofrece sitio a un mayor número n de dislocaciones en el punto de estancamiento. Entonces τ_{eff} y con esto el límite elástico aparente R_{es} pueden ser menores para obtener la resistencia teórica al deslizamiento τ_{th} (ver ec. (2)) e inducir movimientos de dislocación.

b) Modelo II

Análogamente al modelo I arriba discutido suponemos que en el grano (1) (ver fig. 4.22) se produzca una concentración de tensión por dislocaciones en cuña estancadas, pero que active una fuente de Frank-Read en el grano vecino a la distancia r del punto de estancamiento.

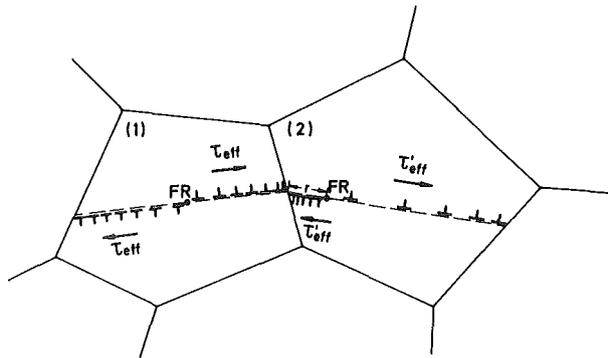


fig. 4.22: Interpretación del endurecimiento debido a los bordes de grano.

Para interpretar la ec. (1) nos basamos en la aproximación (2) indicada en el cap. 4.2.6. Tenemos

$$\tau^{(2)} + \tau'_{eff} = \tau_{FR} \quad (10)$$

$$\text{con } \tau^{(2)} = \alpha_1(\varphi) \sqrt{\frac{l}{r}} \tau_{\text{eff}} \quad (11)$$

$$\text{y } \alpha_1(\varphi) \leq 1$$

Por lo demás partimos de las mismas condiciones e hipótesis que con el model I. Como $\alpha_1 \leq 1$ und $l = \frac{d}{2} \gg r$, se obtiene

$$\tau'_{\text{eff}} \ll \alpha_1 \sqrt{\frac{d}{2r}} \tau_{\text{eff}},$$

de modo que en el principio de la deformación plástica se tiene aproximadamente

$$\alpha_1 \sqrt{\frac{d}{2r}} (\tau_c - \tau_i) = \tau_{\text{FR}}$$

$$\text{y resp. } R_{\text{es}} = \sigma_i + \frac{M_T \tau_{\text{FR}} \sqrt{2r}}{\alpha_1(\varphi)} d^{-1/2} \quad (12)$$

El factor k en la ec. (1) está por consiguiente dado por

$$k = \frac{M_T \tau_{\text{FR}} \sqrt{2r}}{\alpha_1(\varphi)} \quad (13)$$

Análogamente al modelo I resulta en conclusión que el aumento del tamaño del grano d produce el aumento de la longitud de estancamiento l y por lo tanto de la concentración de tensión $\tau^{(2)}$. Por consiguiente se necesita un τ_{eff} más pequeño para activar la fuente FR en el grano vecino y originar una deformación plástica macroscópica.

4.2.8 Cortado de líneas de dislocación

Las dislocaciones desplazadas en el plano de deslizamiento (dislocaciones deslizantes) tocan frecuentemente dislocaciones con orientación diferente que atraviesan el plano de deslizamiento (dislocaciones en bosque). Estas últimas están generalmente inmóviles y actúan con su campo de tensión como obstáculos para las dislocaciones deslizantes. Como lo indica la fig. 4.23, una dislocación deslizante en el movimiento a través de recorridos más largos tiene que cortar muchas dislocaciones en bosque. Cuando una dislocación deslizante con

vector de Burgers \vec{b}_g corta una dislocación en bosque con vector de Burgers \vec{b}_w , la dislocación deslizante en el punto de intersección resultará desplazada en \vec{b}_w , y la dislocación en bosque en \vec{b}_g . En los lugares cortados se forman saltos (jogs).

Presentaremos dos procesos de cortado simples. Se trata por una parte del proceso de cortado de dos dislocaciones en cuña que está representado esquemáticamente en la fig. 4.24. En el lugar de intersección se

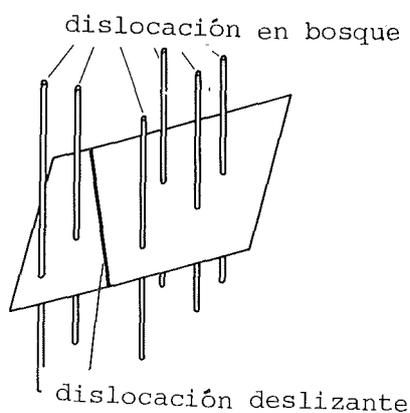


fig. 4.23: Dislocación deslizante en un plano de deslizamiento penetrado por dislocaciones en bosque

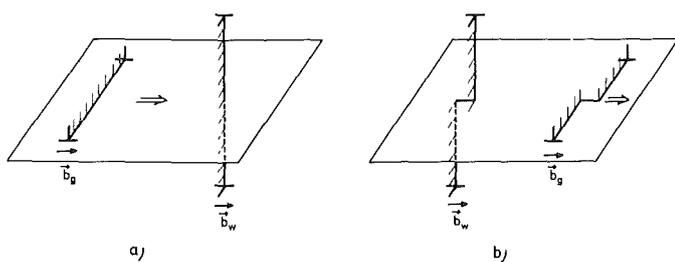


fig. 4.24:

Proceso de cortado entre una dislocación deslizante y una en bosque, cada una con carácter de cuña

forman saltos con carácter helicoidal, porque el vector lineal \vec{s} en el salto es paralelo al vector de Burgers \vec{b} correspondiente. Cuando continúa el deslizamiento de la dislocación en cuña, el salto puede desplazarse también sin producir cambios del volumen ($\Delta V = 0$). Este movimiento del salto se llama movimiento conservador.

El segundo ejemplo de un proceso de cortado simple está esquematizado en la fig. 4.25. Se trata de dos dislocaciones helicoidales. Durante el proceso de cortado se forman en el punto del corte saltos con carácter de cuña. El salto en cuña en la dislocación helicoidal deslizante puede desplazarse solamente cuando cambia el volumen ($\Delta V \neq 0$). Este proceso se llama movimiento no conservador del salto. Como lo muestra la fig. 4.26, da lugar a la formación de vacantes (o de átomos intersticiales respectivamente).

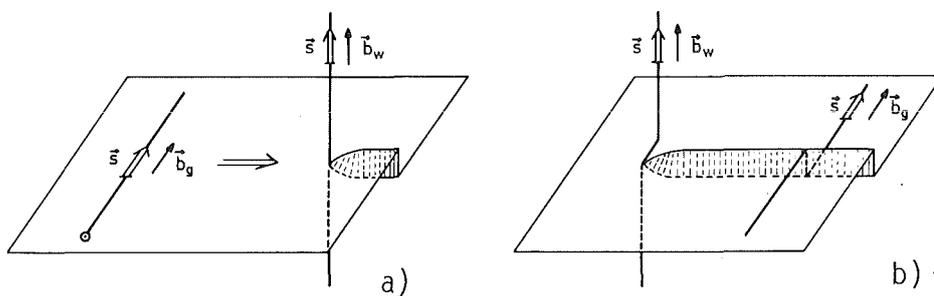


fig. 4.25: Proceso de cortado entre una dislocación deslizante y una en bosque, cada una con carácter helicoidal.

Cuando el salto en cuña representado en la fig. 4.26 se desplaza a la derecha, tiene que alargarse la "media serie atómica intercalada". Por ello se necesitan átomos regulares de la red. Como ninguno está disponible estos sitios tienen que quedarse desocupados, es decir se forman vacantes. En el desplazamiento del salto en cuña a la izquierda tiene que extinguirse la media serie atómica intercalada. Los átomos correspondientes serán empujados hacia vacantes vecinos. Se forman entonces átomos intersticiales.

En la fig. 4.27 mostramos como una dislocación helicoidal con salto produce detrás de ella grupos de defectos puntuales en el movimiento en el plano de deslizamiento.

Para la formación de un salto se necesita la energía

$$U_j \approx 0,1 Gb^3 \quad (1)$$

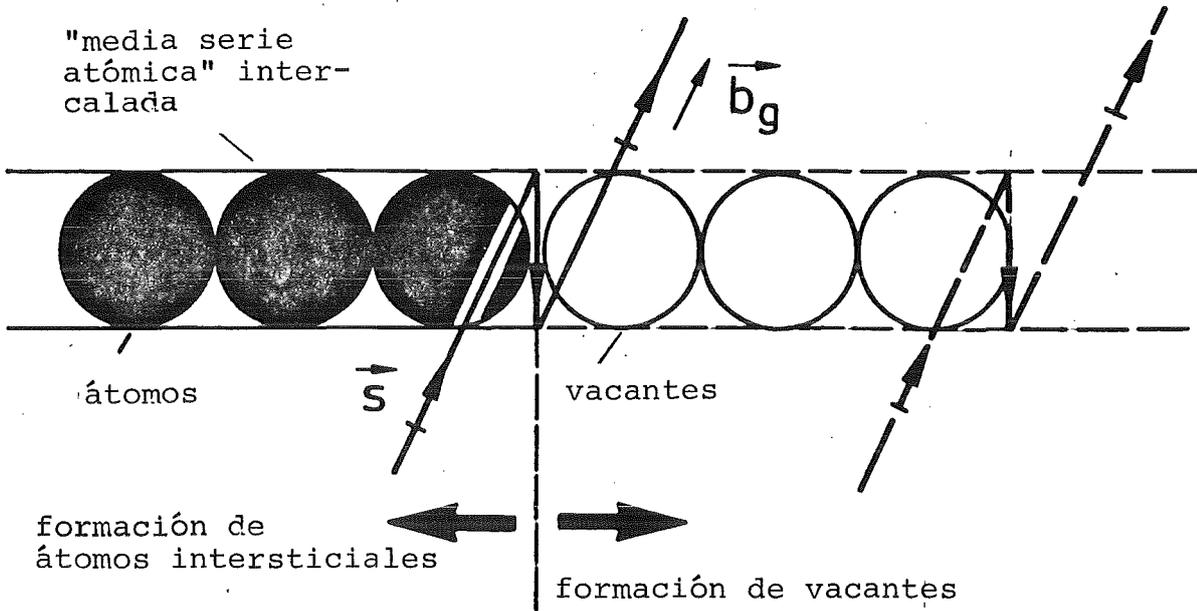


fig. 4.26: Formación de vacantes o átomos intersticiales respectivamente en el movimiento no conservador de un salto en cuña en una dislocación helicoidal

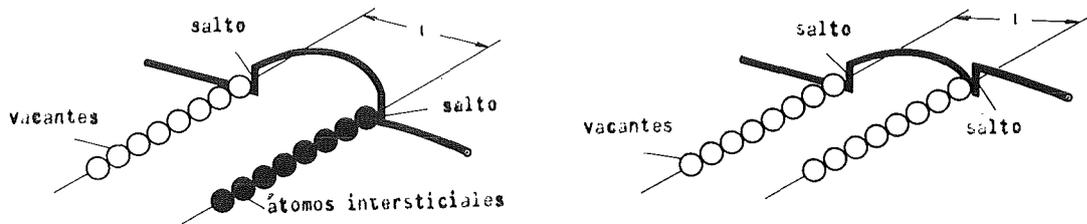


fig. 4.27: Producción de vacantes y átomos intersticiales

Para la formación de un vacante tiene que aplicarse la energía

$$U_L \approx 0,2 Gb^3 \quad (2)$$

o, para un átomo intersticial

$$U_z \approx 0,8 Gb^3 \quad (3)$$

Como en el movimiento de dislocaciones helicoidales en salto la formación de vacantes necesita menos energía que la de los átomos intersticiales, estos saltos se desplazan principalmente como "saltos de vacantes".

La concentración de los vacantes formados crece con el aumento de la deformación según

$$c_L \approx B \epsilon_p^m \quad (4)$$

con $m \approx 2$ para policristales. Como con el aumento de la elongación crece, la densidad de dislocación total y por consiguiente el número de los puntos de corte posibles crece de modo sobreproporcional, este resultado puede comprenderse.

4.2.9 Trepado y deslizamiento transversal

Para el comportamiento de los materiales metálicos a altas temperaturas, el trepado de dislocaciones en cuña y el deslizamiento transversal de dislocaciones helicoidales tocan un papel importante. En ambos casos las dislocaciones abandonan su plano de deslizamiento inicial.

a) Trepado de dislocaciones en cuña

Por adición (difusión) de vacantes a la línea de dislocación en cuña se eliminan partes de la media serie intercalada, es decir la dislocación helicoidal trepa hacia arriba (ver fig. 4.28). Como el proceso de trepado no se extiende uniformemente a la línea de dislocación, se forman saltos en ella.

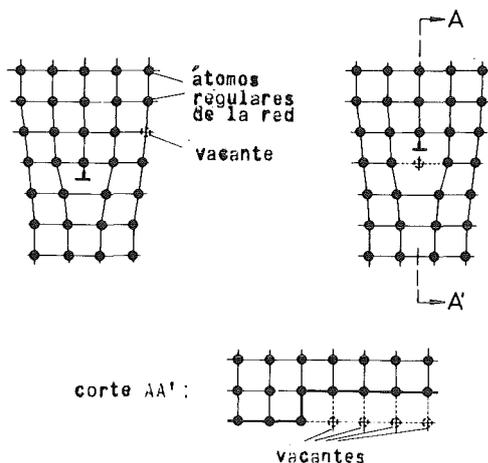


fig. 4.28: Trepado de una dislocación en cuña

El proceso de trepado depende fuertemente de la temperatura. Su energía de activación U_K está determinada por la energía de formación de los saltos de dislocación U_j así como por la energía de formación U_L^B y la energía de migración U_L^W de los vacantes. Por proceso elemental se tiene

$$U_K = U_j + U_L^B + U_L^W \quad (1)$$

El proceso de trepado está activado térmicamente y posee una velocidad

$$v_k \sim \exp \left[- \frac{U_k}{kT} \right] \quad (2)$$

(k = constante de Boltzmann, T = temperatura absoluta).

b) Deslizamiento transversal de dislocaciones helicoidales

Suponemos que una dislocación helicoidal desplazada en el plano de deslizamiento principal bajo la acción de la tensión cizallante τ encuentre un obstáculo. Este puede evitarse pasando al plano de deslizamiento transversal (ver fig. 4.29).

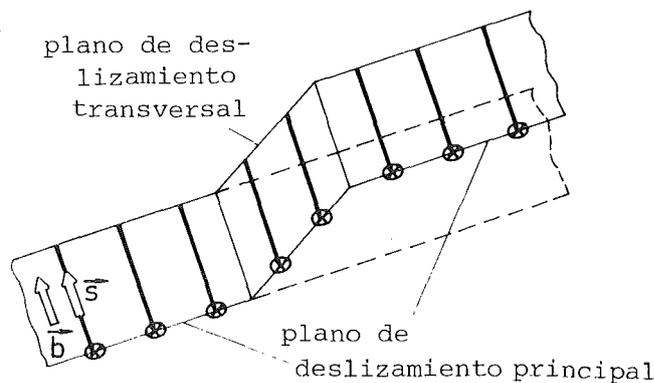


fig. 4.29: Deslizamiento transversal de una dislocación helicoidal

Se supone aquí que el vector lineal \vec{s} , el vector de Burgers \vec{b} y la línea de intersección de los planos de deslizamiento principal y transversal son paralelos. Después de contornear el obstáculo, la dislocación helicoidal pasa al plano

de deslizamiento principal. El doble cambio del plano de deslizamiento se llama "deslizamiento transversal doble".

En la restauración de los materiales metálicos, el trepado de las dislocaciones en cuña y el deslizamiento de las dislocaciones helicoidales tienen un papel importante. Bajo la acción de tensiones internas (tensiones propias), dislocaciones con signo opuesto pueden llegar al mismo plano de deslizamiento, atraerse y extinguirse (aniquilarse). Como consecuencia se produce una reducción de las tensiones internas y una disminución de la densidad de dislocación.

4.2.10 Cortado y contorneo de partículas

Cuando una dislocación deslizante encuentra una partícula situada en el plano de deslizamiento, ésta puede cizallarse o resp. cortarse o contornearse. En ambos casos se tiene que aplicar una tensión suplementaria, debido a las resistencias de fricción de estas partículas.

a) Cortado

Cuando una dislocación deslizante encuentra una partícula cortable (generalmente una segregación coherente), esta se ve cizallada en un vector de Burgers por encima del plano de corte, como lo muestra la fig. 4.30. Cuando

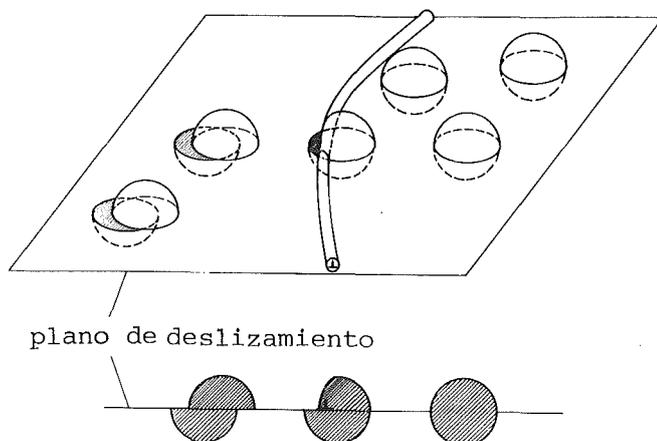


fig. 4.30: Cortado de partículas

se supone que la dislocación deslizando no se comba entre las partículas y que las partículas son bastante grandes y esféricas, se tiene para la tensión cortante necesaria

$$\tau_s = \frac{\pi \gamma_{eff} R}{\sqrt{2} b \cdot (1+2R)} \quad (1)$$

o resp. $\tau_s = \frac{\sqrt{\pi} \gamma_{eff}}{2 b} \sqrt{f}$ (2)

con $f = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{R}{1+2R} \right)^2$ (3)

donde γ_{eff} = energía de la superficie límite formada por el proceso de cortado o resp. diferencia de energía del defecto de apilamiento entre la matriz y la partícula, o resp. energía del límite de antifase para partículas ordenadas

R = radio de partícula

l = distancia libre entre partículas

f = proporción volumétrica de las partículas

Para partículas coherentes γ_{eff} es del orden de 100 erg/cm^2 ($\hat{=} 10^{-5} \text{ J/cm}^2$). Para partículas incoherentes (p.ej. óxidos) γ_{eff} es por lo menos un orden de magnitud superior. Por esto el cortado aparece practicamente solamente con partículas coherentes.

Para pequeñas partículas coherentes la ec. (1) tiene que reemplazarse por una expresión algo modificada. Se tiene

$$\tau_s \sim \gamma_{eff} \frac{R^{3/2}}{1+2R} \quad (4)$$

y resp. $\tau_s \sim \gamma_{eff} \sqrt{R \cdot f}$ (5)

Para una proporción volumétrica constante de las partículas obtenemos según la ec. (3) una proporcionalidad entre l y R . Por consiguiente la tensión cortante queda constante para grandes radios (ver ec. (1) cuando varía R . En cambio, para pequeños radios de las partículas, crece τ_s con R según la ec. (5) para $f = \text{const.}$

b) Contorneo

Cuando partículas no pueden cizallarse, son contorneadas por las dislocaciones. Esto puede hacerse por trepado o deslizamiento transversal (ver cap. 4.2.9), o, como lo hemos mostrado esquemáticamente en la fig. 4.31, por combado de las dislocaciones entre las partículas (mecanismo de Orowan).

Cuando se tienen partículas esféricas, se escribe

$$\tau_u = \frac{0.83}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{Gb}{l} \ln \frac{R}{b} \quad (6)$$

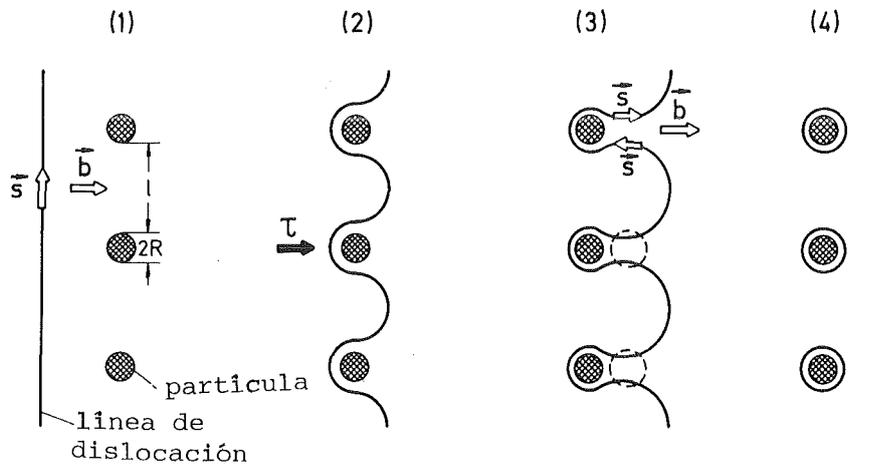


fig. 4.31: Contorneo de partículas

Aunque para $f = \text{const.}$ se tenga aquí también $l \sim R$, con el aumento de la distancia libre entre partículas l , la tensión de contorneo τ_u disminuye debido al aumento más debil del término multiplicativo $\ln R$ en la ec. (6).

Cuando $\tau_s > \tau_u$, el mecanismo de contorneo determina la tensión. Para $\tau_u > \tau_s$ actúa el mecanismo de cortado. Se tiene una transición entre ambos mecanismos para un radio crítico de partículas

R_{crit} que resulta de la ec. (1) y (6) para $\tau_s = \tau_u$ y de la condición $l \gg R$ y que se escribe

$$R_{crit.} = \frac{0.83\sqrt{6}}{2\pi^2(1-\nu)} \cdot \frac{Gb^2}{\gamma_{eff}} \ln \frac{R_{crit}}{b} \quad (7)$$

El cortado o resp. contorno de una partícula depende entonces esencialmente de la energía de superficie límite γ_{eff} .

Para cizallar partículas incoherentes con $\gamma_{eff} \approx 1000 \text{ erg/cm}^2$ en cobre, según la ec. (7) haría falta que $2 R_{crit} < 20 \text{ \AA}$. En cambio, partículas coherentes pueden cortarse en cobre para $\gamma_{eff} \approx 100 \text{ erg/cm}^2$ todavía hasta $2 R \approx 400 \text{ \AA}$. Pero para $2 R > 400 \text{ \AA}$, también con estas partículas el mecanismo de contorno determina la tensión.

En la fig. 4.32 se han introducido las tensiones cizallantes descritas según las ecs. (2), (5) y (6) para una proporción volumétrica f constante de las partículas en función de su radio. Para aleaciones que permiten la variación R por tratamientos térmicos, se esperaría por consiguiente primero el aumento de τ , luego una evolución constante y finalmente una disminución con el crecimiento del radio de las partículas. Una marcha semejante de la variación se observa para el límite elástico aparente o la dureza de muchas aleaciones endurecibles por segregación.

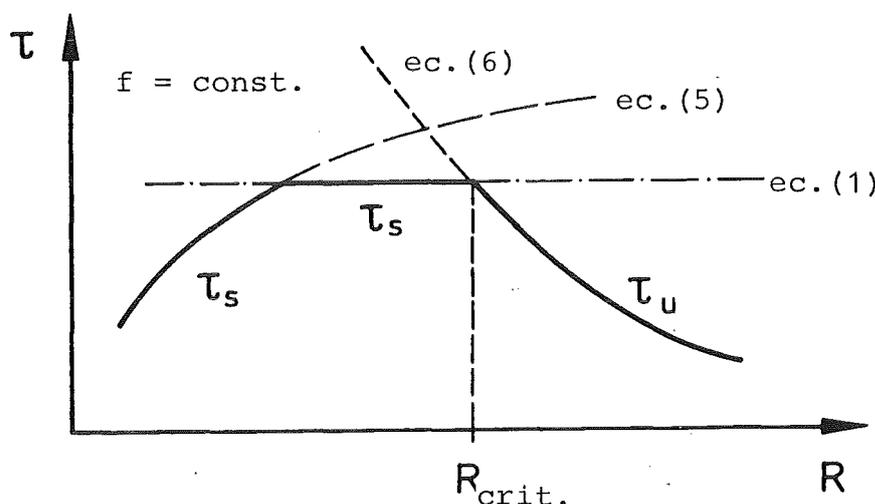


Fig. 4.32: τ_s y resp. τ_u en función del radio de partículas R para una proporción volumétrica constante f de las partículas

4.3 Dislocaciones en cristales reales

4.3.1 Dislocaciones parciales

Las dislocaciones descritas en la red cúbica primitiva con carácter de cuña o helicoidal pueden producirse también en las redes cúbica centrada en las caras y cúbica centrada en el cuerpo. Pero su estructura es mucho más complicada. Debido a la condición que las dislocaciones tienen que poseer energías lineales mínimas, aparecen en ambos tipos de red dimensiones de red \vec{b} que coinciden con los vectores de red más pequeños. Están dadas por la distancia de los centros de gravedad de los átomos en las orientaciones de red más compactas. Por ello, en la red cúbica centrada en las caras \vec{b} es del tipo $\frac{a}{2} \langle 110 \rangle$ y su importe $b = a\sqrt{2}/2$. Análogamente se tiene en la red cúbica centrada en el cuerpo $\vec{b} = \frac{a}{2} \langle 111 \rangle$ y $b = a\sqrt{3}/2$.

Con el ejemplo de la dislocación en cuña la fig. 4.33 muestra los cambios característicos en la constitución y la estructura fina en el caso de una transición de la red cúbica primitiva (fig. 4.33a) a la red cúbica centrada en las caras (fig. 4.33b) y a la red cúbica centrada en el cuerpo (fig. 4.33c). En la red cúbica centrada en las caras, la dislocación en cuña, por razones geométricas y energéticas constituye siempre una perturbación de red desdoblada en dos dislocaciones parciales. Entre las dislocaciones parciales en el plano de deslizamiento se encuentra una perturbación de red superficial, llamada defecto de apilamiento. Este está ligado con un aumento de la energía interna de la red. Esta se llama energía de defecto de apilamiento γ , refiriéndola a la unidad de superficie. γ depende del material e influencia la anchura de desdoblamiento d de las dislocaciones parciales. Se tiene entonces $d \sim 1/\gamma$. En la red cúbica centrada en el cuerpo, la dislocación en cuña puede estar desdoblada en tres dislocaciones parciales. La fig. 4.33c muestra una de varias posibilidades de desdoblamiento. Para hacerse una idea de las causas del desdoblamiento

en dislocaciones parciales, se han representado en la fig. 4.34 las disposiciones atómicas para un plano de deslizamiento $\{111\}$ extremadamente compacto de la red cúbica centrada en las caras (ver fig. 4.34a) y un plano de deslizamiento $\{110\}$ relativamente compacto de la red cúbica centrada en el cuerpo (ver fig. 4.34b).

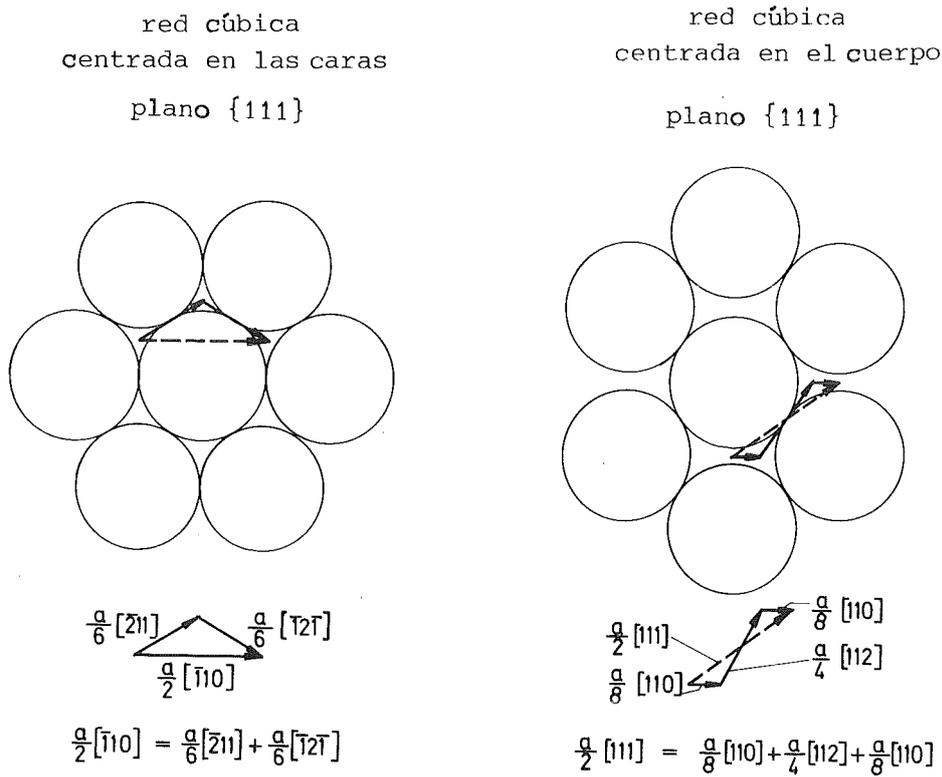


fig. 4.34: Desdoblamiento en dislocaciones parciales

Se han introducido flechas que describen movimientos posibles de átomos inmediatamente vecinos, situados por encima, durante el deslizamiento. Al pasar por una dislocación completa, se producirá una translación de átomos superpuestos a lo largo de las flechas en rayitas, es decir a lo largo de $\vec{b} = \frac{a}{2} [\bar{1}10]$ para la red cúbica centrada en las caras y de $\vec{b} = \frac{a}{2} [111]$ para la red cúbica centrada en el cuerpo. Se obtiene una translación energéticamente más favorable cuando este movimiento se hace en pasos parciales a lo largo de las flechas en trazo continuo. Entonces la dislocación completa en la red cúbica centrada en las caras se desdobra en dos dislocaciones parciales según la ecuación

$$\frac{a}{2} [\bar{1}10] = \frac{a}{6} [\bar{2}11] + \frac{a}{6} [\bar{1}2\bar{1}] \quad (1)$$

porque la energía lineal total de las dislocaciones parciales :

$\alpha G a^2/3$ es inferior a la de la dislocación completa : $\alpha G a^2/2$. Para la red cúbica centrada en el cuerpo es concebible un desdoblamiento semejante en 3 dislocaciones parciales según la ecuación

$$\frac{a}{2} [111] = \frac{a}{8} [110] + \frac{a}{4} [112] + \frac{a}{8} [110] \quad (2)$$

porque la suma de las energías lineales de las dislocaciones parciales es $\alpha G 7a^2/16 < \alpha G 3a^2/4$.

Algunos valores de energías de defectos de apilamiento y de anchuras de desdoblamiento de dislocaciones helicoidales están representados en la tabla 4.1 para metales puros y aleados. Las anchuras de desdoblamiento para dislocaciones en cuña son aproximadamente 50% mayores.

Tabla 4.1: Energías de defectos de apilamiento y anchuras de desdoblamiento referidas al vector de Burgers de dislocaciones helicoidales

metal	γ [erg/cm ²]	$\frac{\gamma}{Gb} 10^3$	d_{\circ}/b
Ag	22	2,9	9,2
Pb	25	9,5	2,8
Au	42	5,3	5,0
Cu	57	5,3	5,0
Ni	180	9,7	2,7
Al	200	28	1
CuZn10	33	3,1	8,6
CuZn20	14	1,3	20,4
α -Fe	~ 400	48	0,8
X10CrNi1810	~ 40	2	13

4.3.2 Procesos característicos en dislocaciones parciales

(ejemplo: estructura cristalina cúbica centrada en las caras)

a) Proceso de cortado en dislocaciones desdobladas

La fig. 4.35 muestra un ejemplo de un proceso de cortado de una dislocación en cuña desdoblada como dislocación deslizante (\vec{b}_g) con una dislocación helicoidal desdoblada como dislocación en bosque (\vec{b}_w).

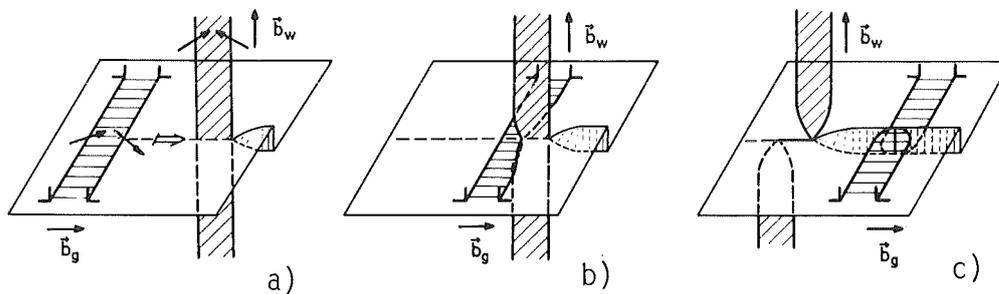


fig. 4.35: Proceso de cortado de una dislocación en cuña deslizante desdoblada con una dislocación en bosque desdoblada con carácter helicoidal.

Cuando la dislocación deslizante desdoblada se acerca a la dislocación en bosque, ambas dislocaciones se restringen localmente debido a la interacción elástica, lo que se puede ver en la fig. 4.35b. Para formar un salto, se tiene que anular el desdoblamiento de ambas dislocaciones en el lugar del corte. Para ello se necesita la energía U_γ que aumenta con la disminución de la energía de defectos de apilamiento γ . Para formar el salto propio se tiene que aplicar además la energía U_j para cada dislocación que participa en el proceso de cortado. La energía total para cada uno de los procesos de cortado está entonces

$$U_0 \approx 2 U_j + 2 U_\gamma . \quad (1)$$

b) Deslizamiento transversal de dislocaciones helicoidales

Las dislocaciones helicoidales desdobladas pueden deslizar transversalmente solamente cuando las dos dislocaciones parciales en el plano $(11\bar{1})$ son sometidas a una estricción a lo largo del camino crítico l_0 y se recombinan en una dislocación completa con $\vec{b} = \frac{a}{2} [\bar{1}10]$ (ver fig. 4.36a). Entonces está posible la transición de la parte de dislocación helicoidal al plano de deslizamiento transversal $(11\bar{1})$, porque está cumplida la condición de la paralelidad de los vectores \vec{s} y \vec{b} con la línea de corte del plano de deslizamiento principal y transversal. Como lo muestra la fig. 4.36b, la parte de dislocación deslizada transversalmente puede desdoblarse en el plano $(11\bar{1})$. Bajo la acción de tensiones exteriores y con medios térmicos la distancia l de los puntos nodales puede además hacerse mayor que el camino crítico l_0 (ver fig. 4.36c).

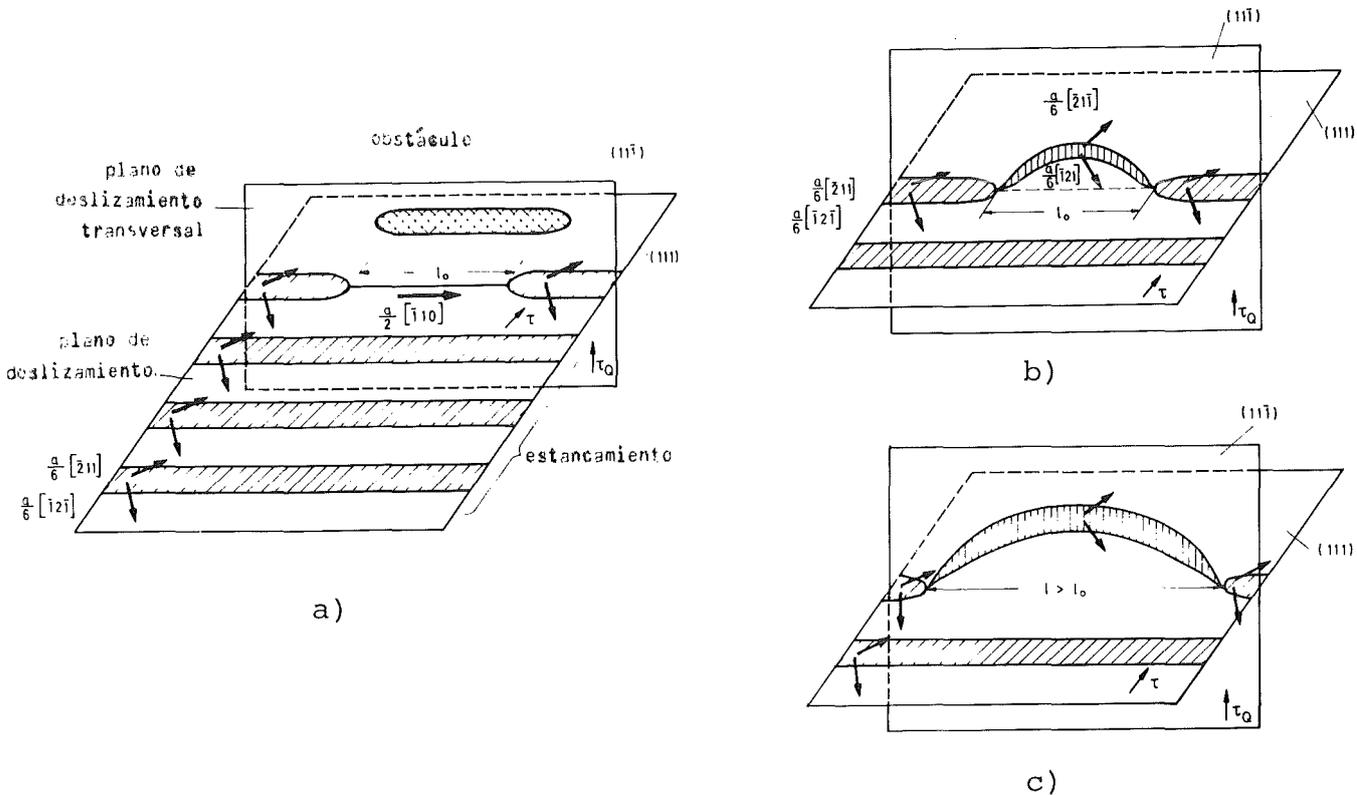


fig. 4.36: Deslizamiento transversal de dislocaciones helicoidales en la red cúbica centrada en las caras con energía de defectos de apilamiento pequeña.

c) Dislocación de Lomer-Cottrell (dislocación-LC)

La dislocación-LC se forma por una reacción de dislocaciones parciales, y como dislocación no deslizable constituye un obstáculo importante al movimiento de otras dislocaciones. En la fig. 4.37a se han representado dislocaciones parciales desdobladas en la trazas de dos planos {111}. Aquí se tiene para el desdoblamiento de las dislocaciones completas en el plano

$$\frac{a}{2} [01\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{6} [\bar{1}2\bar{1}] + \frac{a}{6} [11\bar{2}] \quad (2)$$

y resp. en
$$\frac{a}{2} [101] \rightarrow \frac{a}{6} [2\bar{1}1] + \frac{a}{6} [112] \quad (3)$$

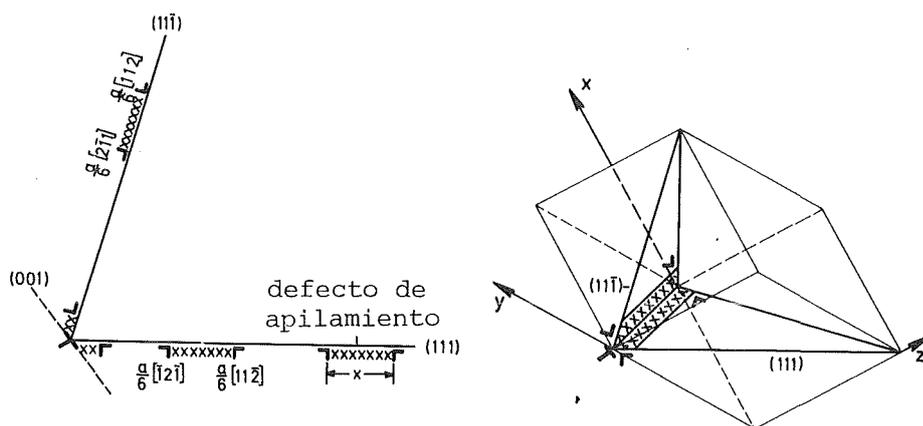


fig. 4.37: Formación de una dislocación de Lomer-Cottrell.

Las dos dislocaciones parciales anteriores de cada plano {111} reaccionan entre ellas con ganancia de energía debido a la relación

$$\frac{a}{6} [\bar{1}2\bar{1}] + \frac{a}{6} [2\bar{1}1] \rightarrow \frac{a}{6} [110] \quad (4)$$

La dislocación formada del tipo $\frac{a}{6} \langle 110 \rangle$, la llamada dislocación-LC, se encuentra en una superficie cúbica (ver fig. 4.37b). Como un movimiento de una dislocación no es posible en un plano {100} con $\vec{b} = \frac{a}{6} \langle 110 \rangle$, la dislocación-LC constituye una dislocación no deslizable.

d) Dislocación de Frank

Cuando se saca de la serie de apilamiento más compacta ABCABCA de planos {111} una parte en un plano A (ver fig. 4.38a), se produce un efecto de apilamiento del tipo I, que se termina en una dislocación en cuña - la llamada dislocación de Frank. El vector de Burgers \vec{b}_F de esta dislocación es perpendicular a la serie de apilamientos {111}. Su valor es igual a la distancia entre dos planos {111} vecinos. Por lo tanto se tiene

$$\vec{b}_F = \frac{a}{3} \langle 111 \rangle.$$

Cuando se intercala un medio plano {111}, A, como está indicado en la fig. 4.38b, se forma una serie de apilamientos perturbada ABCAB!A!CABC. Esta perturbación superficial se llama defecto de apilamiento del tipo II. La línea de dislocación al final del plano {111} intercalado está caracterizada por su parte por una dislocación de Frank.

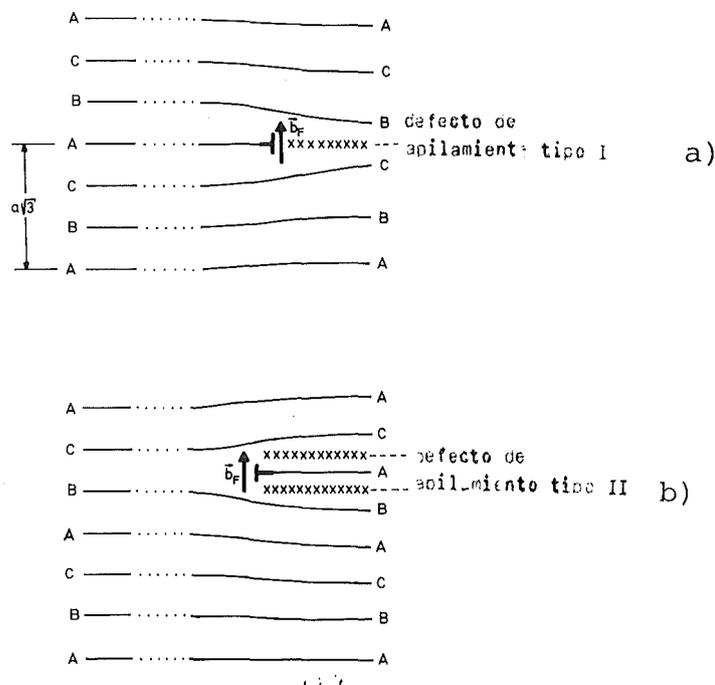


fig. 4.38: Dislocación de Frank y defectos de apilamiento del tipo I y II.

La dislocación de Frank no es deslizable, porque \vec{b}_F no se encuentra en un plano de deslizamiento. A temperaturas más elevadas puede aparecer sin embargo un movimiento no conservador debido al trepado. Los dos tipos de defectos de apilamiento tienen energías de defecto de apilamiento γ_I y γ_{II} con $\gamma_{II} = (1,5 \text{ hasta } 2,0) \gamma_I$.

Como se lo ve esquemáticamente en la fig. 4.39, pueden formarse anillos de dislocación de Frank a través de aglomeraciones de vacantes planas, producidas durante el enfriamiento a partir de temperaturas elevadas por concentraciones de desequilibrio de vacantes. Estos comprenden un defecto de apilamiento del tipo I. Se dice en estos casos que se trata de anillos de dislocación del tipo de vacante. Además pueden formarse anillos de dislocación durante la irradiación por partículas energéticas, p.ej. con neutrones, electrones, partículas- α . Cuando los vacantes producidos y los átomos intersticiales se arreglan en aglomeraciones planas, se forman anillos de dislocación del tipo de vacante así como del tipo de átomo intersticial.

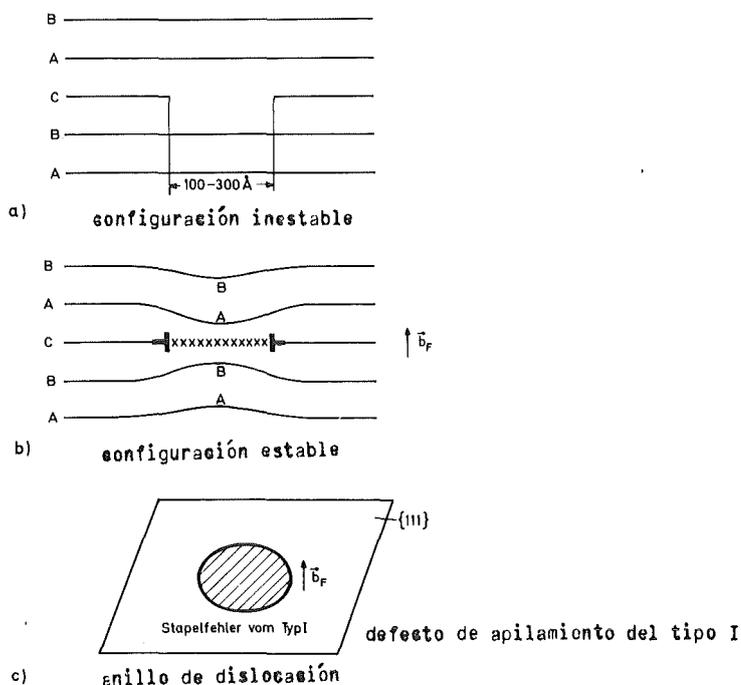


fig. 4.39: Formación de un anillo de dislocación de Frank del tipo de vacante.

e) Dislocación resultante (dislocación-R)

En los metales con gran energía de defecto de apilamiento y puede producirse espontáneamente una dislocación parcial de Shockley dentro del anillo de dislocación, cuando se tiene una variación térmica bastante grande. Esta dislocación parcial reacciona con la dislocación de Frank y forma una dislocación resultante (abreviada: dislocación-R). Entonces desaparece el defecto de apilamiento (ver fig. 4.40 hasta c).

La ecuación de la reacción se escribe:

$$\vec{b}_F + \vec{b}_S = \vec{b}_R$$

y resp. $\frac{a}{3}[111] + \frac{a}{6}[11\bar{2}] \Rightarrow \frac{a}{2}[110]$ (5)

La dislocación-R no es deslizable, porque su vector de Burgers \vec{b}_R no se encuentra en el plano más compacto.

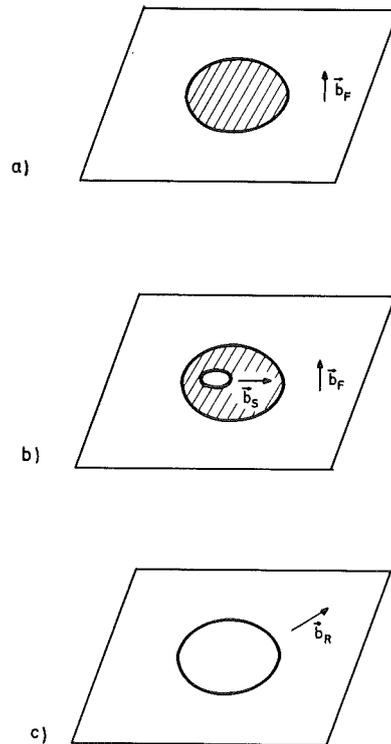


fig. 4.40: Formación de una dislocación-R.

Una evaluación energética proporciona un criterio de la estabilidad del anillo de dislocación con dislocación de

Frank y defecto de apilamiento o con dislocación-R. Según la ec. (5) las energías lineales son las mismas antes y después de la reacción de dislocación. Pero cuando se tiene también cuenta de la energía del defecto de apilamiento, se escribe para la energía total

$$E_{\text{antes}} = U_L \cdot S + \gamma \cdot A = \alpha G b_F^2 \cdot 2\pi r + \gamma \pi r^2$$

y

$$E_{\text{después}} = \alpha G b_R^2 \cdot 2\pi r = \alpha G (b_F^2 + b_S^2) 2\pi r$$

$$\text{y resp. } \Delta E = E_{\text{antes}} - E_{\text{después}} = \gamma \pi r^2 - \alpha G b_S^2 \cdot 2 \pi r \quad (6)$$

A partir de la ec. (6) se obtiene para $\Delta E = 0$ un radio crítico

$$r = R_K = 2 \alpha G b_S^2 / \gamma \quad (7)$$

Por consiguiente, según la ec. (5) una reacción de dislocación tendría que aparecer para $R > R_K$ ($\Delta E > 0$), y no tendría que aparecer para $r < R_K$ ($\Delta E < 0$).

4.3.3 Dislocaciones gemelas y formación mecánica de gemelos (maclas)

La formación mecánica de gemelos (maclas) es un proceso que cristalográficamente proporciona cizallamientos plásticos limitados. Aparece generalmente cuando la tensión de flujo es muy grande debido a un endurecimiento fuerte o una temperatura de deformación baja. La formación de gemelos se ve favorecida por grandes tamaños del grano y pequeñas energías de defecto de apilamiento. En redes extremadamente compactas hexagonalmente se observan además fuertes divergencias de la relación c/a ideal. En la tabla 4.2 se han indicado los sistemas gemelos que aparecen, juntos con los cizallamientos gemelos.

Tabla 4.2: Sistemas gemelos y cizallamientos gemelos

Estructura cristalino	Sistema gemelo	Material (c/a)	Cizallamiento gemelo γ_z
Cúbica centrada en las caras	{111} <112>	Al, Cu, Ni	$\sqrt{2}/2$
Cúbica centrada en el cuerpo	{112} <111>	α -Fe, Mo, Nb	$\sqrt{2}/2$
Extremamente hexagonal compacta	{10 $\bar{1}2$ } <10 $\bar{1}\bar{1}$ >	Cd (1,886)	0,171
		Zn (1,856)	0,139
		Mg (1,62)	0,129
		Ti (1,587)	0,189
		Be (1,568)	0,199

a) Materiales con estructura cristalina cúbica centrada en las caras

En la fig. 4.41 se ha indicado a la izquierda un ejemplo de un sistema gemelo y a la derecha una región maclada en el plano de deslizamiento transversal ($\bar{1}10$).

Los gemelos de deformación pueden formarse cuando una dislocación de Shockley del tipo $\frac{a}{6}$ <112> - llamada aquí dislocación gemela - pasa sucesivamente por planos {111} vecinos. Aparece entonces la imagen esquematizada en la fig. 4.42 en la cual las letras ABC representan las posiciones de los centros de gravedad de los átomos en el plano ($\bar{1}10$). Después del desplazamiento de la dislocación gemela con el vector de Burgers $\vec{b}_s = \frac{a}{2}$ [11 $\bar{2}$] a través de n planos {111} vecinos, la macla laminar producida tiene el espesor $na/\sqrt{3}$.

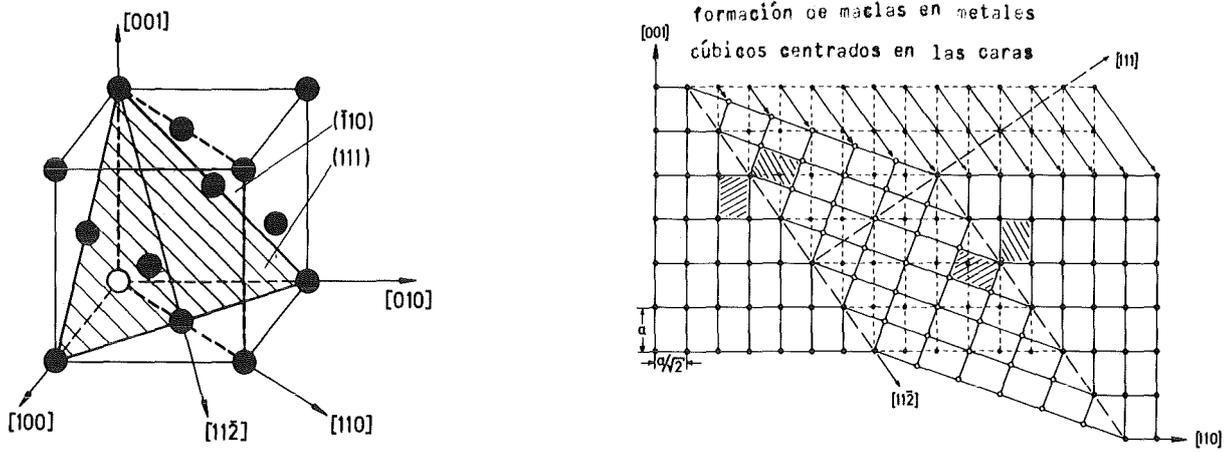


fig. 4.4†: Sistema gemelo (111) $[11\bar{2}]$ (parte izquierda) y macla laminar en el plano $(\bar{1}10)$ (parte derecha) para metales cúbicos centrados en las caras

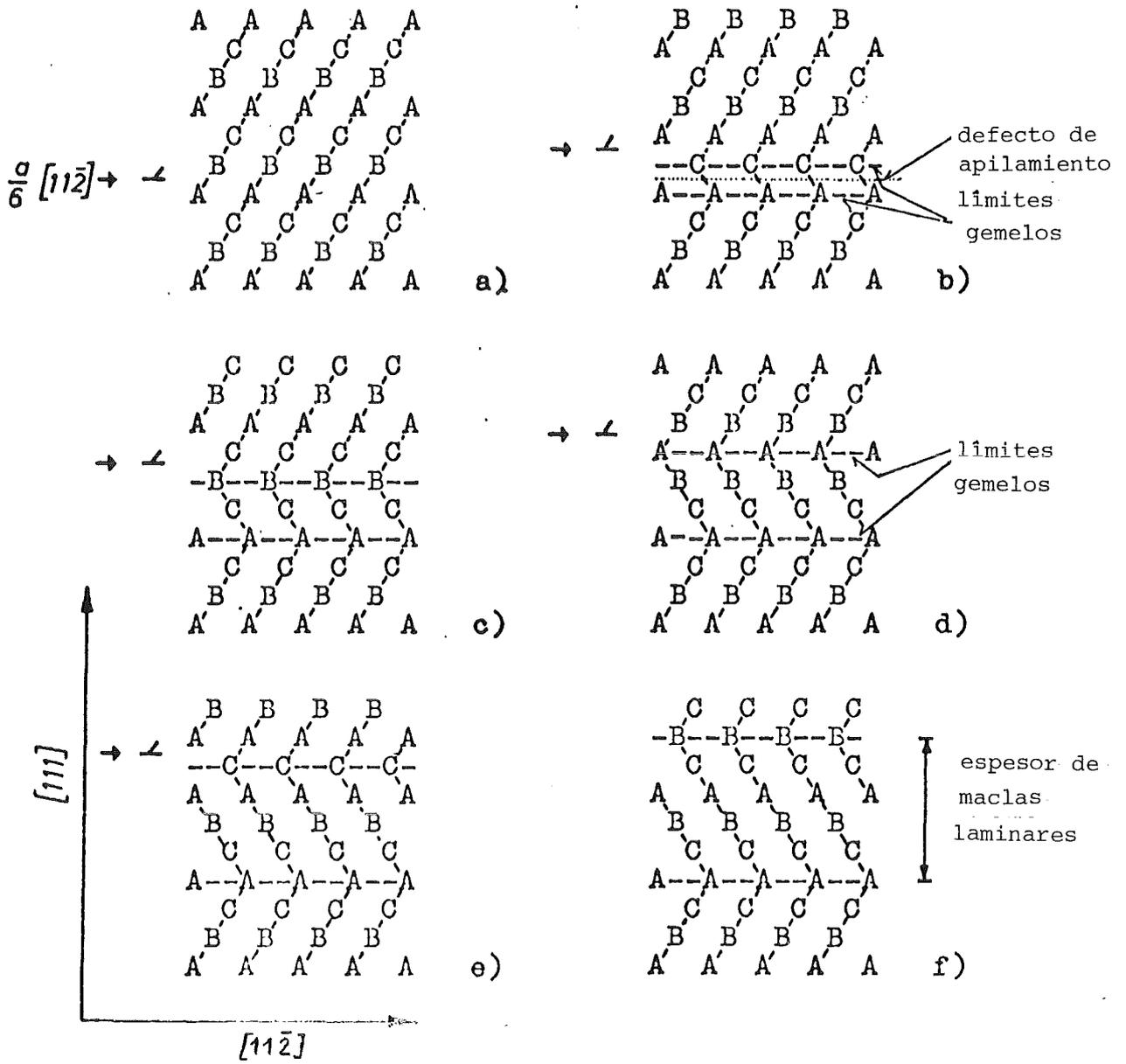


fig. 4.42: Formación de máclas en el desplazamiento de dislocaciones gemelas.

b) Materiales con estructura cristalina cúbica centrada en el cuerpo

La fig. 4.43 muestra a la izquierda un sistema gemelo y a la derecha una región maclada en el plano $(\bar{1}10)$.

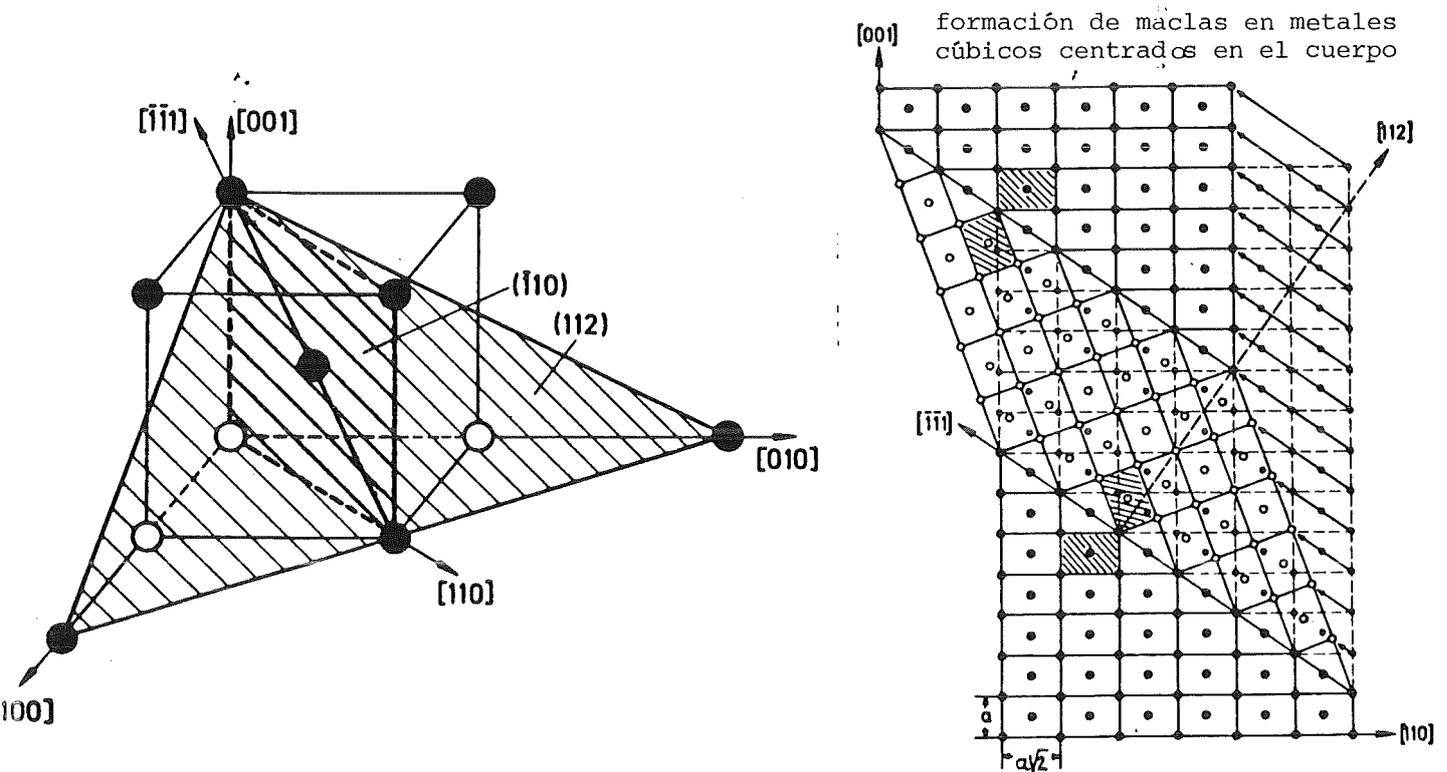


fig. 4.43: Sistema gemelo $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ (parte izquierda) y mácla laminar en el plano $(\bar{1}10)$ (parte derecha) en los metales cúbicos centrados en el cuerpo.

Las máclas se forman cuando en la serie ABCDEFAB... de planos $\{112\}$ aparecen sucesivamente cada vez desplazamientos de $\frac{a}{6} \langle 111 \rangle$. Como lo muestra la fig. 4.44 en el plano $(\bar{1}10)$, estos desplazamientos pueden realizarse por movimiento de una dislocación gemela con el vector de Burgers $\frac{a}{6} [\bar{1}\bar{1}1]$ a la derecha para cada traza de un plano (112) .

Para hacer pasar la dislocación gemela sucesivamente por planos vecinos, se han propuesto diferentes procesos. Estos se basan en el llamado mecanismo de polos en que la dislocación gemela está fijada en una dislocación helicoidal y gira alrededor de ésta en espiral. Esto vale para metales cúbicos centrados en el cuerpo así como para metales cúbicos centrados en las caras.

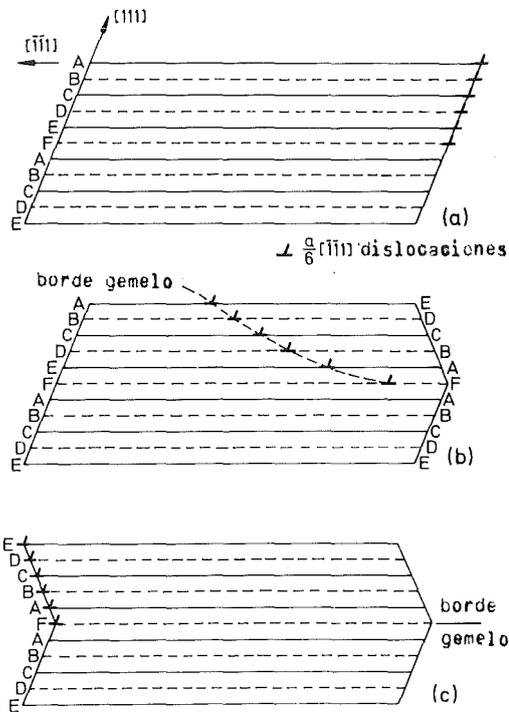


fig. 4.44: Formación de gemelos en el desplazamiento de dislocaciones gemelas.

c) Materiales con estructura cristalina hexagonal compacta

En los metales de estructura hexagonal compacta la formación de gemelos juega un papel importante, aunque el cizallamiento gemelo sea relativamente pequeño (ver tabla 4.2). Como muchas veces el deslizamiento puede producirse solamente en el plano básico, la formación de gemelos contribuye por lo tanto a la deformación total cuando las orientaciones del grano son desfavorables. Que la formación de gemelos aparezca bajo una carga de tracción o una carga de presión a lo largo del eje C, es decir perpendicularmente al plano básico, está determinado por la relación c/a . Para $c/a > \sqrt{3}$ (Zn, Cd) la formación de gemelos aparece solamente bajo una carga de presión, y para $c/a < \sqrt{3}$ (Mg, Be, Ti) aparece solamente bajo una carga de tracción en el eje C.

Para los metales de estructura hexagonal compacta se han también desarrollado diferentes mecanismos de dislocación para la formación de gemelos. Pero son mucho más complicados que para los metales cúbicos centrados en la caras y cúbicos centrados en el cuerpo.

4.4 Preguntas y problemas

Tarea 4.1:

Las direcciones de deslizamiento coincidentes con la dirección de los vectores de Burgers para una deformación plástica son, en las redes cúbicas centradas en las caras direcciones $\langle 110 \rangle$, en las redes cúbicas centradas en el cuerpo son direcciones $\langle 111 \rangle$. Los vectores de Burgers correspondientes son $a/2 \cdot \langle 110 \rangle$ y $a/2 \cdot \langle 111 \rangle$. Como se caracterizan las direcciones mencionadas en las redes correspondientes?

Tarea 4.2:

La energía líneal de una dislocación (energía por unidad de

longitud) está por la relación

$$\mu_L = \alpha Gb^2$$

En el cálculo mediante la teoría de elasticidad de U_L se obtiene para la magnitud α en el caso de dislocaciones en cuña

$$\alpha_{\perp} = \frac{1}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_K}$$

y para dislocaciones helicoidales

$$\alpha_{\circ} = \frac{1}{4\pi} \ln \frac{R}{r_K}$$

con r_K como radio de cortado interior y R como radio de cortado exterior.

Cuales son las energías lineales (en J/cm) para dislocaciones en cuña y helicoidales en el hierro y aluminio? ($\nu_{Fe} = 0,28$; $a_{Fe} = 2,86 \cdot 10^{-8}$ cm; $G_{Fe} = 83000$ N/mm²; $\nu_{Al} = 0,34$; $a_{Al} = 4,04 \cdot 10^{-8}$ cm; $G_{Al} = 27000$ N/mm²). Tomen $R = 10^{-5}$ cm y $r_K = 5b$.

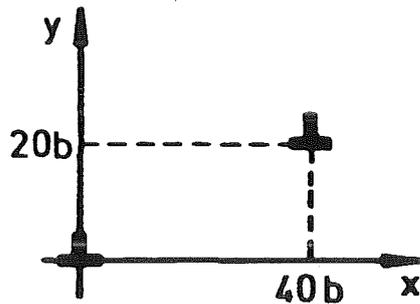
Tarea 4.3:

En un cobre fuertemente conformado en frío se ha demostrado por mediciones calorimétricas que está acumulada una energía elástica $Q_{el} = 35$ J/cm³.

- a) Cual es la densidad de dislocación cuando Q_{el} está determinada exclusivamente por los campos de tensión propia de las dislocaciones? Hagan los cálculos con el valor medio de la energía lineal para dislocaciones en cuña y helicoidales, utilizando los valores $G = 43000$ N/mm², $\nu = 0,34$, $b = 2,55 \cdot 10^{-8}$ cm, $r_K = 5b$, $R = 5 \cdot 10^6 b$.
- b) Cual es el Q_{el} que queda al material, cuando por tratamiento de recocido la densidad de dislocación se reduce a $\rho = 5 \cdot 10^9$ cm⁻²?

Tarea 4.4:

Estudien dos dislocaciones paralelas con el mismo signo en el cobre, como las que hemos esquematizadas aquí. Suponemos que una de ellas se encuentre en el origen de coordenadas y que la otra tenga las coordenadas $x = 40 b$, $y = 20 b$. En el curso hemos mostrado que la fuerza/unidad de longitud, que actúa sobre una línea de dislocación, está dada por $f = \tau_b$. Calculen para la dislocación situada en el punto x , y la fuerza que actúa sobre ella, que está producida por la tensión cizallante τ_{yx} del campo de tensión propia de la dislocación que se encuentra en el origen ($G = 43000 \text{ N/mm}^2$, $\nu = 0,35$; $a = 3,608 \text{ \AA}$, $\vec{b} = \frac{a}{2} \langle 110 \rangle$).



Tarea 4.5:

Para una aleación Cu de base se mide en el estado recristalizado una densidad de dislocación $\rho_{\text{total}} = 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. El límite elástico aparente es 160 N/mm^2 . Después de una deformación de tracción plástica uniáxica de 25% se tiene una densidad de dislocación $\rho_{\text{total}} = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Entre el incremento de la tensión de flujo y la densidad de dislocación existe la relación

$$\Delta\sigma = \alpha Gb \sqrt{\Delta\rho_{\text{total}}}$$

En el presente caso se tiene

$$G = 42\,000 \text{ N/mm}^2; \quad b = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm y } \alpha = 1,0.$$

Cual era la tensión de flujo de la aleación Cu de base después de una deformación de tracción de 25%?

Tarea 4.6:

Suponemos que en un acero aleado al cromo la distancia de las líneas de dislocación ancladas es $L = 10^{-4}$ cm. La constante de red de la aleación de hierro es $a = 3,58 \cdot 10^{-8}$ cm, el módulo de rigidez $G = 79000 \text{ N/mm}^2$. Para α se tiene que tomar el valor 0,5.

- a) Cual es la tensión cizallante necesaria para que las dislocaciones ancladas puedan actuar como fuentes de Frank-Read?
- b) Mediante un tratamiento del material se obtiene que carburos de cromo se forman en las dislocaciones y constituyen un anclaje suplementario, pero con la misma intensidad, para éstas. Cual es el valor de τ_{FR} , cuando tres partículas de carburo se segregan a intervalos uniformes entre cada uno de los puntos de anclaje iniciales de la línea de dislocación?

Tarea 4.7:

Cual es la dirección en que las reacciones de dislocación siguientes pueden desarrollarse?

$$\text{a) } \frac{a}{2} [110] = \frac{a}{2} [01\bar{1}] + \frac{a}{2} [101]$$

$$\text{b) } \frac{a}{2} [01\bar{1}] = \frac{a}{6} [\bar{1}2\bar{1}] + \frac{a}{6} [11\bar{2}]$$

Tarea 4.8:

Para materiales cúbicos centrados en el cuerpo se obtiene

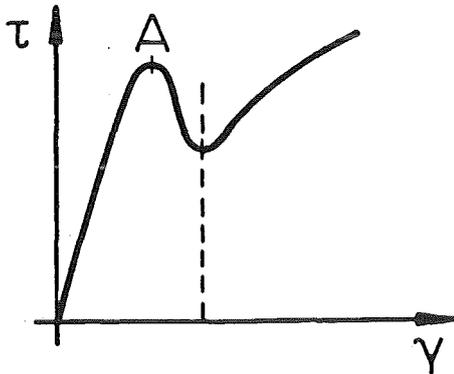
$$\bar{v} = \bar{v}_0 \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^n$$

entre la velocidad de dislocación media \bar{v} y la tensión cizallante eficaz τ . τ_0 es entonces la tensión cizallante que corresponde a una velocidad de dislocación $\bar{v}_0 = 1 \text{ cm/s}$. Para el molibdeno se han observado los valores siguientes para una deformación a la temperatura ambiente.

$\left[\frac{\tau}{\text{mm}^2} \right]$	6,2	8,9	12,5	18,0	26,0
$\left[\frac{\bar{v}}{\text{cm/sec}} \right]$	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}

a) Cual es n y τ_0 ?

b) En los materiales cúbicos centrados en el cuerpo se observa



muchas veces la relación esquematizada aquí entre la tensión cizallante y la cortadura, cuando se mantiene $\dot{\gamma}_\rho = \text{const}$. Expliquen cualitativamente la forma de la curva a la izquierda de la línea en rayitas mediante la relación entre $\dot{\gamma}_\rho$ y v (ver cap. 4.2.2).

c) Cual es la densidad de dislocación deslizante ρ en el principio de la deformación plástica (punto A del dibujo), cuando $\dot{\gamma}_\rho = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ y la constante de la red $a = 3,14 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$? El molibdeno se cristaliza de modo cúbico centrado en el cuerpo, de manera que el vector de Burgers es $\vec{b} = \frac{a}{2} \langle 111 \rangle$.

Tarea 4.9:

Indiquen diferencias características entre dislocaciones en la red cúbica primitiva, cúbica centrada en las caras y cúbica centrada en el cuerpo.

Tarea 4.10:

En muchos metales de estructura hexagonal compacta las dislocaciones se mueven en el sistema de deslizamiento básico del tipo $\{0001\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$. Las dislocaciones son entonces desdobladas en dislocaciones parciales.

- a) Cuantos sistemas de deslizamiento existen en el plano básico?
- b) Muestren que las dislocaciones en el plano básico se desdoblán en dislocaciones parciales, formando defectos de apilamiento.

Tarea 4.11:

Un cristal ideal (densidad de dislocación total $\rho_t = 0$) tiene un límite elástico aparente R_{es} de $G/10$ aproximadamente. Los monocristales bien recocidos ($\rho_t \sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$) tienen un R_{es} de $G/10\ 000$ aproximadamente, y los policristales homogéneos recristalizados ($\rho_t \sim 10^8 \text{ cm}^{-2}$, tamaño del grano $d \sim 20 \mu\text{m}$) de aproximadamente $G/1000$. Con el aumento de la densidad de dislocación y del número de otras perturbaciones de la red aumenta R_{es} . Expliquen este comportamiento.

Literatura sobre el capítulo 4:

- 4.1) R.W. Cahn: Physical Metallurgy, North-Holland Publ. Comp. New York, 2. Aufl. 1970
- 4.2) A.G. Guy : Metallkunde für Ingenieure (Deutsche Ausgabe, G. Petzow), Akad. Verlagsgesellschaft, Frankfurt, 1970
- 4.3) D. Hull : Introduction to Dislocations, Pergamon Press, New York, 1965
- 4.4) E. Macherauch: Einführung in die Versetzungslehre, Karlsruhe, 4. Auflage, 1972
- 4.5) E. Macherauch; O. Vöhringer: Das Verhalten metallischer Werkstoffe unter mechanischer Beanspruchung, Z. Werkstofftech. 9 (1978), 370/391

Así como la literatura sobre el cap. 2 y 3.

5. Factores influyentes del comportamiento a la deformación bajo una carga de tracción

5.1 Introducción

El comportamiento de los materiales metálicos bajo una sollicitación mecánica está caracterizado por tal multitud de "reacciones de material" posibles, que no podemos mencionar todas. Por ello, trataremos en lo siguiente solamente algunos aspectos fundamentales del comportamiento de deformación por tracción. Comentaremos para algunos aceros técnicamente importantes que hemos seleccionado como ejemplos la aparición y la acción conjunta de diferentes mecanismos de deformación.

En estas consideraciones hacemos resaltar las tensiones de flujo σ_n . La comprensión de éstas constituye la base del estudio de los límites elásticos aparentes R_{es} y de los límites elásticos $R_p 0,2'$, en que el ingeniero se basa en todos los cálculos de seguridad cuando quiere impedir fallos debidos a un principio de deformación plástica o al hecho de sobrepasar una elongación elástica de $\epsilon_p = 0,2 \%$. Las tensiones de flujo y por consiguiente también los límites elásticos y elásticos aparentes se estudian siempre mediante curvas de endurecimiento obtenidas en ensayos de tracción uniáxica. Según la fig. 5.1 dependen de una multitud de parámetros que pueden resumirse por los cuatro factores influyentes que son la sollicitación, el estado, la geometría y el ambiente del material. En lo siguiente se estudiarán solamente algunas de las magnitudes más importantes de los primeros dos factores citados, considerando su acción sobre las curvas de endurecimiento a temperaturas de deformación $T < 0,4 T_g (K)$, a saber la densidad de dislocación, el tamaño del grano, la concentración de átomos extraños, la naturaleza y la proporción volumétrica de partículas o de las segundas fases, la textura y la temperatura y velocidad de deformación.

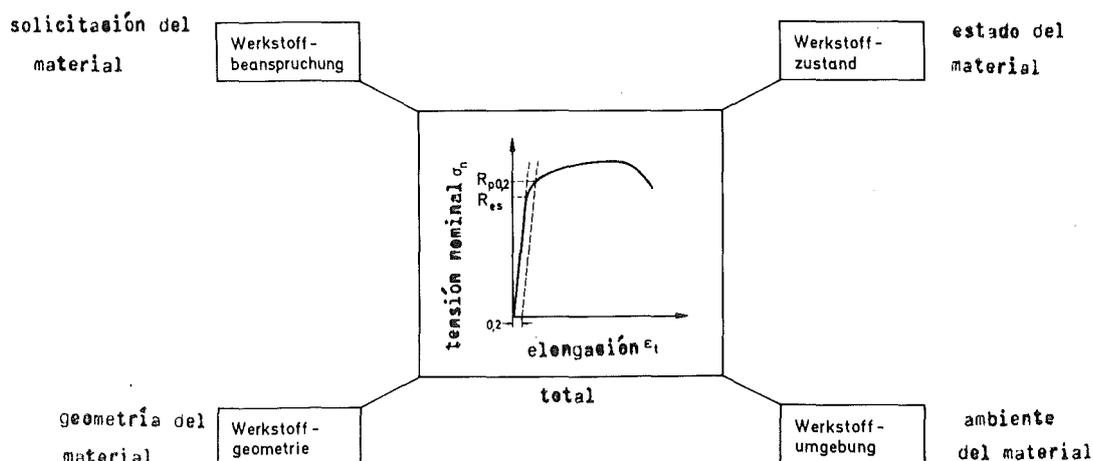


fig. 5.1: Factores influyentes de las curvas de tensión nominal/ elongación total (curvas de endurecimiento) y sus magnitudes características mecánicas

Todas las reflexiones hechas hasta ahora estaban basadas en conceptos más o menos idealizados. El estudio de dislocaciones individuales en cristales que por lo demás no presentan otras perturbaciones proporciona por cierto la base de la comprensión de la deformabilidad plástica de los materiales metálicos, pero por de pronto ninguna indicación cuantitativa sobre las tensiones de flujo reales previsibles. Para ello - en términos muy generales - se tiene que tomar en cuenta la estructura del obstáculo que encuentran las dislocaciones deslizantes en las cristalitas de los materiales técnicos. Para los materiales utilizados en la práctica nos esforzamos por conseguir una estructura de obstáculos que por una parte dificulta suficientemente la movilidad de las dislocaciones y proporciona así un límite elástico aparente relativamente grande, pero que por otra parte permite todavía el movimiento de muchas dislocaciones deslizantes a través de recorridos suficientemente grandes y que proporciona con esto un alargamiento suficiente a la rotura.

En su movimiento en los planos de deslizamiento de los granos, las dislocaciones encuentran distintos obstáculos que originan una limitación del recorrido o que se allanan gastando trabajo. Se distinguen dos grupos de obstáculos. El primero se caracteriza por campos de tensión interna activos a través de varios

miles de distancias interatómicas. En cambio, el otro grupo de obstáculos tiene campos de tensión interna localizados que después de pocas distancias interatómicas ya no tienen ninguna influencia sobre dislocaciones deslizantes. Estos campos de tensión de corto alcance pueden salvarse por dislocaciones deslizantes con la ayuda de la energía térmica que se produce localmente en la red cristalina. La tensión de flujo necesaria para el movimiento de dislocación puede por consiguiente descomponerse en dos partes aditivas

$$\sigma = \sigma_G(\text{estructura}) + \sigma^*(T, \dot{\epsilon}, \text{estructura}) \quad (1)$$

La parte de la tensión de flujo σ_G que proviene de los obstáculos con campos de tensión de largo alcance está influenciada por la estructura cristalina y la microestructura del material. Como esta influencia de la temperatura es relativamente débil, σ_G se llama también parte atérmica de la tensión. La parte de la tensión de flujo σ^* que proviene de los obstáculos con campos de tensión de corto alcance depende marcadamente de la temperatura T y de la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ y puede además estar influenciada por la estructura cristalina y la microestructura. σ^* se llama parte térmica de la tensión de flujo.

5.2 Obstáculos al deslizamiento con acción atérmica

Los factores estructurales responsables de la parte atérmica de la tensión de flujo σ_G y por lo tanto también de la tensión de flujo de los materiales metálicos, pueden hoy día evaluarse bastante bien. Como ejemplo hemos representado en la fig. 5.2 los efectos de algunos parámetros importantes sobre el comportamiento a la deformación mecánica de materiales básicos de hierro. Para el hierro puro la tensión de flujo aumenta con la densidad de dislocación total ρ_t (ver fig. 5.2.a). La disminución del tamaño de grano de ferrita hace aumentar el límite elástico de 0,2 (ver fig. 5.2.b). El aumento de la concentración de átomos de silicio disueltos proporciona también el aumento de los valores $R_p 0,2$ (ver fig. 5.2.c).

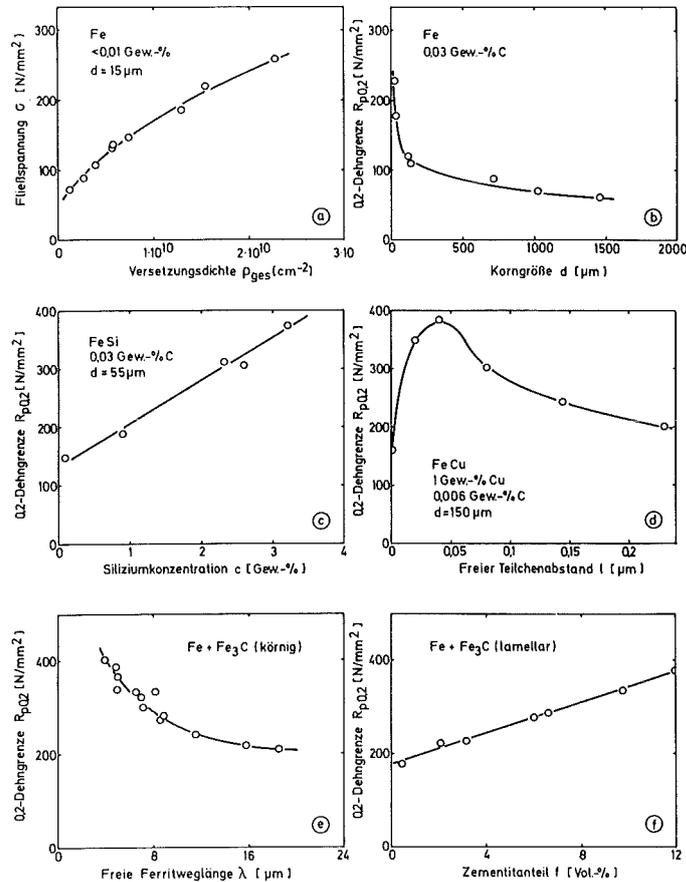


fig. 5.2: Parámetros influyentes de la tensión de flujo y resp. del límite elástico $R_{p0.2}$ para materiales básicos de hierro

- a) σ en función de la densidad de dislocación ρ_t
- b) $R_{p0.2}$ en función del tamaño del grano d
- c) $R_{p0.2}$ en función de la concentración de silicio c
- d) $R_{p0.2}$ en función de la libre distancia entre partículas l
- e) $R_{p0.2}$ en función del recorrido libre de ferrita λ
- f) $R_{p0.2}$ en función de la proporción de cementita f

Para una aleación de FeCu con 1 % en peso de Cu, $R_{p0.2}$ será influenciado por el tipo de segregaciones formadas y por su distancia libre l . Cuando existen segregaciones coherentes, $R_{p0.2}$ aumenta con l hasta un valor máximo. Para $l > 0,04 \mu\text{m}$, como consecuencia de segregaciones parcialmente coherentes o incoherentes aparecen valores $R_{p0.2}$ que disminuyen cuando

l sigue aumentando (ver fig. 5.2.d). Los aceros no aleados con cementita granulosa tienen límites elásticos 0,2 tanto más grandes cuanto más corto sea el recorrido libre de ferrita λ (ver fig. 5.2.e). La disminución de los valores λ se obtiene por disminución de las partículas de cementita y/o por aumento de la proporción de cementita. Finalmente, para los aceros no aleados, un aumento de la parte laminar de cementita o resp. de perlita proporciona también límites elásticos 0,2 mayores (ver fig. 5.2.f).

De modo general se puede decir que el endurecimiento de los materiales metálicos está determinado por dislocaciones, bordes de grano y bordes de grano gemelos, átomos extraños disueltos así como partículas o resp. fases duras suplementarias. Los mecanismos activos en estos procesos están resumidos en la fig. 5.3 con las proporciones de tensión correspondientes y las características que aparecen en la superficie. El endurecimiento por dislocación está basado en que las dislocaciones deslizantes durante su movimiento tienen que salvar los campos de tensión propia de otras dislocaciones. Esto proporciona una porción de tensión que crece con el aumento de la densidad de dislocación total ρ_t .

Se tiene entonces la proporcionalidad

$$\Delta \sigma_1 = \sigma_{\text{disl.}} \sim \sqrt{\rho_t} \quad (2)$$

El endurecimiento por los bordes de grano tiene su origen en que dislocaciones deslizantes se estancan en bordes de grano y bordes de grano gemelos y que inducen fenómenos de deslizamiento en granos vecinos. Esto origina la parte de tensión (d = tamaño medio de los granos)

$$\Delta \sigma_2 = \sigma_{\text{KG}} = k/\sqrt{d} \quad (3)$$

k representa una magnitud dependiente del material. El endurecimiento por formación de cristales mixtos que aparece debido a átomos extraños disueltos resulta de la interacción

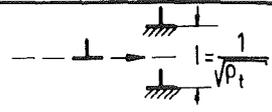
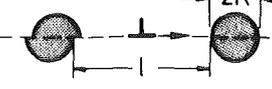
mecanismos de endurecimiento		porción de tensión	características superficiales
interacción de dislocaciones deslizantes con	representación esquemática		
1. dislocaciones		$\Delta\sigma_1 = \alpha_1 G b \sqrt{\rho_t}$	líneas y bandas de deslizamiento y/o maclas laminares
2. bordes de grano		$\Delta\sigma_2 = \frac{k}{\sqrt{d}}$	deslizamiento múltiple
3. átomos extraños disueltos		$\Delta\sigma_3 = \alpha_2 G c^n$ $0,5 \leq n \leq 1$	bandas de deslizamiento más marcadas debido a energías menores de defecto de apilamiento
4. partículas			
a) segregaciones coherentes		$\Delta\sigma_4^{(a)} = \alpha_3 \gamma_{eff}^m \frac{R^m}{l+2R}$ $m = 1 \text{ bzw. } 1,5$	deslizamiento grueso
b) segregaciones incoherentes o dispersiones		$\Delta\sigma_4^{(b)} = \alpha_4 \frac{G b}{l} \ln \frac{R}{b}$	deslizamiento fino
c) disposición granulosa de 2as fases		$\Delta\sigma_4^{(c)} = \frac{k'}{\sqrt{\lambda}}$	deslizamiento inhomogéneo
d) disposición lamelar de 2as fases		$\Delta\sigma_4^{(d)} = \frac{\alpha_5}{\lambda}$	
e) estado aprox. bifásico		$\Delta\sigma_4^{(e)} = (\sigma_B - \sigma_A) f$	

fig. 5.3: Sinopsis de mecanismos de endurecimiento y de las porciones de tensión de flujo y de las características superficiales que originan

elástica entre dislocaciones deslizantes y aquellos átomos extraños que han sido recogidos por la red cristalina en los planos de deslizamiento o en las inmediaciones de estos. Para una concentración de átomos extraños c , esto origina una porción de tensión que crece con el aumento de c según

$$\Delta \sigma_3 = \sigma_{MK} \sim c^n \quad (4)$$

El exponente n está entre 0,5 y 1.

El endurecimiento por las partículas consiste en que segregaciones coherentes, parcialmente coherentes o incoherentes o resp. dispersiones actúan como obstáculos para las dislocaciones deslizantes. Segregaciones coherentes suficientemente pequeñas son cortadas por dislocaciones deslizantes y

cizalladas. Para segregaciones esféricas con radio R y distancia libre l se tiene en determinados casos

$$\Delta \sigma_4^{(a)} = \sigma_{\text{segr.}} \sim \frac{R^m}{1 + 2R} \quad (5)$$

Según la porción y el tamaño de las segregaciones, el exponente puede tener los valores 1,5 o 1. Debido a la reducción de la superficie eficaz del obstáculo, ligada al proceso de cortadura, una "segregación cortada" puede realizarse más fácilmente por dislocaciones siguientes en el mismo plano de deslizamiento que en planos de deslizamiento vecinos. Por ello, la deformación plástica se concentra en pocos planos de deslizamiento que vienen cizallados relativamente fuertemente. En la superficie esto proporciona cuñas elevadas de deslizamiento que poseen una distancia relativamente grande. Se habla de deslizamiento grueso. Las segregaciones incoherentes o resp. las dispersiones, pero también las segregaciones coherentes relativamente grandes no están cortadas por dislocaciones deslizantes, sino contorneadas. En estos casos es determinante una parte de tensión

$$\Delta \sigma_4^{(b)} = \sigma_{\text{parcial}} \sim \frac{1}{l} \quad (6)$$

que crece con la disminución de la distancia libre de las partículas l . Se producen entonces anillos de dislocación (ver fig. 5.3) que rodean las partículas y que reducen efectivamente su distancia libre l . Las dislocaciones subsiguientes en el mismo plano de deslizamiento están sometidas a una mayor resistencia que en planos de deslizamiento vecinos. Como consecuencia aparecen en la superficie pequeñas cuñas de deslizamiento con una distancia relativamente pequeña. Se habla de deslizamiento fino. Análogamente al endurecimiento por los bordes de grano (ver ec. (3)), la presencia de una segunda fase granulosa tiene también un efecto de endurecimiento. Se tiene entonces:

$$\Delta \sigma_4^{(c)} = \sigma_{p,k} = k^* / \sqrt{\lambda} \quad (7)$$

con λ como distancia libre media de las partículas de fase. La condición de la validez de esta relación es que el diámetro de las partículas sea algunos órdenes de magnitud mayor que en los otros endurecimientos por segregación o dispersión. Cuando la segunda fase aparece en forma laminar, se tiene como porción de tensión en la tensión de flujo

$$\Delta \sigma_4^{(d)} = \sigma_{p,l} \sim \frac{1}{\lambda} \quad (8)$$

λ representa la distancia libre de las láminas. Finalmente, cuando una distribución gruesa de la 2a fase B aparece en una fase matricial A más blanda, se escribe aproximadamente

$$\Delta \sigma_4^{(e)} = \sigma_{p,g} = (\sigma_B - \sigma_A) f \quad (9)$$

con f como proporción volumétrica de la 2a fase. Cuando las partículas de fase en forma granulosa, laminar o gruesa son menos deformables que la matriz, se puede contar con una distribución inhomogénea de las características de deslizamiento en la superficie libre de los granos de matriz.

Cuando distintos mecanismos de endurecimiento actúan al mismo tiempo, en muchos casos, para estimar la tensión de flujo se puede aplicar como aproximación el principio de la aditividad de las partes de tensión de flujo. En el caso que solamente una porción de tensión actúe en los mecanismos de endurecimiento de partículas y que influencias de textura sean despreciables, se tiene por ejemplo

$$\sigma = \sigma_G = \sigma_{\text{disl.}} + \sigma_{\text{bdg}} + \sigma_{\text{MK}} + \Delta \sigma_{\text{parte}}^{(j)} \quad (10)$$

Las porciones de tensión de flujo reunidas en esta relación son prácticamente independientes de la temperatura, es decir atérmicas, por consiguiente σ es idéntico con la porción de tensión atérmica σ_G .

En la deformación de policristales con un cierto número de orientaciones de los granos, puede aparecer un endurecimiento por la textura. Entonces se tiene para la tensión de flujo:

$$\sigma_{\text{textura}} = \frac{M_T^*}{M_T} \sigma = \frac{M_T^*}{M_T} (\sigma_G + \sigma^*) \quad (11)$$

con σ como tensión de flujo que existiría en el caso de una distribución de orientación estadísticamente aleatoria de los granos. Para una distribución estadística de las orientaciones de los granos, M_T es el factor policristalino determinante que sirve de mediador entre la tensión de flujo y la tensión cizallante media que actúa en los sistemas de deslizamiento activados. M_T^* es el factor policristalino correspondiente cuando existen texturas. La ec. (11) muestra, que la influencia de la textura a través de la relación M_T^*/M_T se hace notar para la parte atérmica y térmica de la tensión de flujo.

5.3 Parte térmica de la tensión de flujo

Tanto la temperatura como la velocidad de la deformación influyen sobre la tensión de flujo de los materiales metálicos, aunque la temperatura de deformación tenga un efecto mucho más fuerte que la velocidad de deformación. Para una velocidad de deformación constante, según la estructura de red de los granos que forman el policristal, existen diferencias características en la variación de la tensión de flujo con la temperatura. Como ejemplo hemos comparado esquemáticamente en la fig. 5.4 las curvas de endurecimiento a bajas temperaturas de metales puros cúbicos centrados en las caras y centrados en el cuerpo. Mientras que en los metales cúbicos centrados en

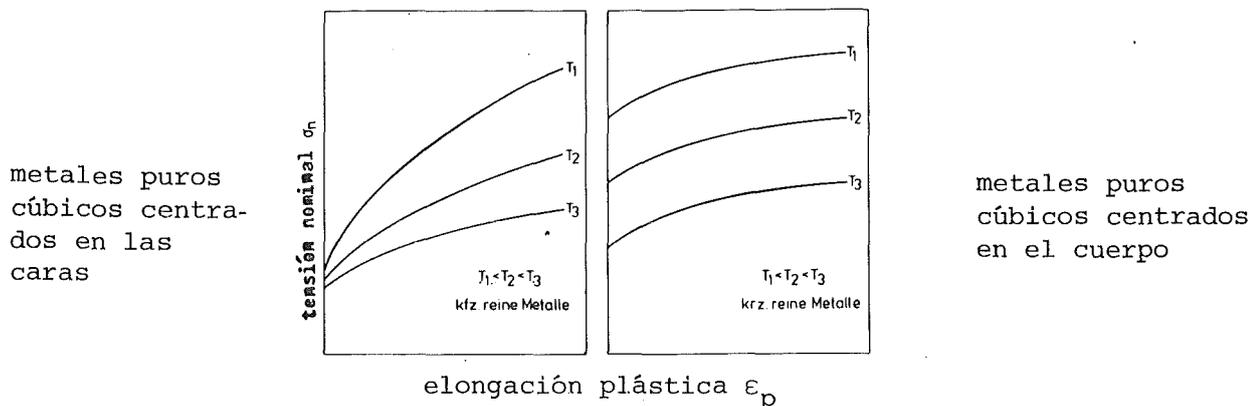


fig. 5.4: Influencia de la temperatura de deformación sobre las curvas de endurecimiento de metales puros cúbicos centrados en las caras y centrados en el cuerpo

el cuerpo existe una influencia marcada de la temperatura sobre los límites elásticos aparentes y resp. los límites 0,2, esto no es el caso para los metales cúbicos centrados en las caras. Estos últimos en cambio muestran un endurecimiento que depende marcadamente de la temperatura que por otra parte no aparece en los metales cúbicos centrados en el cuerpo. Se comprenden hoy día los elementos fundamentales de estas diferencias. Para el hierro pobre en carbono la fig. 5.5 muestra la influencia cuantitativa de la temperatura y de la velocidad de deformación sobre el límite elástico 0,2. Para $T < 300$ K, $R_{p\ 0,2}$ crece relativamente con la disminución de la temperatura (ver fig. 5.5.a). Con el aumento de la velocidad crece $R_{p\ 0,1}$ (ver fig. 5.5.b). La sensibilidad del límite elástico 0,2 frente a la velocidad depende entonces de la temperatura de deformación.

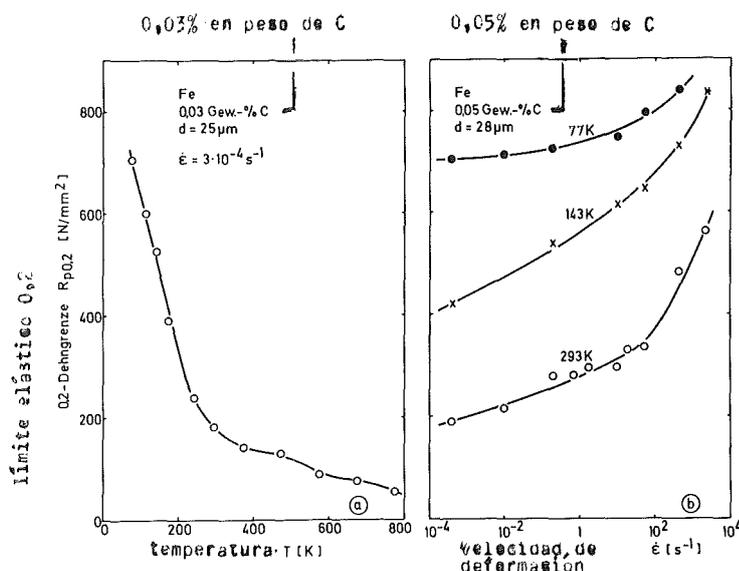


fig. 5.5: Variación de los límites elásticos 0,2 de las aleaciones de FeC con pequeños contenidos de carbono en función de la temperatura y de la velocidad de deformación

Para obtener una relación cuantitativa entre la tensión de flujo σ o resp. la parte térmica de la tensión de flujo σ^* (ver ec.(1)), la temperatura T y la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$,

partimos de la relación siguiente, basada en la mecánica estructural

$$\frac{d \epsilon_p}{dt} = \dot{\epsilon} = \frac{1}{M_T} \rho_m b \frac{dL}{dt} \quad (12)$$

según la cual el cambio macroscópico de la deformación plástica $d \epsilon_p$ en el intervalo de tiempo dt está determinado por el desplazamiento de ρ_m dislocaciones deslizantes por el intervalo medio del recorrido de deslizamiento dL durante dt . El intervalo de tiempo dt comprende una parte de tiempo libre de recorrido t_L de las dislocaciones deslizantes entre obstáculos de corto alcance así como una parte de tiempo de espera t_W delante de obstáculos de este tipo. De este modo resulta de la ec. (12), cuando se reemplaza dL por la distancia media l^* de los obstáculos de corto alcance

$$dt = t_L + t_W = \rho_m b l^* / M_T \dot{\epsilon} \quad (13)$$

M_T es el factor de Taylor que establece la relación entre la deformación macroscópica y microscópica de los granos de policristales. Como las variaciones térmicas contribuyen a salvar los obstáculos de corto alcance, el tiempo de espera medio de las dislocaciones deslizantes delante de obstáculos es siempre mucho mayor que el tiempo de recorrido entre los obstáculos. Se tiene entonces $t_W \gg t_L$. Por su parte, el tiempo de espera medio está dado por la probabilidad de la aparición localizada de una variación suficientemente grande de la entalpía libre de activación ΔG , para la cual la mecánica estadística proporciona la relación

$$t_W = \frac{1}{v_0} \exp\left[\frac{\Delta G}{kT}\right] \quad (14)$$

v_0 es la frecuencia de Debye, k la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta. Con $t_W \gg t_L$ se obtiene a partir de la ec. (13) y (14) para la velocidad de deformación

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left[-\frac{\Delta G}{kT}\right] \quad (15)$$

con las constantes de velocidad $\dot{\epsilon}_0 = \rho_m b l^* v_0 / M_T$.

En la fig. 5.6 está ilustrada la importancia de ΔG . Allí, para un tipo de obstáculo de corto alcance con dimensiones de algunas pocas distancias interatómicas se han representado las llamadas curvas de fuerza/distancia que existen para dislocaciones deslizantes a diferentes temperaturas cerca de obstáculos. Está trazada cada vez la fuerza necesaria localmente para el movimiento de dislocación que es proporcional a la tensión de flujo térmica σ^* , en función de la distancia local x . Para $T = 0 \text{ K}$ se tiene que aplicar la fuerza F_0^* o resp. la tensión σ_0^* para salvar el obstáculo, porque no aparecen variaciones térmicas en el cero absoluto.

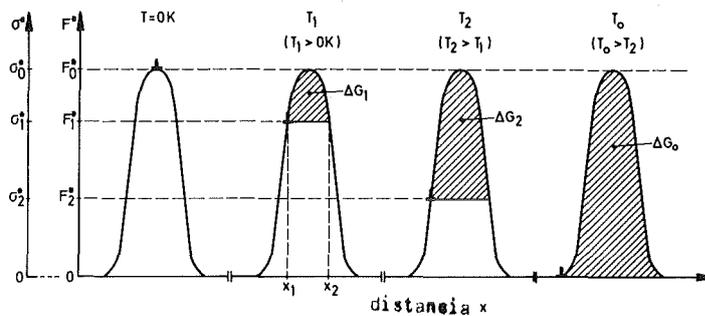


fig. 5.6: Curvas de fuerza/distancia de un obstáculo a una dislocación para una sollicitación del material a diferentes temperaturas

Para las temperaturas T_1 o resp. T_2 disponemos de contribuciones infinitas ΔG_1 o resp. ΔG_2 de energía térmica para salvar el obstáculo, siendo también $\Delta G_2 > \Delta G_1$ debido a $T_2 > T_1$. Las "energías" correspondientes están indicadas por las zonas rayadas. Se ve claramente que para salvar este tipo de obstáculo a temperaturas más bajas se necesitan mayores fuerzas F^* o resp. tensiones σ^* que a temperaturas más elevadas. Se ve además que cuando se llega a una temperatura T_0 , todo el trabajo para salvar el obstáculo de corto alcance se efectúa térmicamente. Para $T = T_0$ se tiene $F^* = 0$ o resp. $\sigma^* = 0$. La energía presente ΔG_0 es característica de este tipo de obstáculo de corto alcance.

Mediante las curvas de fuerza/distancia se puede análogamente discutir de la influencia de la velocidad sobre σ y resp. σ^* . Cuando a temperatura constante se aumenta la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$, la aparición localizada de variaciones térmicas suficientemente grandes en obstáculos de corto alcance se hace siempre menos probable dentro de un intervalo de tiempo determinado. La contribución de energía térmica ΔG disminuye y F^* o resp. σ^* aumenta.

De la fig. 5.6 resulta que ΔG está determinado por F^* o resp. σ^* . Para una serie de materiales metálicos $\Delta G(\sigma^*)$ puede determinarse por aproximación mediante una ley potencial de la forma

$$G = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\sigma^*}{\sigma_0^*} \right)^{1/m} \right]^{1/n} \quad (16)$$

Para los exponentes se tiene por ejemplo $m = n = 1$ para el aluminio puro y algunos metales hexagonales puros, $m = 1/2$ y $n = 1$ para aleaciones de titanio, $m = 2$ y $n = 1$ para el hierro puro, $m = 4$ y $n = 1$ para aceros de carbono y $m = 2$ y $n = 2/3$ para aleaciones homogéneas de cobre. Cuando se introduce la ec. (16) en la ec. (15), la solución hacia la parte térmica de la tensión de flujo para temperaturas $T \leq T_0$ proporciona

$$\sigma^* = \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n m} \right] \quad (17)$$

σ_0^* es la parte térmica de la tensión de flujo en el cero absoluto. T_0 representa la temperatura límite, por encima de la cual es $\sigma^* = 0$. Para ella se tiene a partir de resultados teóricos y experimentales

$$T_0 = \frac{\Delta G_0}{k \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}}} \quad (18)$$

con k como constante de Boltzmann y $\dot{\epsilon}_0$ como constante de la velocidad. Según la ec. (18) T_0 crece con el aumento de la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$.

Con esto hemos determinado cuantitativamente la influencia de la temperatura y velocidad sobre la tensión de flujo.

5.4 Variación de la tensión de flujo con la temperatura y la velocidad

La combinación de la ec. (1) y (16) proporciona como suma de la parte atérmica y térmica de la tensión de flujo

$$\sigma = \sigma_G(\text{estructura}) + \sigma_0(\text{estructura}) \left[1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^n\right]^m, \quad T < T_0 \quad (19)$$

Según la ec. (10) tenemos para la parte atérmica de la tensión de flujo

$$\sigma_G = \sum_{i=1}^n \sigma_i = \sigma_{\text{disl.}} + \sigma_{\text{bdg}} + \sigma_{\text{MK}} + \sigma_{\text{parte}} \quad (20)$$

Cuando se calculan las tensiones de flujo para diferentes velocidades de deformación en función de la temperatura, se obtiene la curva esquemática representada en la fig. 5.7. Las tensiones de flujo disminuyen continuamente con el aumento de la temperatura y desembocan tanto más pronto en la meseta σ_G cuanto menor sea la velocidad de deformación. Tanto σ_0^* como σ_G en los materiales metálicos vienen influenciados por la estructura de la red, los componentes de la microestructura y por la estructura de sus perturbaciones de red.

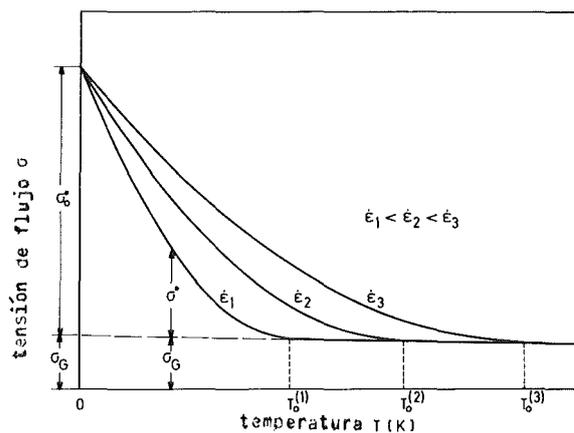


fig. 5.7: Influencia de la temperatura de deformación y de la velocidad de deformación sobre la tensión de flujo de los policristales (esquemáticamente)

En los estudios hechos hasta ahora sobre la deformación plástica activada térmicamente y por movimientos de dislocaciones, nos hemos basado en condiciones como las que existen en el ensayo de tracción. Cuando está dado $\dot{\epsilon} = \text{const.}$ y $T = \text{const.}$, se establece una determinada tensión de flujo en función de la estructura existente de los obstáculos. Pero en principio las relaciones desarrolladas proporcionan también indicaciones sobre la velocidad de elongación bajo la acción de una tensión exterior σ , cuando un proceso de deslizamiento por dislocación es el factor que determina la velocidad. A partir de la ec. (1), (15) y (16) se obtiene

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[- \frac{\Delta G_0}{kT} \left\{ 1 - \left(\frac{\sigma - \sigma_G}{\sigma_0^*} \right)^{1/m} \right\}^{1/n} \right] \quad (21)$$

$\dot{\epsilon}$ parece tener la importancia de la velocidad de fluencia que se establece para un σ dado y una temperatura T dada.

Para temperaturas superiores a $0,4 T_S$ las dislocaciones pueden contribuir a la deformación plástica por trepado combinado (solamente posible en el caso de dislocaciones en cuña), y el deslizamiento puede contribuir a la llamada fluencia de dislocación. Además, a temperaturas aún más elevadas y con tensiones relativamente pequeñas, la deformación plástica es posible debido a la fluencia de Coble y resp. la fluencia de Nabarro-Herring. Cuando existe un estado de deformación estacionario, es decir cuando con una temperatura dada $\dot{\epsilon} = \text{const.}$ y $\sigma = \text{const.}$, se tienen para $T > 0,4 T_S$ para la velocidad de deformación ecuaciones de la forma siguiente:

$$\dot{\epsilon} = \alpha G b \frac{D}{kT} \left(\frac{b}{d} \right)^p \left(\frac{\sigma}{G} \right)^q \quad (22)$$

donde α es una constante sin dimensión, D el coeficiente de difusión para la difusión para la difusión en el volumen o en los bordes de grano, y d el tamaño de los granos. Los exponentes p y q tienen determinados valores que dependen del mecanismo de deformación respectivo. Así se tiene p.ej. para la fluencia de dislocación $p = 0$ y $q = 4 \dots 5$, para la fluencia de Coble

$p = 3$ y $q = 1$, para la fluencia de Nabarro-Herring $p = 2$ y $q = 1$.

Los mecanismos de deformación que determinan la velocidad en diferentes campos de tensión de flujo y de temperatura pueden representarse claramente en diagramas de tensión relativa /temperatura. Un ejemplo esquemático de este tipo de diagrama de un mecanismo de deformación está dado en la fig. 5.8. La tensión cizallante τ referida al módulo de rigidez G y respectivamente la tensión de flujo σ referida a G y M_T están representadas en función de la temperatura homóloga T/T_S . Pueden delimitarse campos en cada uno de los cuales domina un mecanismo de deformación determinado. Las líneas de velocidades de deformación $\dot{\epsilon}$ constantes, que están determinadas por las llamadas ecuaciones constitutivas (21) y resp. (22), pasan por estos campos. Por ello, a cada punto del diagrama corresponde un valor determinado de σ , T y $\dot{\epsilon}$. Para condiciones dadas del uso de los materiales, los

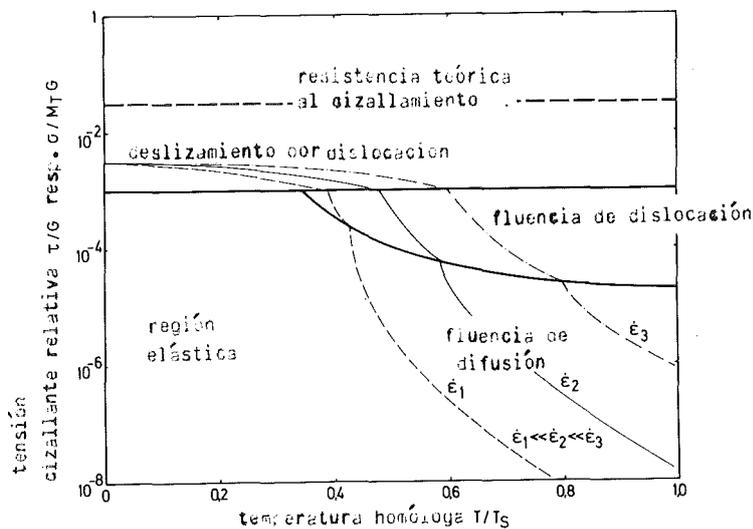


fig. 5.8: Diagrama del mecanismo de deformación de un material metálico (esquemáticamente). τ/G y resp. $\sigma/M_T G$ = tensiones cizallantes relativa, T/T_S = temperaturas homólogas (G = módulo de rigidez, M_T = factor de Taylor, T_S temperatura de fusión en K).

procesos mecánicos estructurales que cada vez determinan la deformación pueden indicarse inmediatamente. De este modo,

estos diagramas del mecanismo de deformación permiten seleccionar el material que conviene p.ej. para el uso a temperaturas elevadas. Entretanto, estos diagramas están ya disponibles para un mayor número de materiales.

5.5 Factores influyentes sobre la tensión de flujo de aceros no aleados

En lo siguiente discutiremos a modo de ejemplo algunos fenómenos del comportamiento a la deformación, característicos para el grupo técnicamente importante de los aceros no aleados.

La fig. 5.9 muestra para el hierro armco (hierro técnicamente puro), para diferentes temperaturas de deformación, una subida lineal de la tensión de flujo con la raíz de la densidad de dislocación total. La validez de la ec. (2) está así confirmada. Para una temperatura constante, los valores medidos se encuentran en una recta de compensación, independientemente del tamaño de los granos. La fig. 5.10 representa para

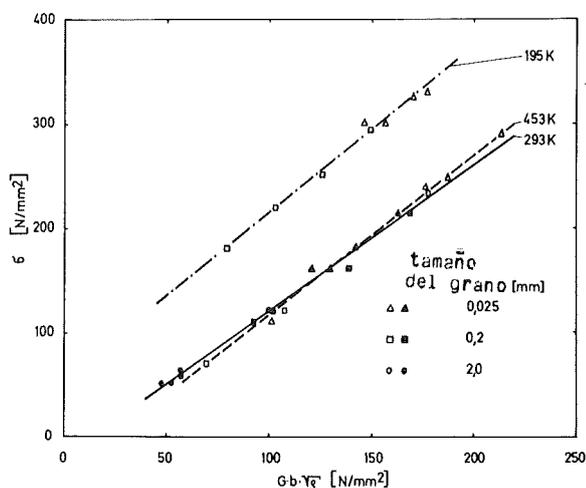


fig. 5.9: Tensión de flujo en función de la densidad de dislocación total para el hierro puro

el acero afinado Ck 22 la eficacia del endurecimiento debido a los bordes de grano. Los límites elásticos aparentes σ resp. los límites elásticos 0,2 crecen linealmente con $d^{-1/2}$,

de modo que

$$R_{p\ 0.2} = \sigma_{i0} + k_{0,2} / \sqrt{d} \quad (23)$$

(relación de Hall-Petch). La pendiente de la recta $k_{0,2}$ es independiente de la temperatura de deformación, excepto los valores para grandes tamaños de los granos y bajas temperaturas. La eficacia del endurecimiento por las fases

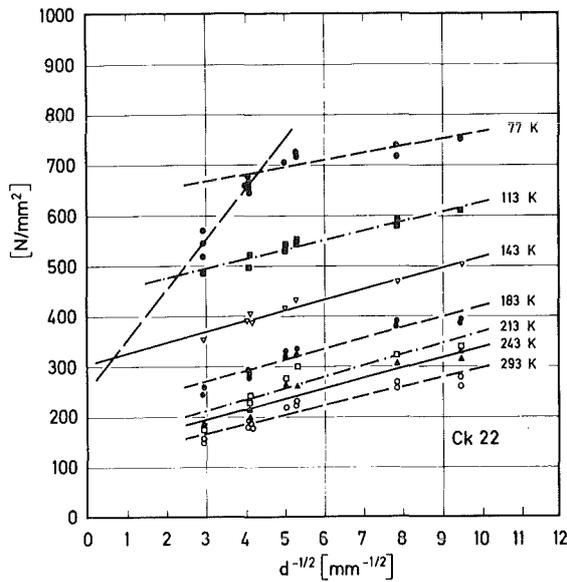


fig. 5.10: R_{eS} y resp. $R_{p\ 0.2}$ en función de $1/\sqrt{d}$ para el acero afinado Ck 22

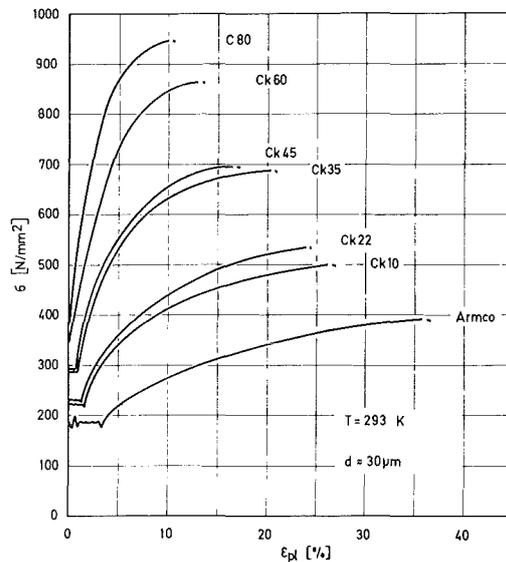


fig. 5.11: Curvas de endurecimiento en función del contenido de carbono a la temperatura ambiente

resulta de las curvas de endurecimiento de la fig. 5.11. Con el aumento del contenido de carbono o resp. de cementita crecen el límite elástico aparente, la tensión de flujo, el aumento del endurecimiento y la resistencia a la tracción. Como la fase de cementita puede deformarse plásticamente solamente muy poco, tienen que producirse además dislocaciones geométicamente necesarias en la fase de ferrita cerca de los límites de fase (ver fig. 5.12), para garantizar una deformación compatible de la microestructura bifásica. La densidad

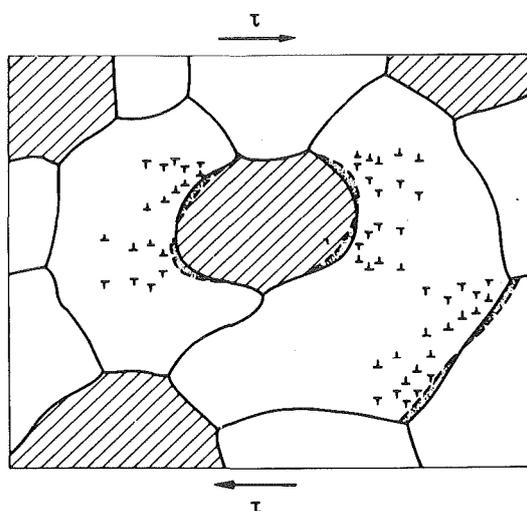


fig. 5.12: Dislocaciones geométicamente necesarias en el endurecimiento por las fases

de dislocación total más elevada, producida de esta manera en la matriz de ferrita, origina un aumento de la tensión de flujo de la matriz con el crecimiento de la proporción volumétrica f de la 2a fase, y con esto también un aumento de la tensión de flujo de la microestructura bifásica. Así el endurecimiento por las fases de las microestructuras gruesamente bifásicas es finalmente debido a un endurecimiento por dislocación de la fase ferrítica más blanda.

La fig. 5.13 muestra la influencia de la temperatura de deformación sobre las curvas de endurecimiento del acero afinado Ck 10. Debajo de la temperatura ambiente se observa un crecimiento marcado del límite elástico aparente y de las

tensiones de flujo con la disminución de la temperatura.

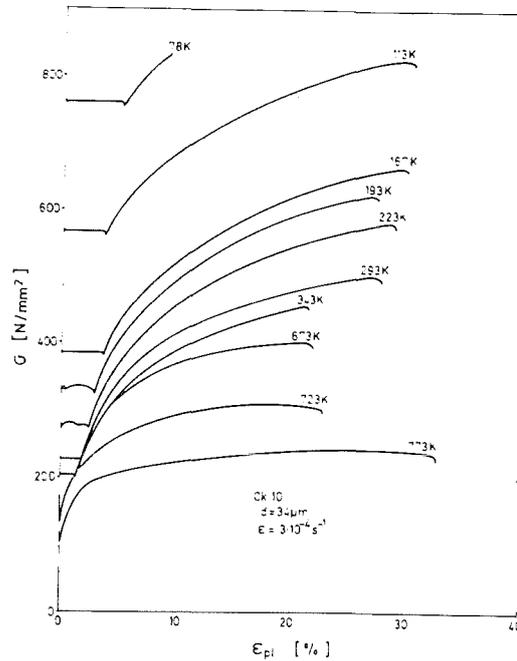


fig. 5.13: Curvas de endurecimiento en función de la temperatura para Ck 10

Las curvas son prácticamente paralelas entre ellas. La deformación de Lüders crece con la disminución de la temperatura. El alargamiento a la rotura es mucho menor a 78 K que a temperaturas más elevadas. En la fig. 5.14 hemos representado las variaciones de los límites elásticos 0.2 en función de la temperatura del hierro armco y de 6 aceros no aleados con contenidos de carbono hasta 0,8 % en peso. Para los aceros subeutectoidales, los tamaños de los granos de ferrita están entre 20 y 40 μm. Se ve que en todos los materiales $R_{p\ 0,2}$ aumenta relativamente fuertemente con la disminución de la temperatura. Además, $R_{p\ 0,2}$ crece a todas las temperaturas de deformación con el aumento del contenido de C. La porción de tensión térmica de los límites elásticos 0,2 tiene la dependencia lineal de la temperatura representada en la fig. 5.15 por $\sqrt{\sigma^*}$ en función de T. σ^* no está influenciado por el contenido de carbono o resp. de cementita. Además, como lo han mostrado otros estudios, σ^* es prácticamente independiente del tamaño de los granos de ferrita y del grado

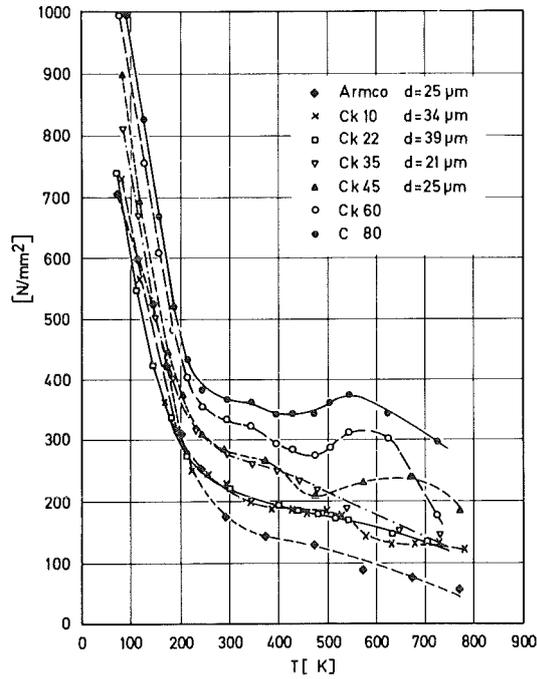


fig. 5.14: Límite elástico $0,2 R_{p0,2}$ en función de la temperatura

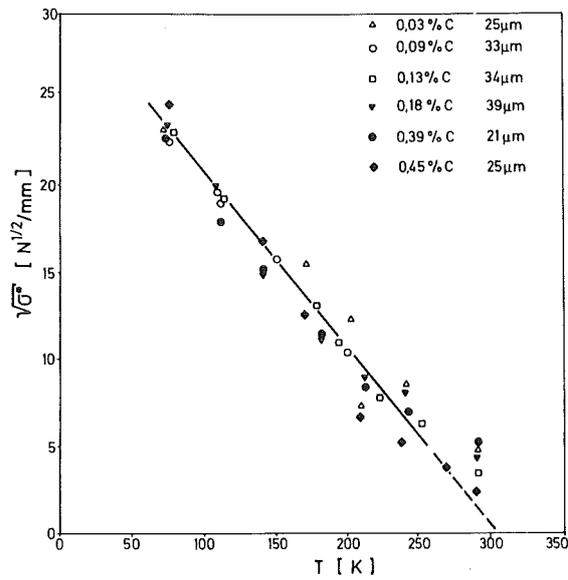


fig. 5.15: Diagrama $\sqrt{\sigma^*}, T$ para aceros subeutecoidales

de deformación. Para los aceros ferríticos, el potencial de red periódico es determinante para la dependencia de la temperatura. A este, las dislocaciones deslizantes (esencialmente dislocaciones helicoidales) tienen que superarlo mediante variaciones térmicas.

Para bajas temperaturas de deformación y tamaños de grano relativamente grandes de la ferrita, aparece en los aceros subeutectoidales un modo suplementario de deformación, la formación mecánica de gemelos (maclas). Como lo muestra la fig. 5.16 para Ck 10 y un tamaño del grano de $800 \mu\text{m}$, origina a partir del límite elástico aparente una marcha discontinua de la curva σ, ϵ_t determinada para 78 K. En este ejemplo, el alargamiento a la rotura tiene con 2,5 % aproximadamente todavía un valor relativamente elevado. Bajo condiciones experimentales iguales, con grandes tamaños del grano, en la mayoría de los casos la rotura ocurre inmediatamente después de llegar al límite elástico aparente. A partir de la probeta rota de Ck 10 se ha realizado la micrografía con maclas de deformación rectificadas y atacadas que hemos representado en la fig. 5.16, parte derecha. Se reconocen maclas laminares con diferente orientación que se terminan en bordes de grano. Allí producen concentraciones locales de las tensiones normales que originan la formación de grietas en superficies cúbicas y que pueden iniciar la rotura frágil.

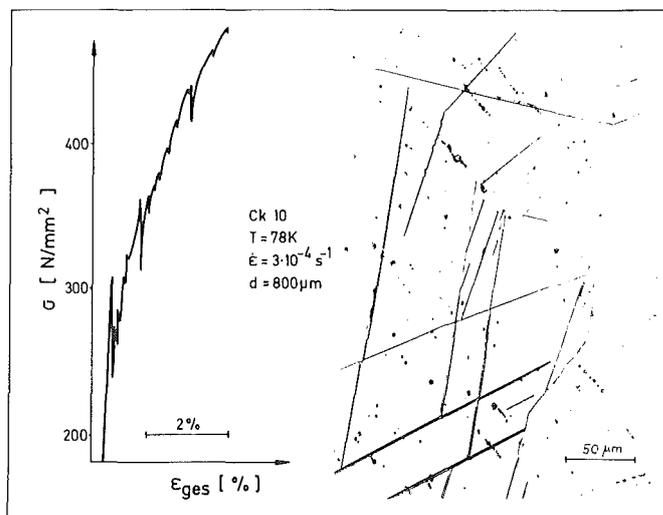


fig. 5.16: Diagrama de tensión-deformación total para la formación de maclas, y maclas de deformación en el Ck 10 (T = 78 K, d = 800 μm)

La formación de maclas origina una mayor sensibilidad del límite elástico aparente frente al tamaño de los granos. Esto resulta de la fig. 5.10 para temperaturas bajas y $1/\sqrt{d} < 4$ ($\text{mm}^{-1/2}$). Como el límite elástico aparente está entonces determinado por la formación de maclas, se lo llama también tensión aplicada debido a maclas σ_Z . Para el hierro armco y los aceros afinados Ck 10, Ck 22 y Ck 35, la fig. 5.17 muestra la influencia del tamaño del grano sobre σ_Z para temperaturas bajas. Se tiene una ley análoga a la relación de Hall-Petch (ver ec. 23)

$$\sigma_Z = \sigma_{iZ} + k_Z/\sqrt{d} \quad (24)$$

Las pendientes de las rectas son poco influenciadas por el estado de la microestructura, y prácticamente no son influenciadas por la temperatura. Los pendientes k_Z son por lo menos un factor 5 mayores que la pendiente correspondiente de Hall-Petch $k_{0,2}$ para los límites elásticos 0,2 (ver ec. 23).

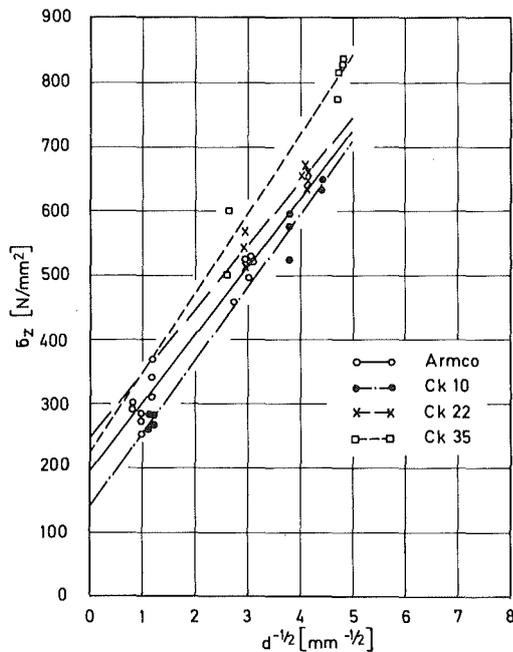


fig. 5.17: Tensión debido a maclas σ_Z en función de $d^{-1/2}$ para aceros subeutectoidales

En el caso de los aceros subeutectoidales, la fragilización por formación de maclas se hace notar también con tamaños más pequeños de los granos de ferrita, por deformaciones proporcionales relativamente pequeñas (ver fig. 5.18 para $T < 100$ K). Pero se puede suponer que este mecanismo de fragilización para mayores contenidos de carbono es reemplazado por la formación de microgrietas a través de roturas laminares de cementita, el desgarre a lo largo de límites de fase especialmente en el caso de inclusiones, y a través de reacciones de dislocación en la ferrita. La deformación proporcional aumenta entonces con el aumento de la temperatura y llega en la región de la temperatura ambiente a valores máximos que disminuyen con el aumento del contenido de carbono (ver fig. 5.18). En la región de aproximadamente 400-600 K, para contenidos de C más pequeños, aparecen mínimos

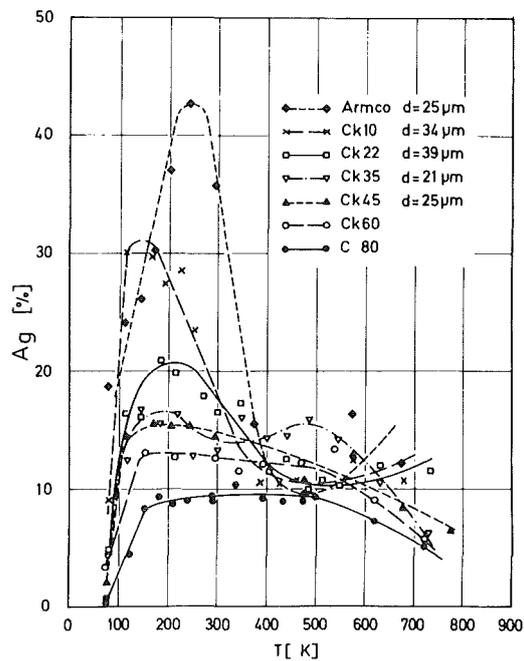


fig. 5.18: Deformación proporcional A_g en función de la temperatura

relativos en A_g . Como lo muestra la fig. 5.19, estos están relacionados con máximos de las resistencias a la tracción R_m .

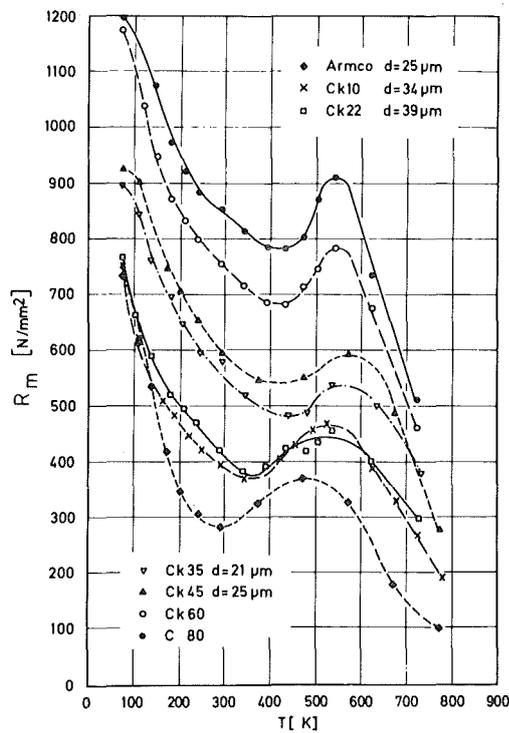


fig. 5.19: Resistencia a la tracción R_m en función de la temperatura

En la práctica, este fenómeno se conoce por la noción de "acritud azul". Está debida a un envejecimiento dinámico por alargamiento en que interaccionan dislocaciones deslizantes con átomos extraños difundidos.

En el ensayo de tracción se hace notar por una forma irregular de las curvas de endurecimiento. La fig. 5.20 da algunos ejemplos típicos para el hierro armco con un tamaño del grano de $110 \mu\text{m}$. En él hemos trazado partes de diagramas de fuerza/alargamiento determinados a diferentes temperaturas entre 60 y 330°C . Para mayor claridad, las curvas en la dirección de la ordenada han sido desplazadas hacia arriba con el aumento de la temperatura. Las primeras irregularidades se manifiestan con una temperatura de deformación de 70°C . Con el aumento de la temperatura se hacen siempre más marcadas, y a aproximadamente 160°C son reemplazadas por una serie continua de dientes. A temperaturas aún más elevadas, después de

tramos lisos de la curva se observan otra vez dientes con amplitudes relativamente grandes. Solamente a 330 °C la curva de endurecimiento es de nuevo completamente lisa. A partir de esta imagen general se puede desprender además que como consecuencia del envejecimiento por alargamiento especialmente a temperaturas entre 200 y 240 °C, los aumentos del endurecimiento son particularmente grandes y los alargamientos a la rotura son relativamente pequeños.

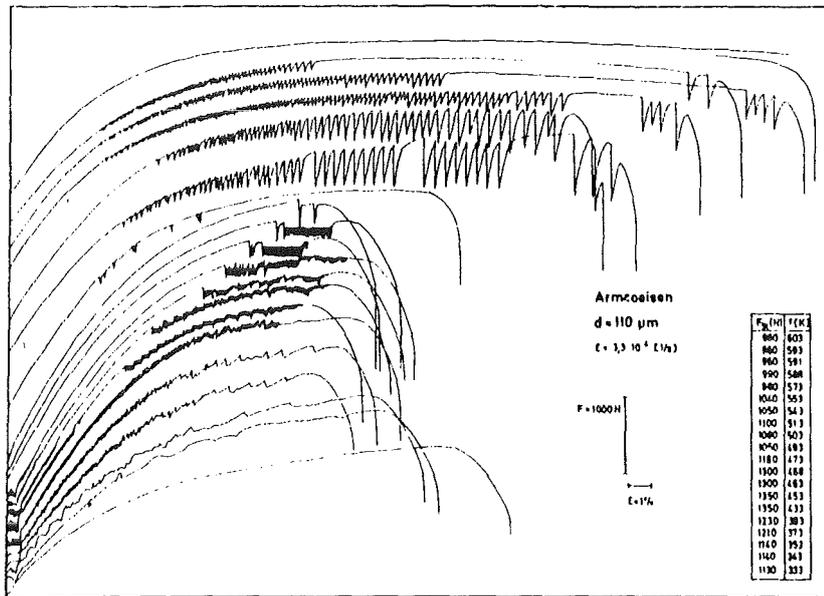


fig. 5.20: Diagramas de fuerza-alargamiento del hierro armco en la región del envejecimiento dinámico por alargamiento

Los procesos de deformación que están en la base del envejecimiento dinámico por alargamiento pueden determinarse cuando se realizan gran número de ensayos de tracción haciendo variar la temperatura y la velocidad de la deformación. La sensibilidad de la reacción de los fenómenos de envejecimiento por alargamiento frente a cambios de T y de $\dot{\epsilon}$ resulta del ejemplo mostrado en la fig. 5.21 para el hierro armco. Después de una forma inicialmente lisa de la curva, en los puntos marcados por flechas, para la deformación plástica ϵ_I comienza la irregularidad en las curvas de fuerza/deformación. Esta elongación ϵ_I característica del principio del envejecimiento

dinámico por alargamiento se desplaza hacia valores de elongación más pequeños a medida que crece la temperatura (ver parte izquierda) y que disminuye la velocidad (ver parte derecha). El análisis de estos ensayos, en que se tiene cuenta de métodos de solución teóricos, muestra que la difusión de átomos de carbono disueltos a través de vacantes octaédricas de la red de ferrita hacia dislocaciones deslizantes está esencial para el envejecimiento dinámico por alargamiento. En este proceso, las dislocaciones son rodeadas por nubes de átomos de carbono y detenidas. Al aumentar la tensión exterior, las dislocaciones se separan de sus nubes y originan una caída de tensión. El anclaje y arranque reiterado origina entonces la marcha irregular de las curvas de tensión/deformación que se puede observar macroscópicamente.

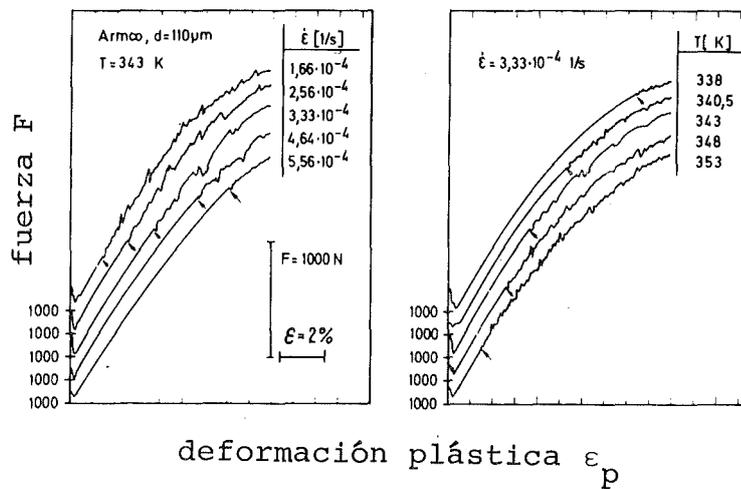


fig. 5.21: Influencia de la temperatura y velocidad sobre los diagramas F, ϵ_p del hierro armco en el principio del envejecimiento dinámico por alargamiento

5.6. Preguntas y problemas

Tarea 5.1:

Para las curvas σ, ϵ_p del acero afinado Ck 10, se tiene a la temperatura ambiente para $\epsilon_L < \epsilon_p \lesssim A_g$ (%) (ϵ_L = deformación de Lüders, A_g = deformación proporcional) la relación siguiente:

$$\sigma = \sigma_{\epsilon_{p=0}} + B \sqrt{\epsilon_p}$$

Para un tamaño del grano de $11 \mu\text{m}$ es $\sigma_{\epsilon_{p=0}} = 282 \text{ N/mm}^2$ y $B = 57 \text{ N/mm}^2$. Para $\sigma_{\epsilon_{p=0}}$ se tiene una densidad de dislocación inicial de $\rho_0 = 10^8 \text{ cm}^{-2}$.

- Como están relacionadas la densidad de dislocación y la deformación plástica ϵ_p ?
- Cual es la deformación proporcional A_g para $\sigma = R_m = 540 \text{ N/mm}^2$?
- Cual es la densidad de dislocación total, cuando se llega a la resistencia a la tracción R_m ?

Tarea 5.2:

En los aceros no aleados, el límite elástico 0,2 es tanto más grande cuanto más pequeño es el tamaño medio de los granos de ferrita. Con el acero de construcción St 37-3, durante ensayos a la temperatura ambiente con una velocidad de deformación $\dot{\epsilon} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ se han observado los límites elásticos 0,2 siguientes en función del tamaño de los granos:

d en μm	$R_{p 0,2}$ en N/mm^2
18	310
32	240
42	215
76	170
103	150
138	134

- Determinen la relación cuantitativa entre $R_{p 0,2}$ y d. Básense para ello en

$$R_{p 0,2} = \sigma_0 + kd^x$$

b) Otro acero con un tamaño de los granos de ferrita de 50 μm tiene a la temperatura ambiente un límite elástico 0,2 de 278 N/mm^2 . Suponemos que se tenga la misma relación funcional entre $R_{p\ 0,2}$ y d que para el St 37-3, con $x = x_{\text{St 37-3}}$, $k \neq k_{\text{St 37-3}}$ y $\sigma_0 = 220 \text{ N/mm}^2$. Cual es el incremento del límite elástico 0,2, cuando el tamaño medio de los granos de ferrita se reduce a 6 μm ?

Tarea 5.3:

Para pequeños contenidos de carbono, el límite elástico 0,2 de la martensita aumenta con el contenido de carbono disuelto en la martensita. Se observan los límites elásticos 0,2 siguientes:

contenido de carbono en % en peso	$R_{p\ 0,2}$ en el estado endurecido
0,04	784 N/mm^2
0,08	930 "
0,12	1042 "
0,16	1137 "
0,20	1220 "

- a) Cual es la relación cuantitativa que existe entre $R_{p\ 0,2}$ y el contenido de carbono de estos aceros?
- b) Un acero con 0,10 % en peso de C tiene en el estado normalizado un límite elástico 0,2 de 160 N/mm^2 . Cual es el incremento del límite elástico 0,2 que se obtiene en este acero por formación de martensita?

Tarea 5.4:

El acero templable martensíticamente X 2 NiCoMo 18 9 5 tiene en el estado recocido por disolución un límite elástico 0,2 de 800 N/mm^2 a la temperatura ambiente. Después de un endurecimiento de 3 horas a 480 $^{\circ}\text{C}$ existen segregaciones con una distancia libre media $l = 3 \cdot 10^{-6}$ cm y un diámetro medio D de $1,5 \cdot 10^{-6}$ cm.

Estimen el límite elástico 0,2 en el estado templado, cuando

el endurecimiento debido a las partículas está descrito por

$$\sigma_{\text{part.}} = \alpha \frac{Gb}{l} \ln \frac{D}{2b}$$

con $\alpha = 0,57$, $G = 68000 \text{ N/mm}^2$ y $b = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

Tarea 5.5:

Expliquen la relación de Hall-Petch

$$R_{\text{es}} = \sigma_i + k_{\text{es}} d^{-1/2}$$

a base de la exigencia que la concentración de tensión en la punta del estancamiento de dislocaciones tenga que alcanzar la resistencia teórica al cizallamiento τ_{th} , cuando se quiere producir nuevas dislocaciones en el grano vecino, opuesto al estancamiento de dislocaciones y con esto inducir deformaciones plásticas. Estimen k_{es} para un acero con $G = 84000 \text{ N/mm}^2$, $b = 2,48 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ y $\nu = 0,28$.

Tarea 5.6:

El límite elástico aparente R_{es} del acero afinado Ck 22 puede describirse en función de la temperatura de deformación T [K], de la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$ [sec^{-1}] y del tamaño de los granos d [mm] para $T \leq T_0$ por la relación

$$R_{\text{es}} = \sigma_0^* \left(1 - \frac{T}{T_0}\right)^2 + \Delta\sigma(\rho, c) + k_{\text{es}} d^{-1/2}$$

con $\sigma_0^* = 900 \text{ N/mm}^2$, $T_0 = \Delta G_0 / k \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}}$, $\Delta\sigma(\rho, c) = 60 \text{ N/mm}^2$

y $k_{\text{es}} = 21 \text{ N/mm}^{3/2}$ así como $\Delta G_0 = 0,80 \text{ eV}$, $k = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$

y $\dot{\epsilon}_0 = 9,2 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$.

Calculen R_{es} para un tamaño de granos de $6 \mu\text{m}$ para

a) las temperaturas de deformación $T = 78, 120, 190$ y 293 K
con $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$,

b) las velocidades de deformación $\dot{\epsilon} = 10^{-6}, 10^{-4}, 10^{-2}$
y 10^1 sec^{-1} para $T = 78$ y 293 K .

Tarea 5.7:

Para los aceros subeutectoidales no aleados, el límite elástico aparente se describe en función de la temperatura, del tamaño de granos d y del contenido de perlita f por la relación siguiente:

$$R_{es} = \sigma_o^* \left(1 - \frac{T}{T_o}\right)^2 + \sigma_{perlita} \cdot f + k_{es} d^{-1/2} \quad (1)$$

para $T_{\ddot{u}} \leq T \leq T_o$ y $f < 1$. T_o significa lo mismo que en la tarea 5.6. Debajo de $T_{\ddot{u}}$ no es el deslizamiento sino la formación de maclas la responsable del comienzo de la deformación plástica. Se tiene entonces con σ_z como tensión de cementación aplicada para la formación de maclas que en la mayoría de los casos está asociada a una rotura frágil subsiguiente, la relación siguiente:

$$\sigma_z = \sigma_{iz} + k_z d^{-1/2} \quad (2)$$

σ_z no está influenciado por la temperatura, velocidad y el contenido de perlita (para $f < 1$). Para las diferentes magnitudes de la ec. (1) y (2), la experiencia proporciona $\sigma_o^* = 900 \text{ N/mm}^2$, $T_o = 300 \text{ K}$ para $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, $\sigma_{perlita} = 200 \text{ N/mm}^2$, $k_{es} = 20 \text{ N/mm}^{3/2}$, $\sigma_{iz} = 200 \text{ N/mm}^2$ y $k_z = 120 \text{ N/mm}^{3/2}$.

Calculen la temperatura de transición $T_{\ddot{u}}$ en función de

- el tamaño de los granos ($d \gtrsim 16 \mu\text{m}$) para Ck 35,
- el contenido de perlita ($f \lesssim 0,6 = 0,48 \%$ en peso de C) para $d = 200 \mu\text{m}$,
- la velocidad de deformación ($3 \cdot 10^{-5} \leq \dot{\epsilon} \leq 3 \cdot 10^1 \text{ s}^{-1}$) para Ck 35 con $d = 200 \mu\text{m}$.

Tarea 5.8:

Los obstáculos de corto alcance son superables por dislocaciones deslizantes mediante variaciones térmicas. La tensión de flujo σ^* necesaria para ello es tanto más

pequeña cuanto más elevada sea la temperatura de deformación T o resp. cuanto más baja sea la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$. El tipo de obstáculo está caracterizado por su curva de fuerza/distancia. Su forma determina fundamentalmente la variación de σ^* en función de la temperatura y de la velocidad.

Calculen para una curva de fuerza/distancia rectangular, triangular y parabólica la variación correspondiente de la tensión en función de la energía libre de activación ΔG . Indiquen además la influencia de T y $\dot{\epsilon}$ sobre σ^* en forma cerrada. Para ello, se tiene que partir de la validez de la relación

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[- \frac{\Delta G(\sigma^*)}{kT} \right]$$

Tarea 5.9:

Un acero subeutectoidal con 0,1 % en peso de C se alarga plásticamente de 1 % y se lo hace madurar después a temperaturas de $T_a = 50^\circ\text{C}$, 65°C , 85°C y 100°C . Durante otra deformación de las probetas maduras a la temperatura ambiente se observan fenómenos de límite elástico aparente, asociados a aumentos de la tensión de flujo de cada vez $\Delta\sigma = 5 \text{ N/mm}^2$, para los tiempos de maduración t_a siguientes:

$T_a [^\circ\text{C}]$	50	65	85	100
$t_a [\text{sec}]$	1700	420	85	27

- Comenten este fenómeno
- Determinen la energía de activación del proceso de envejecimiento por alargamiento.

Tarea 5.10:

Para temperaturas de deformación elevadas, los aceros subeutectoidales muestran formas dentelladas en las curvas de endurecimiento. Se habla de envejecimiento dinámico por alargamiento (DRA). Con un tamaño suficientemente grande de los granos de ferrita, DRA aparece a partir de una elongación

plástica crítica ϵ_I . ϵ_I depende muy marcadamente de la temperatura de deformación T y de la velocidad de deformación $\dot{\epsilon}$. Se escribe

$$\dot{\epsilon} = \alpha(\text{estructura}) \epsilon_I^\beta \exp [- E_I/kT]$$

donde α es una magnitud que depende de la estructura y composición del material, una constante, k la constante de Boltzmann y E_I la energía de activación determinante para el proceso.

Al principio del DRA se observan para el hierro armco (0,03 % en peso de C) y para FeSi 1 (1 % en peso de Si, 0,03 % en peso de C) con $\epsilon_I = 5$ % las siguientes combinaciones de T y $\dot{\epsilon}$:

velocidad $\dot{\epsilon}$ en 10^{-4} s^{-1}	temperatura hierro armco	T en $^{\circ}\text{C}$ FeSi 1
0,5	53	83
1,2	64	94
2,1	71	101
3,2	77	107
4,5	82	112
5,6	85	115

Determinen las energías de activación E_I y comenten las diferencias que aparecen.

Literatura sobre el capítulo 5:

- 5.1) W.C. Leslie: The Physical Metallurgy of Steels.
Mc Graw-Hill Book Comp., New York, 1981
- 5.2) F.B. Pickering: Physical Metallurgy and the Design
of Steels. Applied Science Publ., London, 1978.
- 5.3) E. Macherauch y O. Vöhringer: ver (4.5)
- 5.4) R.W. Hetzberg: ver (2.2).

6. Bases de la mecánica de la fractura

En los últimos 30 años la mecánica de la fractura ha considerablemente ganado en importancia para el dimensionamiento de elementos de construcción que corren un peligro de rotura frágil. Constituye un campo del ensayo de materiales en que se describe el comportamiento de los materiales agrietados bajo una carga mecánica. Se intenta desarrollar criterios para definir como las grietas, bajo esfuerzos del mismo sentido o esfuerzos alternativos se ensanchan, se alargan estable o inestablemente y originan la rotura debido a la separación de material. Se necesitan magnitudes características del material determinadas mediante métodos de ensayo convenientes, para dimensionar por vía de cálculo los elementos de construcción sensibles a la fisuración o respectivamente agrietados. Según Kochendörfer - el padre de la mecánica alemana de la fractura- la filosofía de este ramo de la ciencia consiste en vivir con defectos (grietas) en las construcciones, pero sin embargo en dominarlos de modo que no puedan tener repercusiones catastróficas.

En el capítulo siguiente daremos primero una introducción en la mecánica clástica de la fractura. Comentaremos el comportamiento de estabilidad de una fisura, la elastoestática del estado de sollicitación en el entorno de una fisura y la derivación de magnitudes características mecánicas de fractura para materiales metálicos ideales y reales. Nos basaremos en la hipótesis de un comportamiento lineal-elástico o respectivamente cuasi-lineal-elástico del material bajo una carga mecánica. Se tratará por consiguiente de estados frágiles o resp. poco dúctiles del material. En este contexto, las zonas plásticas en el sentido de la mecánica de la fractura que aparecen eventualmente en puntas de fisuras tienen que ser por lo menos dos órdenes de magnitud menores que las dimensiones de la probeta. Para dimensiones más pequeñas de la probeta, especialmente en el caso de materiales dúctiles, la mecánica de fractura lineal-elástica tiene que reemplazarse

por la mecánica de fractura de fluencia. Para concluir, se darán algunas indicaciones en cuanto a métodos de ensayo convenientes.

6.1 Resistencia de cristales sin perturbaciones

El concepto de resistencia se utilizará en lo siguiente para esfuerzos a los cuales el material resiste hasta que empiecen separaciones de material. La experiencia muestra que aparecen dos fenómenos típicos de rotura como casos límites, la rotura por tensión normal (otros nombres son rotura por separación o fractura frágil) y la rotura por tensión cizallante (rotura por cizallamiento o fractura tenaz). En el primer caso mencionado, las roturas se observan al alcanzar tensiones normales críticas, en el segundo caso al alcanzar tensiones cizallantes críticas. Por ello se habla de resistencia a la separación y al cizallamiento respectivamente.

6.1.1 Rotura por tensión normal

Se supone que un cristal de estructura ideal sin perturbaciones esté solicitado por una tensión normal σ creciente hasta que ocurra la rotura por separación simultánea de los enlaces atómicos a lo largo de un plano de separación (plano de disociación) definido cristalográficamente. Como se lo ve en la fig. 6.1, el plano de separación es perpendicular al sentido de la sollicitación. La resistencia ideal a la separación que se necesita para ello puede estimarse partiendo del hecho que hace falta energía elástica acumulada para la formación de dos superficies nuevas, es decir de las superficies de rotura. Para ello se define aproximadamente la función fuerza/distancia (ver curva F, r en la fig. 6.2) de dos átomos vecinos a lo largo del plano de separación por una curva senoidal en la región $0 \lesssim x = r - a_0 \lesssim \lambda/2$ (a_0 = constante de la red, λ = período de la línea sinusoidal). Se tiene con F_{crit} como fuerza máxima

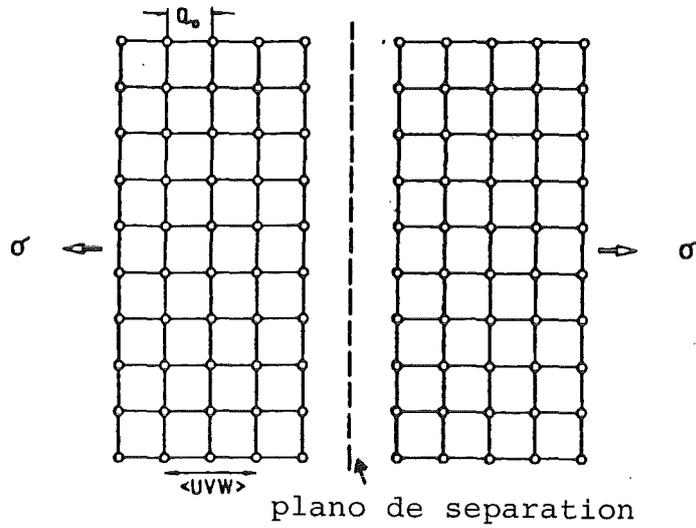


fig. 6.1: Rotura por separación bajo el efecto de tensiones normales en un cristal sin perturbaciones

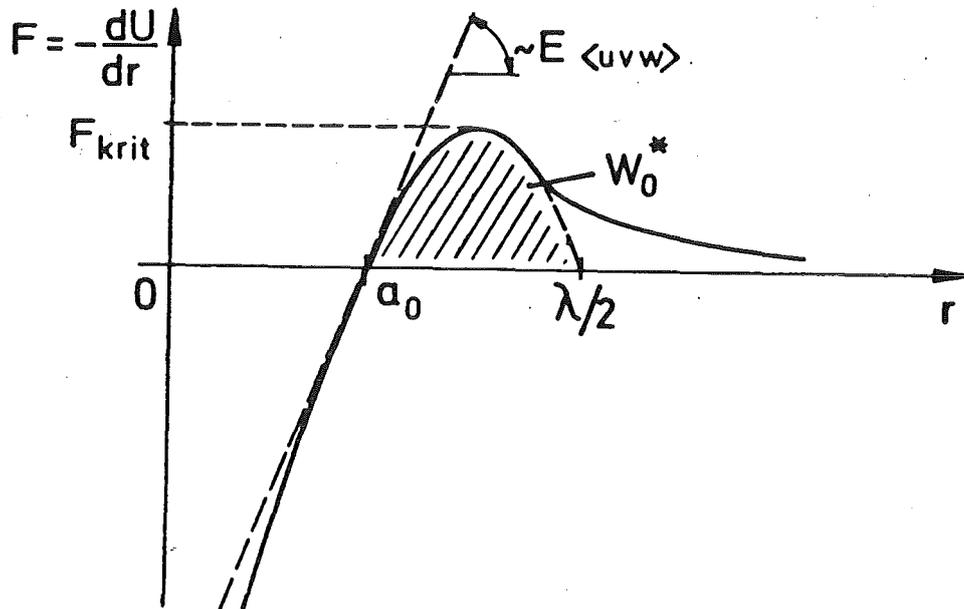


fig. 6.2: Curva de fuerza/distancia de dos átomos en el proceso de separación

posible con que aparece una rotura por separación

$$F = F_{crit} \cdot \sin 2\pi \frac{r - a_0}{\lambda} = F_{crit} \cdot \sin 2\pi \frac{x}{\lambda}$$

o normalizado al área de la sección S_0 para la tensión

$$\sigma = \sigma_{\text{sep.}}^{(\text{ideal})} \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (1)$$

En esta ecuación $\sigma_{\text{sep.}}^{(\text{ideal})}$ representa la resistencia ideal que hay de estimar.

El trabajo de separación por unidad de superficie está dado por

$$W_0^* = 2 \gamma_0 \quad (2)$$

con γ_0 como energía específica de superficie. Este trabajo de separación es idéntico al área de la curva F, r en la región $F \geq 0$ y $a_0 \lesssim r \lesssim \infty$. Este valor puede reemplazarse aproximadamente por la integral

$$W_0^* \approx \sigma_{\text{sep.}}^{(\text{ideal})} \int_0^{\lambda/2} \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} dx = \frac{\lambda}{\pi} \sigma_{\text{sep.}}^{(\text{ideal})} \quad (3)$$

A partir de la ec. (2) y (3) se obtiene

$$\sigma_{\text{sep.}}^{(\text{ideal})} = 2\pi \gamma_0 / \lambda \quad (4)$$

La magnitud desconocida de la distancia λ puede eliminarse debido a la ley de Hook que vale en la región $r = a_0$ (o resp. $x = 0$). Con

$$\sigma = E_{\langle uvw \rangle} \cdot \epsilon_{\langle uvw \rangle} \approx E_{\langle uvw \rangle} \cdot \frac{x}{a_0} \quad (5)$$

se tiene por lo tanto

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{1}{a_0} E_{\langle uvw \rangle} \quad (6)$$

Como según la ec. (1) se tiene en lugar de $x = 0$

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma}{dx} \right|_{x=0} &= \sigma_{\text{sep.}}^{(\text{ideal})} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \Big|_{x=0} \\ &= \sigma_{\text{sep.}}^{(\text{ideal})} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned} \quad (7)$$

la comparación de la ec. (6) y (7) proporciona

$$\sigma_{\text{sep.}}^{\text{(ideal)}} = \frac{1}{2\pi} E_{\langle uvw \rangle} \cdot \frac{\lambda}{a_0} \quad (8)$$

A partir de la ec. (4) y (8) se obtiene finalmente la resistencia ideal a la separación

$$\sigma_{\text{sep.}}^{\text{(ideal)}} = \sqrt{\frac{\gamma_0 \cdot E_{\langle uvw \rangle}}{a_0}} \quad (9)$$

La experiencia muestra que la energía específica de superficie γ_0 puede expresarse por la relación

$$\gamma_0 \approx 0,01 a_0 E_{\langle uvw \rangle} \quad (10)$$

con la constante de red a_0 y el módulo de elasticidad $E_{\langle uvw \rangle}$ que vale perpendicularmente al plano de separación. Se obtiene así como valor estimado medio de la resistencia ideal a la separación

$$\sigma_{\text{sep}}^{\text{(ideal)}} \approx E_{\langle uvw \rangle} / 10 \quad (11)$$

Se puede desprender de la tabla 6.1 para el hierro α que $\sigma_{\text{sep}}^{\text{(ideal)}}$ es aproximadamente de 15 000 N/mm². Este valor se alcanza solamente aproximadamente en el caso de cristales capilares (whiskers).

Pero bajo condiciones normales los cristales reales de hierro con mayores dimensiones proporcionan con

$$\sigma_{\text{sep}}^{\text{(real)}} \approx 300 \text{ N/mm}^2$$

valores que son aproximadamente 2 órdenes de magnitud más pequeños. Esta discrepancia es debida a las microgrietas que aparecen en cristales reales solicitados. Parece que en ellos la rotura por separación no tiene lugar por separación simultánea de los enlaces atómicos a lo largo del plano de separación, sino a partir de microgrietas existentes o formadas por sollicitación, a través de una propagación de la grieta donde vienen separados sucesivamente los enlaces atómicos.

Tabla 6.1: Resistencia real e ideal a la separación del hierro α

magnitud característica	valor en N/mm^2
$E_{\langle 100 \rangle}$	150 000
E	210 000
$\sigma_{\text{sep}}^{\text{(ideal)}}$	15 000
$\sigma_{\text{sep}}^{\text{(real)}}$	300

6.1.2 Rotura por tensión cizallante

La fig. 6.3 representa esquemáticamente un cristal sin perturbación bajo una carga cizallante. La cortadura se produce a lo largo del plano de cortadura esbozado (plano de deslizamiento) en una dirección de deslizamiento determinada, cuando las fuerzas de enlace de los átomos situados en los dos lados de este plano son vencidas simultáneamente. Una estimación de la resistencia ideal correspondiente al cizallamiento con la cual se produce una cortadura ilimitada y por lo tanto una rotura por cortadura, puede hacerse en la base de la fig. 6.4. Bajo la acción de fuerzas cizallantes F' o respectivamente tensiones cizallantes $\tau = F'/S_0$ se puede prever una marcha τ, x que puede describirse aproximadamente por la relación

$$\tau = \tau_{\text{ciz.}}^{\text{(ideal)}} \cdot \sin 2\pi \frac{x}{a_0} \quad (12)$$

La pendiente de la curva τ, x en los lugares $x = 0, a_0, 2 a_0, \dots$ está dada por

$$\left. \frac{d\tau}{dx} \right|_{x=0, a_0} = \frac{2\pi}{a_0} \tau_{\text{ciz.}}^{\text{(ideal)}} \quad (13)$$

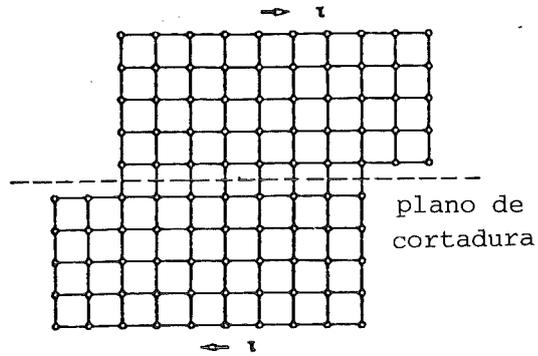


fig. 6.3: Cortadura bajo la acción de tensiones cizallantes en un cristal sin perturbación

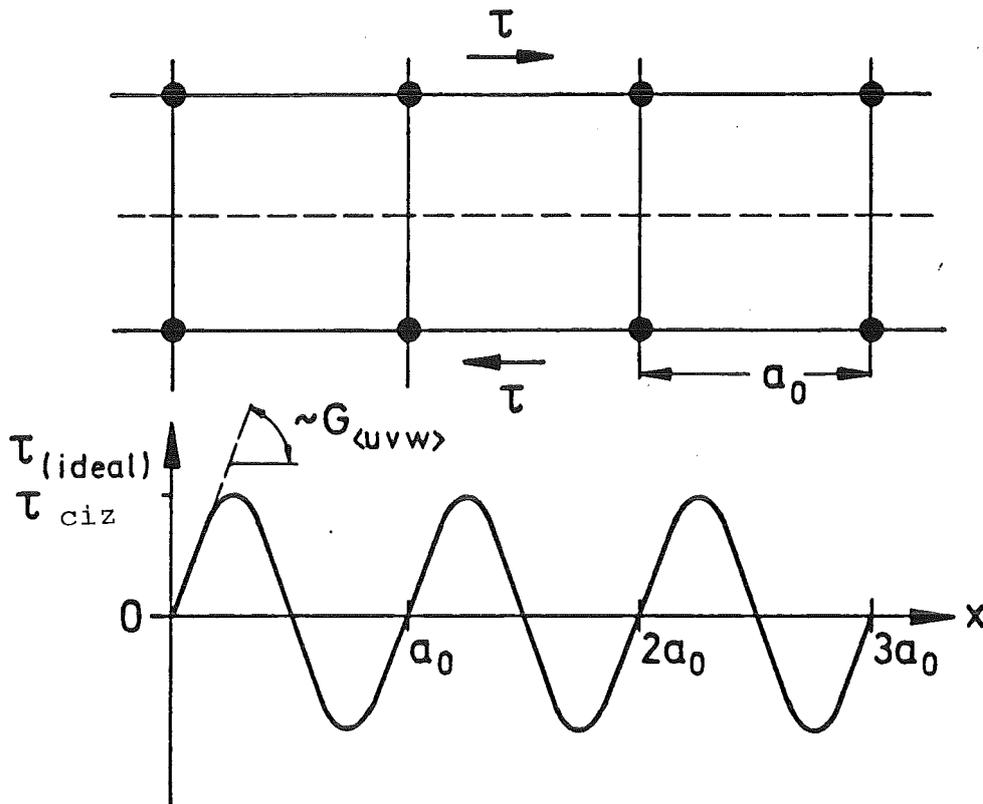


fig. 6.4: Marcha τ, x para la cortadura en el cristal ideal

Para pequeñas desviaciones de los átomos alrededor de las "posiciones del punto cero" $x = 0, a_0, 2 a_0$ se tiene la ley de Hook

$$\tau = G_{\langle uvw \rangle} \cdot \gamma_{\langle uvw \rangle} = G_{\langle uvw \rangle} = G_{uvw} \cdot \frac{x}{a_0} \quad (14)$$

o respectivamente $\left. \frac{d\tau}{dx} \right|_{x=0, a_0} = \frac{1}{a_0} G_{\langle uvw \rangle}$ (15)

Así se obtiene a partir de las ecuaciones (13) y (15) para la resistencia ideal al cizallamiento

$$\tau_{\text{ciz}} \text{ (ideal)} = \frac{G_{\langle uvw \rangle}}{2\pi} \quad (16)$$

Mediante estimaciones más precisas se obtiene un valor estimado medio de

$$\tau_{\text{ciz}} \text{ (ideal)} = \frac{G_{\langle uvw \rangle}}{30} \quad (17)$$

Para el hierro α ($G_{\langle 111 \rangle} \approx 90\,000 \text{ N/mm}^2$) se tiene por ejemplo

$$\tau_{\text{ciz}} \text{ (ideal)} \approx 3\,000 \text{ N/mm}^2$$

Este valor es también aproximadamente 2 órdenes de magnitud superior a la resistencia al cizallamiento que se observa en la rotura tenaz (viscosa?) de los cristales reales. Aquí la diferencia está debida a las dislocaciones que aparecen en los cristales reales.

Como hemos visto, las perturbaciones que aparecen en la estructura del sólido (perturbaciones de red como p.ej. microgrietas a dislocaciones) originan un cambio del mecanismo de rotura asociado a resistencias considerablemente más bajas.

6.2 La resistencia de los cristales ideales agrietados

6.2.1 Introducción

El estado de tensión en los contornos de una cavidad elíptica como "grieta definida geoméricamente" en una placa fina con la extensión $|x| \leq \infty$, $|y| \leq \infty$ está esbozado en la fig. 6.5. Debido al efecto de entalladura, en los puntos $x = \pm a$, $y = 0$ se producen picos de tensión del valor

$$\sigma_{\max} = \sigma \left(1 + \frac{2a}{b} \right) \quad (1)$$

a y b representan los semiejes elípticos. Con el radio de curvatura $\rho = b^2/a$ (ver fig. 6.5) se tiene además

$$\sigma_{\max} = \sigma \left(1 + 2\sqrt{\frac{a}{\rho}} \right) \quad (2)$$

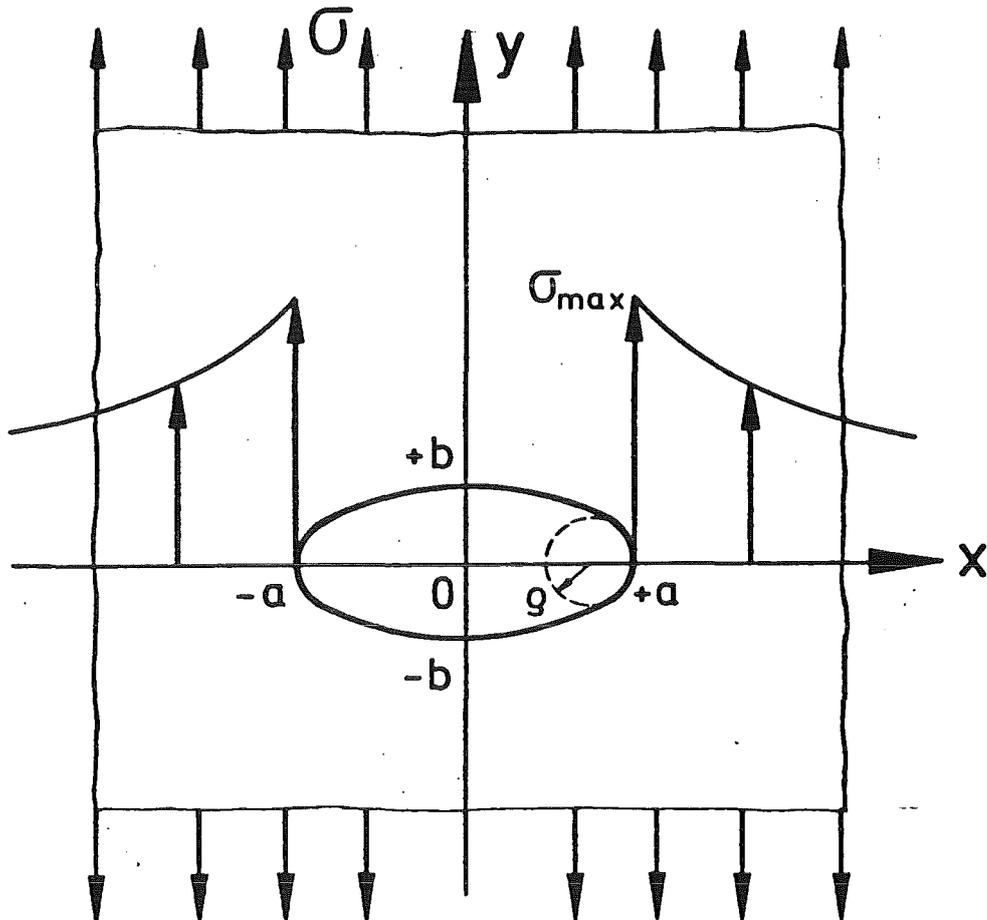


fig. 6.5: Estado de tensión alrededor de una cavidad elíptica en una placa fina

El paso de frontera $b \rightarrow 0$ y resp. $\rho \rightarrow 0$ origina para $a = \text{const.}$ una microgrieta, es decir una apertura del material limitada en el plano y con longitud infinita cuyos bordes de grieta tienen una distancia suficientemente pequeña y cuyos extremos rematan en una punta relativamente aguda. Según la ec. (2) se tiene para la concentración de tensión en los extremos de la microgrieta, teniendo en cuenta $\rho \ll a$, la aproximación siguiente:

$$\sigma_{\max} = 2\sigma \sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (3)$$

que, cuando se la convierte, da la relación

$$\frac{1}{2} \sigma_{\max} \sqrt{\rho} \cdot \sqrt{\pi} = \sigma \sqrt{\pi a} = K \quad (4)$$

K se llama intensidad de tensión y representa una magnitud conveniente para describir el efecto de entalladura elástica de las grietas.

6.2.2 Balance de energía según Griffith

El comportamiento de estabilidad de una grieta puede indicarse según Griffith de modo muy general, bajo la condición de un comportamiento lineal-elástico del material. Se considera aquí una placa de extensión infinita con el espesor B que presenta una grieta de longitud $2a$ sometida a una carga de tracción transversal.

En la placa libre de grietas (espesor B, anchura W y largo L o resp. superficie $S = WL$; ver fig. 6.6), bajo una carga elástica con la tensión normal $\sigma = F/WB$, la energía

$$U_{el,0} = \frac{1}{2} \sigma \epsilon_e SB = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma^2}{E} SB \quad (5)$$

viene acumulada elásticamente. Cuando se introduce una grieta de longitud $2a$ (ver fig. 6.7) se produce alrededor de la grieta una zona parcialmente descargada. La energía elástica liberada ΔU_{el} se calcula según Inglis, partiendo

de una "grieta" elíptica y de la condición de dimensión
 $W \rightarrow \infty, L \rightarrow \infty$, por

$$\Delta U_{el} = \pi \frac{\sigma^2}{E^*} a^2 B \quad (6)$$

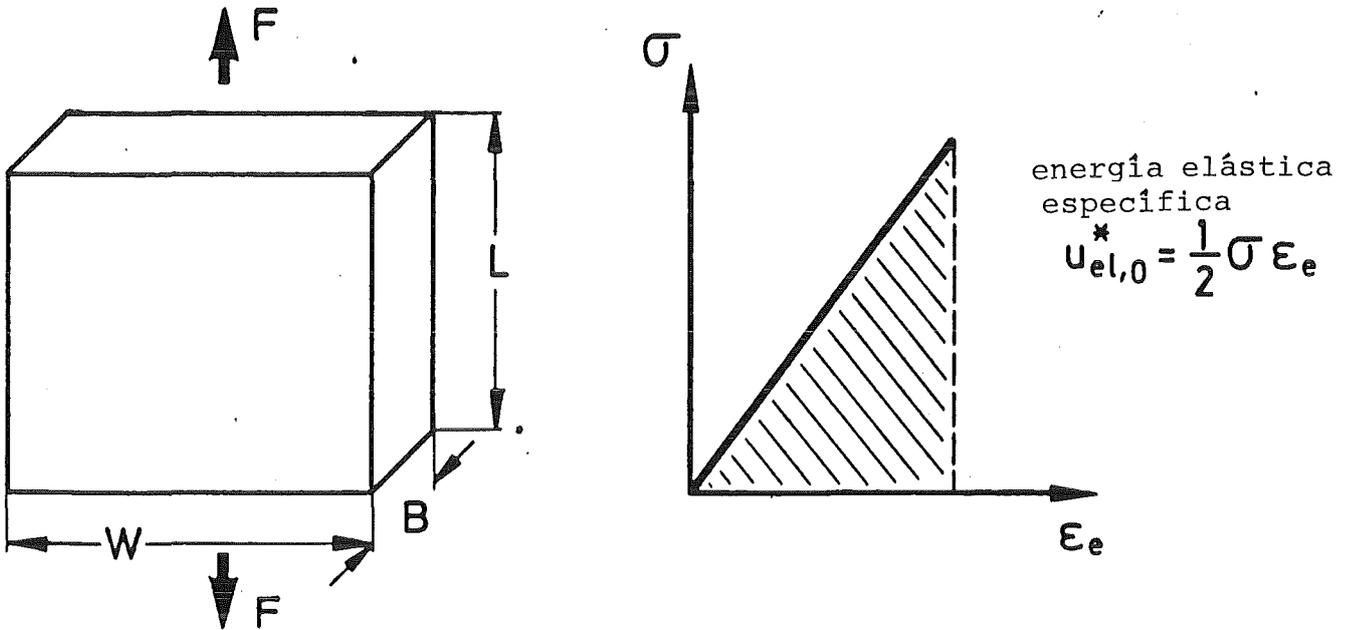


fig. 6.6: Determinación de la energía acumulada elásticamente U_{el} en una placa libre de grietas bajo una sollicitación normal

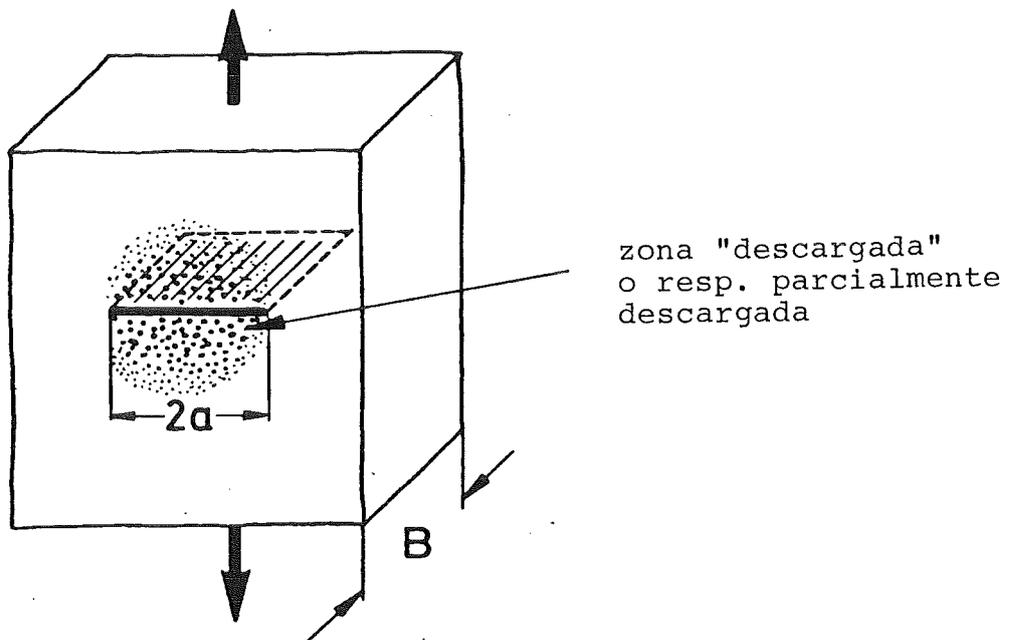


fig. 6.7: Placa agrietada con el espesor B bajo una carga de tracción transversal

Cuando se tiene un estado de tensión plano (ESZ), es: $E^* = E$. En cambio, para un estado de extensión plano (EDZ) se tiene $E^* = \frac{E}{1 - \nu^2}$. ESZ aparece principalmente con pequeños espesores de probeta B y EDZ con grandes valores de B.

Para el trabajo de separación que hay que efectuar para introducir la grieta de longitud $2a$ en la placa solicitada durante la producción de dos superficies nuevas, se tiene (ver cap. 6.1.1)

$$W_o = W_o^* \cdot 2aB = 2\gamma_o \cdot 2aB \quad (7)$$

Por lo tanto, la energía total se compone de

$$\begin{aligned} U_{tot} &= U_{el,o} - \Delta U_{el} + W_o \\ &= U_{el,o} - \pi \frac{\sigma^2}{E^*} a^2 B + 4aB\gamma_o \end{aligned} \quad (8)$$

En la fig. 6.8 se han representado las condiciones energéticas existentes. Se han introducido las diferentes energías en función de la longitud de la grieta.

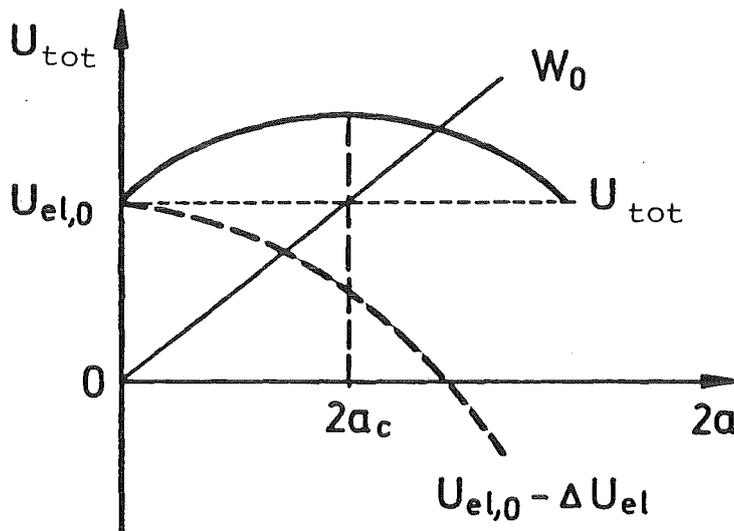


fig. 6.8: Condiciones energéticas en el alargamiento de grietas

La línea horizontal punteada determina $U_{el,o}$. La derecha en trazo continuo fino representa W_o . El trazo cortado corresponde a la diferencia $U_{el,o} - \Delta U_{el}$. La energía total del

sistema U_{tot} está dada por la curva con trazo continuo grueso. La energía total alcanza su máximo para la longitud crítica de la grieta de $2a_c$. Un alargamiento de la grieta hasta $d(2a)$ exige para $2a < 2a_c$ un aumento de la energía total. Entonces está $dU_{tot}/d(2a) > 0$, y el alargamiento de la grieta es "estable". Pero para $2a > 2a_c$ se produce un alargamiento de la rotura con disminución de la energía total del sistema ($dU_{tot}/d(2a) < 0$). Se habla de un alargamiento inestable de la grieta.

Cuando se diferencia la energía total U_{tot} con respecto a $d(2a)$, resulta de la ec. (8)

$$-\frac{1}{B} \cdot \frac{dU_{tot}}{d(2a)} = \frac{\pi \sigma^2 a}{E^*} - 2 \gamma_0 \quad (9)$$

Por consiguiente, un alargamiento de la grieta por $d(2a)$ exige una liberación de energía $d\Delta U_{e1}$ y origina un incremento de la superficie dW_0 . La magnitud

$$G = \frac{\pi \sigma^2 a}{E^*} \quad (10)$$

en unidades de N/mm , se llama ~~demostrativamente~~ fuerza de alargamiento de la grieta (relación de liberación de energía), y la magnitud

$$R = 2\gamma_0 \quad (11)$$

que posee la misma dimensión (N/mm), se llama fuerza de resistencia a la grieta (resistencia al alargamiento de la grieta). Cuando se quiere que haya un alargamiento inestable de la grieta, es $dU_{tot}/d(2a) \leq 0$ o respectivamente $2a \geq 2a_c$, y entonces la fuerza de alargamiento de la grieta tiene que poseer por lo menos un valor crítico G_c que cumple la condición de inestabilidad

$$G_c \geq R \quad (12)$$

A partir de la ec. (9) o resp. (10) y (11) se obtiene

por la condición $G_c = R$ el valor límite de la tensión crítica sobre la cual aparece la propagación inestable de la grieta y con esto una rotura por separación, la llamada tensión de Griffith

$$\sigma_{sep}^{(Griffith)} = \sqrt{\frac{2 \gamma_0 E^*}{\pi a}} \quad (13)$$

En ella son, como lo hemos indicado arriba, $E^* = E$ para ESZ y $E^* = E/(1 - \nu^2)$ para EDZ.

Tabla 6.2: Resistencia a la separación del hierro α en la red cristalina ideal perturbada, real e ideal

magnitud característica	dimensión	valor numérico
E	N/mm ²	210 000
ν	-	0,28
γ_0	N/mm	$2 \cdot 10^{-3}$
$2a_c$	mm	2
$\sigma_{sep}^{(Griffith)}$ EDZ	N/mm ²	17
$\sigma_{sep}^{(real)}$	N/mm ²	300
$\sigma_{sep}^{(ideal)}$	N/mm ²	15 000

En la tabla 6.2 se ha indicado la resistencia a la separación según Griffith del hierro α para una longitud de grieta crítica $2a_c$ de 2 mm junto con las magnitudes características E, ν y γ_0 necesarias para su cálculo. La comparación de esta resistencia a la separación con los valores de la resistencia ideal y real a la separación tiene por resultado - no solamente determinante para al hierro α , sino válido generalmente -

$$\sigma_{sep}^{(ideal)} \gg \sigma_{sep}^{(real)} \gg \sigma_{sep}^{(Griffith)} \quad (14)$$

La causa de la desigualdad $\sigma_{sep}^{(real)} \gg \sigma_{sep}^{(Griffith)}$ son las zonas plásticas que por principio se producen en las puntas de las grietas en los materiales metálicos. Como la condición antes establecida de un comportamiento rigurosamente lineal-elástico frente a la sollicitación no se cumple, el trabajo para el alargamiento de la grieta parece contener además de la parte para la creación de superficies nuevas, una contribución suplementaria debida a la deformación plástica delante de las puntas de las grietas. La fuerza de resistencia a la grieta R , la fuerza crítica de alargamiento de la grieta G_c y la resistencia a la separación σ_{sep} son por lo tanto, en el caso de materiales metálicos, mayores que los valores estimados según la teoría de Griffith.

6.3 Magnitudes características mecánicas de fractura para el alargamiento inestable de grietas

El concepto de Griffith puede mantenerse para metales cuando la energía superficial específica γ_0 es reemplazada por una energía superficial efectiva γ . Generalmente $\gamma \gg \gamma_0$. Entonces las zonas plásticas que aparecen delante de las puntas de grietas tienen que ser por lo menos dos órdenes de magnitud menores que la dimensión B de la probeta (ver cap. 6.5). En el caso de materiales reales pueden indicarse entonces los valores característicos críticos de sollicitación siguientes:

resistencia real a la separación (o resp. resistencia a la separación modificada según Griffith)

$$\sigma_{sep}^{(real)} = \sigma_c = \sqrt{\frac{2\gamma E^*}{\pi a}} \quad (1)$$

fuerza de alargamiento crítica de la grieta (o resp. relación crítica de liberación de energía)

$$G_c = \frac{\pi \sigma_c^2 a}{E^*} = 2\gamma \quad (2)$$

fuerza de resistencia crítica a la grieta (o resp. resistencia crítica al alargamiento de la grieta)

$$R_c = 2 \gamma \quad (3)$$

intensidad de tensión crítica (ver definición en el cap. 6.2.1, ecuación (4))

$$K_c = \sigma_c \sqrt{\pi a} \quad (4)$$

Con la ec. (1) se tiene

$$K_c = \sqrt{2\gamma E^*} \quad (5)$$

y resp. con la ec. (2)

$$K_c = \sqrt{G_c E^*} \quad (6)$$

Cuando el alargamiento inestable de la grieta aparece bajo la sollicitación normal (el llamado modo I de la sollicitación, en oposición a la sollicitación cizallante longitudinal = modo II y a la sollicitación cizallante transversal = modo III) con un estado de extensión plano (EDZ), se añade a las magnitudes críticas el índice I y se las llama σ_{IC} , K_{IC} y G_{IC} . G_{IC} significa la energía de fisura específica y K_{IC} se llama tenacidad a la fisuración.

La tabla 6.3 da un resumen de las magnitudes características en el comienzo del alargamiento estable de la grieta en el hierro α . Para el estado ideal agrietado se han calculado las magnitudes σ_{IC} , G_{IC} y K_{IC} con la hipótesis de longitudes de grieta $2a_c$ realistas para una energía superficial específica γ_0 conocida. En el estado real agrietado, σ_{IC} y K_{IC} representan magnitudes medidas, y γ , $2a_c$, G_{IC} son valores estimados según las ecuaciones arriba mencionadas.

Tabla 6.3: Magnitudes características en el comienzo del alargamiento inestable de la grieta en el hierro α en el EDZ.

magnitud característica / estado	γ_o o γ resp. [N/mm]	σ_{Ic} [N/mm ²]	$2a_c$ [mm]	G_{Ic} [N/mm]	K_{Ic} [N/mm ^{3/2}]
ideal, agrietado	$2 \cdot 10^{-3}$	9,0 (17)	7 (2)	$4 \cdot 10^{-3}$	30
real, agrietado					
a) T = 78 K	2,2	300	7	4,4	1.000
b) T = 295 K	140	(1000)	-	280	8.000

6.4 Etapas y mecanismos de la rotura

El comportamiento lineal-elástico a la sollicitación de probetas agrietadas que hemos estudiado hasta ahora constituye una abstracción. En el caso real la formación y propagación de grietas en metales está siempre asociada a una deformación plástica, por lo menos en la región microscópica. Las características de rotura que aparecen pueden ser muy diferentes en sus aspectos macroscópicos y microscópicos. son influenciadas tanto por las condiciones de sollicitación exteriores como la temperatura, la velocidad de la sollicitación, el estado de tensión y los medios ambientes, como por el estado del material. Muchas veces las características de rotura proporcionan puntos de partida importantes para la aclaración de daños.

Una caracterización de las roturas puede efectuarse según los criterios siguientes (según Aurich, ver literatura):

- 1) Según la deformación plástica que precede a la propagación inestable de la grieta. Por ello se habla de
 - . rotura rica en deformación,
 - . rotura pobre en deformación,
 - . rotura libre de deformación.

- 2) Según el trabajo de deformación y resp. la resistencia a la fisuración durante la propagación de la grieta. Se distingue entre
 - . rotura tenaz (rotura por deformación) y
 - . rotura frágil.

- 3) Según el mecanismo de rotura. Se habla de
 - . rotura dúctil o tenaz con superficie de rotura microscópicamente alveolar,
 - . rotura de desdoblamiento con superficie de rotura microscópicamente con cara de exfoliación
 - . rotura cuasi de desdoblamiento con superficie de rotura microscópicamente parecida a una cara de exfoliación.

- 4) Según la forma de la superficie de rotura. Existen
 - . roturas transcristalinas y
 - . roturas intercristalinas.

- 5) Según la orientación macroscópica de la superficie de rotura frente a la tensión (ver cap. 6.1). Se habla de
 - . rotura de tensión normal (rotura de separación)
 - . rotura de tensión cizallante (rotura de cortadura).

- 6) Según la velocidad de propagación de la grieta.

El comportamiento de rotura se llama frágil cuando a la propagación de la grieta no precede prácticamente ninguna deformación plástica o solamente una deformación plástica localizada en la región de la punta de la grieta. Estas fracturas frágiles no previsible fácilmente durante la sollicitación originan muchas veces daños graves en puentes, buques, turbinas y recipientes a presión. En cambio, cuando la rotura se produce solamente después de una deformación plástica marcada de todo el volumen del material, se habla

de rotura tenaz o de deformación. La división de las roturas según los criterios microscópicos indicados en los puntos e3 y 4 está representada en la fig. 6.9 en la base de probetas de tracción cargadas uniáxicamente.

El proceso de la rotura se desarrolla en varias etapas que describiremos rápidamente. Se trata de las etapas de

- . formación de la grieta
- . propagación estable de la grieta y
- . propagación inestable de la grieta.

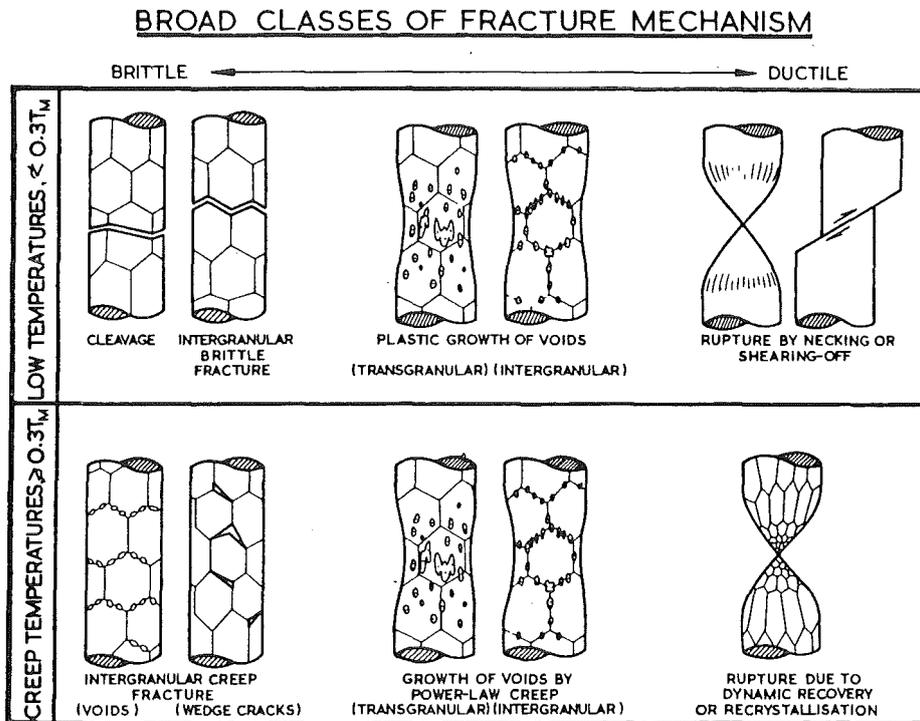


Fig. 1 The simplest classification of fracture mechanisms. The upper row refers to low temperatures ($< 0.3 T_M$) where plastic flow does not depend strongly on temperature or time; the lower row refers to the temperature range ($> 0.3 T_M$) in which materials creep.

fig. 6.9: División de las roturas según criterios microscópicos (según M.F. Ashby)

En la propagación estable de la grieta, la longitud de grieta $2a$ queda constante, cuando la fuerza F se disminuye a cero. En cambio, en la propagación inestable de la grieta, aun cuando

se disminuye la fuerza, la grieta ya no es controlable; se propaga espontáneamente. La formación de la grieta puede producirse en la superficie del elemento de construcción o en todo el volumen ya sea durante la fabricación o solamente durante el funcionamiento.

Por ejemplo las grietas originadas en la fabricación pueden formarse durante la colada (grietas en estado caliente y en estado frío), durante el tratamiento térmico (grietas debidas al temple), en el mecanizado sin y con arranque de virutas (grietas de forja o resp. de rectificado) o durante la soldadura fuerte y blanda.

Las grietas debidas al funcionamiento pueden formarse p.ej. en el caso de

- . solicitaciones del mismo sentido mecánico
- . solicitaciones mecánicamente alternas
- . solicitaciones térmicas
- . solicitaciones corrosivas
- . solicitaciones combinadas.

Un gran número de mecanismos de fisuración están presentados en la literatura y en parte han sido confirmados experimentalmente. No podemos describirlos en detalle dentro del margen de este informe. Queremos solamente mencionar la posibilidad de la formación de grietas de desdoblamiento transcristalinas en la región submicroscópica como consecuencia de estancamientos de dislocaciones en bordes de grano o límites de fase (ver fig. 6.10), de reacciones de dislocación con bordes de grano de ángulo pequeño, de reacciones de dislocaciones que tienen su origen en dos planos de deslizamiento diferentes así como del bloqueo de maclas de deformación en los bordes de grano y en los límites de fase.

Con temperaturas suficientemente bajas, la propagación de la grieta se produce a través de procesos de desdoblamiento (ver fig. 6.11) y origina entonces la fractura frágil, o a través de procesos de deslizamiento en combinación con la formación de poros y de alvéolos (ver fig. 6.12). El último proceso

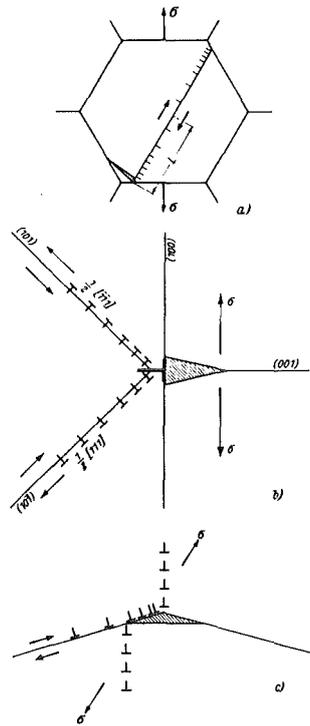


fig. 6.10: Formación de grietas debida al estancamiento de grupos de dislocación

- a) en bordes de grano, b) en planos de deslizamiento y
- c) en bordes de grano de ángulo pequeño

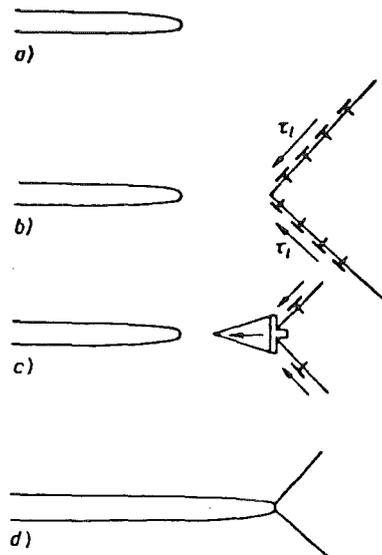


fig. 6.11: Propagación de grietas en la fractura frágil

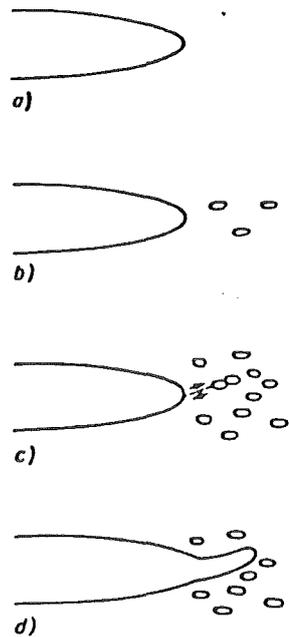


fig. 6.12: Propagación de la grieta en la fractura tenaz

mencionado está muchas veces asociado a la fractura tenaz.

En este contexto queremos mencionar todavía algunos aspectos del comportamiento a la rotura de los aceros no aleados. Algunos resultados experimentales ya han sido presentado en el cap. 5.5.

Con una carga de tracción y temperaturas suficientemente bajas, los aceros pueden romperse sin deformación plástica notable. Las superficies de rotura formadas son brillantes. Se forman microscópicamente por granos de ferrita rajados como en una cara de exfoliación a lo largo de planos $\{100\}$ (ver fig. 6.13). Se piensa hoy día que en este proceso deformaciones plásticas extremadamente pequeñas originan configuraciones de dislocación que inducen la formación de microgrietas.

Cuando en la condición de inestabilidad arriba comentada de la propagación de grietas se tiene cuenta de las concentraciones de tensión producidas por las dislocaciones estancadas, la resistencia a la separación puede calcularse en función del tamaño de grano de la ferrita.

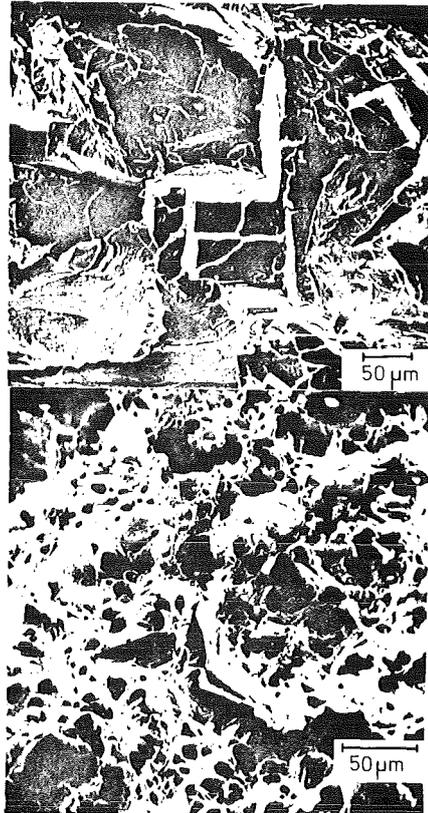


fig. 6.13: Superficies de rotura del hierro pobre en carbono
a) fractura frágil con superficie de rotura con cara de exfoliación (temperatura de deformación $T = 78 \text{ K}$)
b) fractura tenaz con superficie de rotura alveolar ($T = 295 \text{ K}$)

Entonces se tiene aproximadamente

$$\sigma_{\text{sep}}^{\text{ (real)}} = \sigma_i + k_{\text{sep}} d^{-1/2} \quad (1)$$

con $k_{\text{sep}} \approx 2 \sqrt{\gamma G} \quad (2)$

La fig. 5.17 del cap. 5.5 confirma la validez de esta relación con datos experimentales que han sido obtenidos en la deformación por tracción del hierro armco y de los aceros inoxidables Ck 10 y Ck 35 en estados normalizados. En el ensayo de tracción, estos materiales se rompen prácticamente de modo frágil bajo la tensión $\sigma_z = \sigma_{\text{sep}}$, cuando los tamaños de grano de la ferrita son bastante grandes y la temperatura

de deformación es de 78 K. Las pendientes de las rectas $\sigma_z, d^{-1/2}$ se ven poco influenciadas por el estado de la microestructura y corresponden a $k_{sep} \approx 100 \text{ N/mm}^{3/2}$ aproximadamente. Esto corresponde a una energía de rotura efectiva de $\gamma \approx 0,03 \text{ N/mm}^2$. Este valor γ coincide con otras estimaciones que se encuentran en la literatura y es aproximadamente solo un orden de magnitud mayor que la energía superficial γ_0 determinante para el hierro α .

Para tamaños de grano de ferrita más pequeños así como para temperaturas más altas se observa un comportamiento de deformación más o menos tenaz, asociado a una estricción de rotura, lo que se puede ver en la fig. 5.19 para la resistencia a la tracción R_m y en la fig. 5.18 para la deformación proporcional A_g de los aceros no aleados. Las microgrietas formadas localmente (por reacciones de dislocación en la ferrita, roturas laminares de cementita o por rotura a lo largo de límites de fase en el caso de inclusiones etc.) tienen concentraciones de tensión relativamente elevadas en el caso de una sollicitación en las puntas de las grietas. Estas se disminuyen por deformaciones plásticas multiáxicas. Entonces se forman poros que se reúnen para formar cavidades más grandes. La rotura se produce finalmente debido a una estricción "interior" y exterior simultánea.

6.5 Análisis de las tensiones de grietas

6.5.1 Comportamiento lineal elástico ideal de los materiales

Para el estudio teórico de un cuerpo agrietado sollicitado por fuerzas externas F consideramos sencillamente una placa con extensión infinita y con un espesor B que tiene una abertura elíptica central (semiejes a y b , $a > b$), como lo muestra la representación parcial superior de la fig. 6.14. En los vértices del gran eje elíptico aparece el radio de curvatura $\rho = b^2/a$. Cuando como origen de un sistema de coordenadas rectangular se fija en el gran eje elíptico el punto que

está $\rho/2$ distante del vértice de la elipse, la distribución de tensión en la proximidad del vértice en el punto r, θ es aproximadamente

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{xy} \end{array} \right\} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \left\{ \begin{array}{l} \cos \frac{\theta}{2} (1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) - \frac{\rho}{2r} \cos \frac{3\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} (1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) + \frac{\rho}{2r} \cos \frac{3\theta}{2} \\ 2\nu^2 \cos \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} - \frac{\rho}{2r} \sin \frac{3\theta}{2} \end{array} \right\} \quad (1)$$

$\tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$

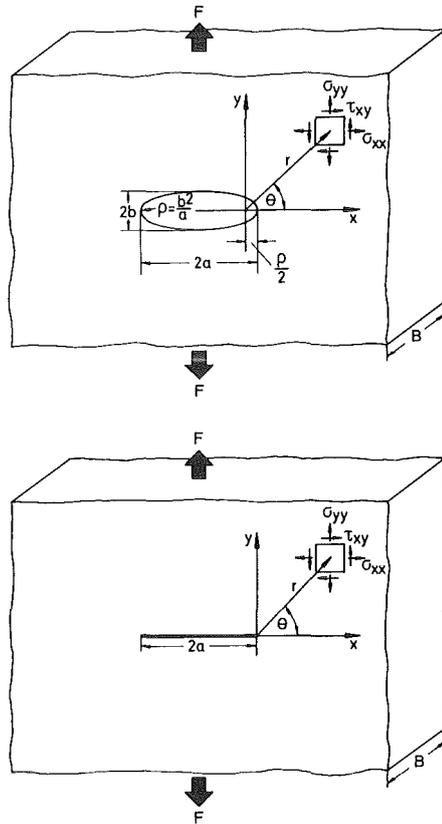


fig. 6.14: Abertura limitada elípticamente (arriba) y grieta (abajo) en una placa con extensión infinita y con espesor B bajo una carga de tracción transversal

La magnitud

$$K = \sigma \sqrt{\pi a} \quad (2)$$

representa la intensidad de tensión definida en el cap.

6.2.1. σ significa la tensión normal producida por la fuerza exterior F en la sección no debilitada de la placa.

Para el estado de tensión plano (ESZ) es

$\nu^* = 0$, para el estado de extensión plano (EDZ) es

$\nu^* = \nu$ (índice de contracción transversal).

En el vértice de la elipse ($x = r = \rho/2$, $\theta = 0$) aparece, paralelamente a la fuerza exterior que acciona, en la superficie (ESZ) como tensión máxima

$$\sigma_{yy} = \sigma_{\max} = \frac{2 K}{\sqrt{\pi \rho}} = 2 \sigma \sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (3)$$

Como coeficiente de forma de la entalladura elíptica delgada se obtiene entonces

$$\alpha_K = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma} = 2 \sqrt{\frac{a}{\rho}} \quad (4)$$

En la transición a la grieta ($b \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow 0$) se tiene (ver cap. 6.2.1)

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} \left(\frac{1}{2} \alpha_K \sigma \sqrt{\pi \rho} \right) = K \quad (5)$$

La intensidad de tensión puede interpretarse como el valor límite, adaptado al problema de la grieta, del efecto de entalladura elástica. Para $\rho \rightarrow 0$ los segundos términos de la ec. (1) desaparecen. Para el campo de tensión cerca de la punta de la grieta se escribe entonces

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{xy} \end{array} \right\} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \left\{ \begin{array}{l} \cos \frac{\theta}{2} (1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) \\ \cos \frac{\theta}{2} (1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) \\ 2\nu \cos \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \end{array} \right\} \quad (6)$$

$\tau_{yz} = \tau_{xy} = 0$

Estas relaciones tienen la forma

$$\sigma_{ik} = \frac{k}{\sqrt{2\pi r}} f_{ik}(\theta)$$

y se llaman ecuaciones de Sneddon o resp. de Irwin-Williams. Los componentes de desplazamiento correspondientes en las direcciones x, y, z están

$$\left. \begin{array}{l} u \\ v \\ w \end{array} \right\} = \frac{K(1+\nu)}{E} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \left\{ \begin{array}{l} (2\kappa-1) \cos \frac{\theta}{2} - \cos \frac{3\theta}{2} \\ (2\kappa+1) \sin \frac{\theta}{2} - \sin \frac{3\theta}{2} \\ \frac{z}{\sqrt{2\pi r}} 2 \cos \frac{\theta}{2} \end{array} \right\}$$

$$w = -\sigma_{zz} \frac{\nu}{E} = -\nu^* \frac{K}{E} \frac{z}{\sqrt{2\pi r}} 2 \cos \frac{\theta}{2}$$

Para ESZ es $\nu^* = \nu$ y $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$, en cambio, para EDZ es $\nu^* = 0$ y $\kappa = (3 - 4\nu)$. E es el módulo de elasticidad. A partir de la ec. 7 resulta para $\theta = \pm \pi$ que los bordes de las grietas se desplazan solamente paralelamente ($u = w = 0$) a la tensión eficaz. Se obtiene

$$v = v \Big|_{\theta=0} = \frac{K}{E^*} \sqrt{\frac{8r}{\pi}} \quad \text{con} \quad \begin{array}{l} E^* = E \text{ para ESZ} \\ E^* = E(1-\nu^2) \text{ para EDZ.} \end{array}$$

Por lo tanto la intensidad de tensión K describe de modo unívoco el campo de tensión y de desplazamiento cerca de la punta de la grieta en el caso de una carga de tracción transversal (modo I). Las relaciones indicadas son válidas también para probetas con dimensiones infinitas y con geometrías de grieta diferentes. En lugar de la definición anterior de la intensidad de tensión (ver ec. 2) se tiene que calcular con una intensidad de tensión modificada

$$K = \sigma \sqrt{\pi a} \cdot \gamma \quad (9)$$

La magnitud $\gamma = f(a/w)$ representa un factor de geometría dependiente de la disposición de la grieta, de la longitud de la grieta $2a$ y de la anchura de la probeta w .

6.5.2 Comportamiento lineal elástico de los materiales reales

La transferencia de las relaciones estudiadas a los materiales reales solamente es posible cuando la deformación plástica cerca de la punta de la grieta tiene poca influencia sobre

el estado ambiente de tensión elástica y de desplazamiento. Según el cap. 6.2.2, ec. (10), el alargamiento inestable de la grieta está determinado por el cambio de la energía elástica de la probeta entera con la longitud de la grieta. Ya que la zona plástica delante de la punta de la grieta tiene extensiones muy pequeñas, la contribución a la energía elástica liberada total que proviene de allí será pequeña. Las relaciones derivadas en los capítulos 6.2.2, 6.3 y 6.5.1 para las magnitudes que determinan el alargamiento inestable de la grieta pueden por lo tanto utilizarse tanto como antes. Generalmente también en estos casos se sigue hablando de un comportamiento lineal elástico.

El campo de tensión dado por la ec. (6) tiene para $r \rightarrow 0$ una singularidad, porque $\sigma_{ik} \rightarrow \infty$. En los materiales reales se produce para $\sigma_{ik} \gtrsim R_{es}$, es decir para valores de tensión superiores al límite elástico aparente, una deformación plástica. A partir de la ec. (6) puede estimarse la extensión de la zona plástica en la dirección x ($\theta = 0$) en la superficie (ESZ) de la probeta para $\sigma_{yy} = R_{es}$ a

$$r_{pl} \Big|_{\theta=0} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K}{R_{es}} \right)^2 \quad (10)$$

Por consiguiente r_{pl} aumenta con el aumento de K y tiene su máximo cuando alcanza K_c .

La zona plástica que existe en la punta de la grieta de un material real es por lo tanto del cambio del comportamiento comparado con el de un estado lineal elástico ideal de un material. Como influencia el estado de tensión alrededor de la punta de la grieta, tenemos que tomarla en cuenta también en el estudio de la estabilidad de la grieta. El estudio cuantitativo de este problema muestra que se obtienen distribuciones e intensidades correctas cuando en vez de la longitud de grieta real $2a$ se calcula con una longitud de grieta efectiva

$$2a_{ef} = 2(a + r_{pl}) \quad (11)$$

r_{pl} es un criterio de las dimensiones de una zona plástica.

Una evaluación del tamaño de la zona plástica es solamente posible aproximadamente. Diversas estimaciones proporcionan relaciones de la forma

$$r_{pl} = \alpha \left(\frac{K}{R_{es}} \right)^2 \quad (12)$$

El factor α depende del concepto del modelo y del estado de sollicitación. Como se puede ver en la fig. 6.15, se tiene siempre

$$r_{pl}|_{ESZ} > r_{pl}|_{EDZ} \quad (13)$$

La experiencia muestra que probetas gruesas (B grande) tienen un EDZ en el interior cerca de la grieta, como consecuencia de un obstáculo a la elongación transversal ($\epsilon_{zz} = 0$). Pero en probetas finas, cerca de la punta de la grieta en el interior existe ESZ. Pero por principio las superficies de probetas gruesas y finas están bajo ESZ, porque allí es siempre $\sigma_{zz} = 0$. Por ello puede preverse que la zona plástica de probetas gruesas con EDZ dominante viene menos elongada que la de probetas finas que están bajo ESZ. Una repercusión correspondiente sobre la fuerza de alargamiento de la grieta y la superficie que se forma es de esperar igualmente. Este resultado está representado esquemáticamente en la fig. 6.16 para probetas similares geoméricamente con grietas interiores. Las grietas están producidas por esfuerzos de tracción pulsatoria, partiendo de cortes de sierra situados simétricamente

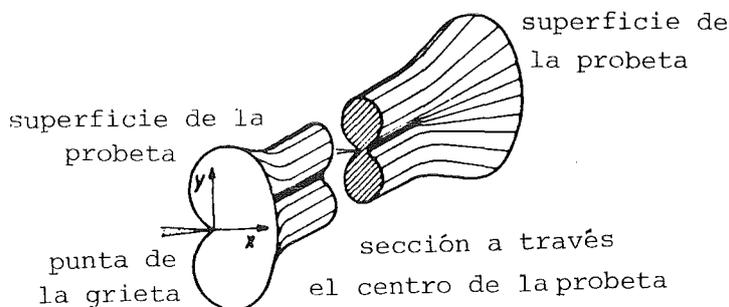


fig. 6.15: Extensión de la zona plástica según Irwin-McChintock en una probeta suficientemente gruesa

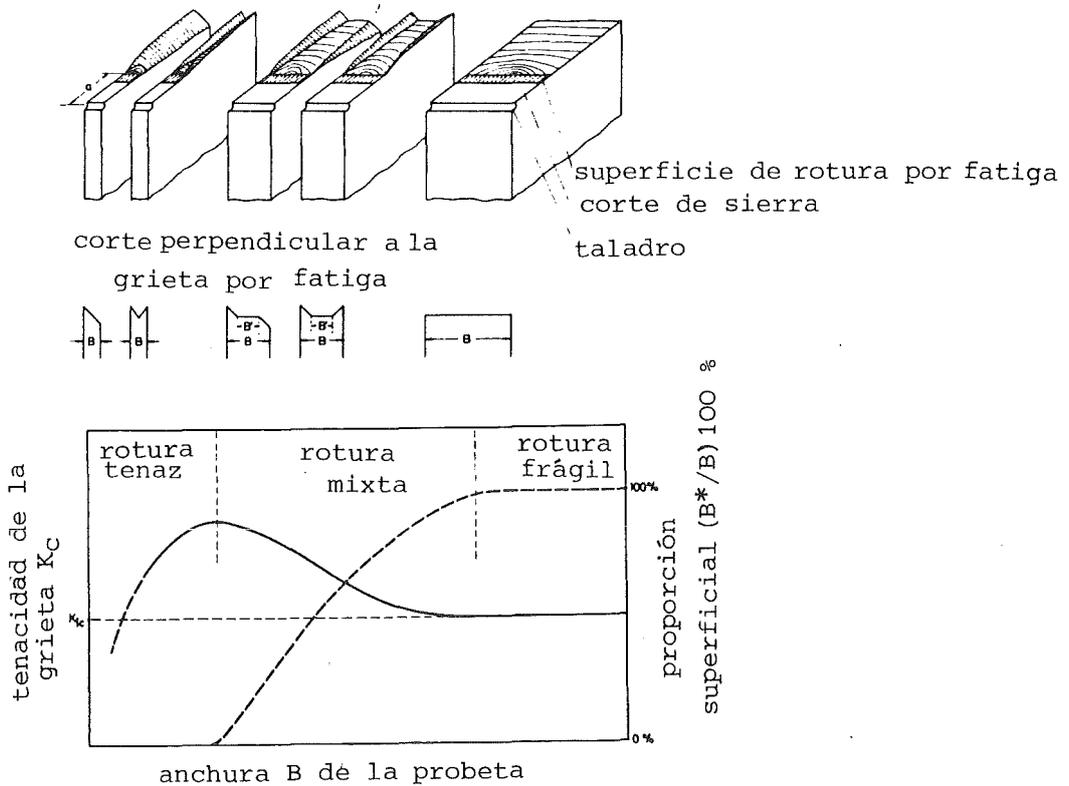


fig. 6.16: Influencia de la anchura B de la probeta sobre la intensidad de tensión crítica K_c y sobre la forma de la superficie de rotura en ensayos de tenacidad a la rotura

a un taladro central. En la parte superior hemos esbozado la forma de la superficie de rotura para un cuarto de cada probeta. Se ve que las superficies de rotura que parten de las superficies iniciales de la grieta como consecuencia de un alargamiento inestable de la grieta debido a una tracción transversal cambian de modo característico con el espesor de la probeta. Las roturas por separación o frágiles puros o preponderantes se producen solamente con grandes valores de B. Los pequeños espesores de probetas están caracterizados por roturas cizallantes o tenaces. Para espesores medios de las probetas se observan roturas mixtas con labios de cizallamiento en las zonas de la probeta que están cerca de la superficie. La intensidad de tensión crítica K_c pasa con el aumento del espesor de la probeta B por un máximo, donde por primera vez ya no aparecen roturas de cizallamiento, y después disminuye a un valor constante K_{Ic} con el aumento del espesor de la

probeta. Por encima de un espesor determinado de la probeta, la tenacidad a la fisuración K_{IC} puede así determinarse como magnitud característica del material independiente de las dimensiones. Se cumplen entonces las condiciones del estado plano de deformación para la mayor parte de la propagación inestable de la grieta. En la parte inferior de la fig. 6.16 se ha introducido sobre B, con trazos rayados, la evolución de la proporción de la rotura con superficie de separación en la superficie de rotura total. Esta relación se acerca al valor 100 % para grandes espesores de la probeta, partiendo del valor cero para $B|_{K_{IC,max}}$.

La variación de los valores K_C con el espesor que existe aquí tiene gran importancia. Parece que solamente valores K_{IC} son magnitudes características del material. Se piensa hoy día que para realizar un comportamiento lineal-elástico del material con EDZ preponderante, para la anchura de la probeta tiene que cumplirse la condición

$$B \geq 2,5 \left(\frac{K_{IC}}{R_{es}} \right)^2 \quad (14)$$

Según Irwin-McClintock esta condición corresponde a

$$B \geq \frac{5 \pi}{(1-2\nu)^2} r_{pl} \quad (15)$$

o para $\nu = 0,3$

$$B \geq 100 r_{pl} \quad (16)$$

es decir que el tamaño de la zona plástica tiene que ser por lo menos dos órdenes de magnitud menor que el espesor de la probeta.

6.6 Determinación experimental de la tenacidad a la fisuración

6.6.1 Métodos y probetas normales

Con probetas convenientes con espesor suficiente, la tenacidad a la fisuración puede determinarse cuando se conoce la sollicitación a partir de la cual comienza la propagación inestable de la grieta. En el caso ideal se tiene que determinar la fuerza bajo la cual la probeta agrietada se rompe espontáneamente. Pero frecuentemente se examinan probetas en que a partir de una intensidad de tensión crítica comienza primero un alargamiento estable de la grieta. El principio de este alargamiento de la grieta tiene que determinarse lo más exactamente posible. Esto puede hacerse por ejemplo por

- 1) Mediciones de fuerza/abertura de la grieta. Con detectores correspondientes se determina el desplazamiento de los bordes de grieta en función de la fuerza que actúa.
- 2) Mediciones de fuerza/potencial. Se hace circular una corriente eléctrica constante a través de la probeta agrietada y se mide la disminución del potencial eléctrico entre los bordes de grieta en función de la fuerza.
- 3) Estudios de fuerza/superficie de rotura. Varias probetas agrietadas se sollicitan con diferente intensidad y después de la descarga se las somete a una carga pulsatoria por tracción o a un tratamiento térmico posterior en una atmósfera oxidante. Después se rompen las probetas y se mide la propagación de la fisuración que se puede reconocer claramente debido al tratamiento posterior.

Para la determinación de la tenacidad a la fisuración se utilizan muchas veces las formas de probeta representadas en la fig. 6.17 con dimensiones mínimas normalizadas. Se trata de probetas de flexión en 3 puntos (probetas 3 PB), de probetas de tracción compactas (probetas CT) y de probetas de tracción compactas redondas (probetas RCT). En todos los

casos las probetas entalladas previamente se someten a un esfuerzo alternativo en la región de la tracción pulsatoria, hasta que se haya formado una fisura por fatiga suficientemente larga. Para producir la fisura inicial, la intensidad

tipo	abreviatura	características	forma de la probeta	dimensiones mínimas
probeta de flexión en 3 puntos	3 PB	probeta de flexión paralelepédica esbelta con fisura inicial entallada unilateral en el canto más largo		$\left. \begin{aligned} a &\geq 2,5 \\ B &\geq 2,5 \\ W &\geq 50 \end{aligned} \right\} \cdot \left(\frac{K_{Ic}}{R_{es}} \right)^2$ $S = 4 \cdot W$ $L \geq 4,2 \cdot W$
probeta de tracción compacta paralelepédica	CT	probeta de tracción paralelepédica limitada casi cuadráticamente con fisura inicial entallada unilateral y taladros de aplicación de fuerza dispuestos simétricamente a esta		$\left. \begin{aligned} a &\geq 2,5 \\ B &\geq 2,5 \\ W &\geq 50 \end{aligned} \right\} \cdot \left(\frac{K_{Ic}}{R_{es}} \right)^2$ $W = 2 \cdot B$ $L = 24 \cdot B$ $S = 1,1 \cdot B$
probeta de tracción compacta redonda	RCT	probeta de tracción cilíndrica con fisura inicial entallada radial y taladros de aplicación de fuerza dispuestos simétricamente a esta		$\left. \begin{aligned} a &\geq 2,5 \\ B &\geq 2,5 \\ W &\geq 50 \end{aligned} \right\} \cdot \left(\frac{K_{Ic}}{R_{es}} \right)^2$ $S = 0,4 \cdot D$ $D \geq 2,4 \cdot B$ $W = 0,75 \cdot D$

fig. 6.17: Probetas normales para la determinación de la tenacidad a la fisuración

de tensión máxima K_{max} al final de la oscilación inicial no tiene que sobrepasar

$$K_{max}/E \leq 10^{-2} \text{ mm}^{-1/2}$$

y
$$K_{max} \leq 0,6 K_Q$$

(Para la definición de K_Q ver cap. 6.6.2)

6.6.2 Realización y análisis de las experiencias

Se trazan curvas de fuerza/abertura de la grieta (curvas F, v) para una velocidad de aumento de la intensidad de la tensión en la región $16,6 \lesssim \dot{K} \lesssim 83,5 \text{ Nmm}^{-3/2} \text{ sec}^{-1}$. La apertura de la grieta v se mide con un captador especial de recorrido cuya construcción está representada esquemáticamente en la fig. 6.18. Se compone de dos piezas de resorte equipadas cada una con dos bandas extensométricas. Los extremos del captador se suspenden en filos atornillados en la probeta del ensayo de tenaciada a la fisuración en ambos lados de la entalla. El desplazamiento de los puntos de suspensión se determina con la conexión en puente representada en la fig. 6.18, en función de la fuerza que actúa.

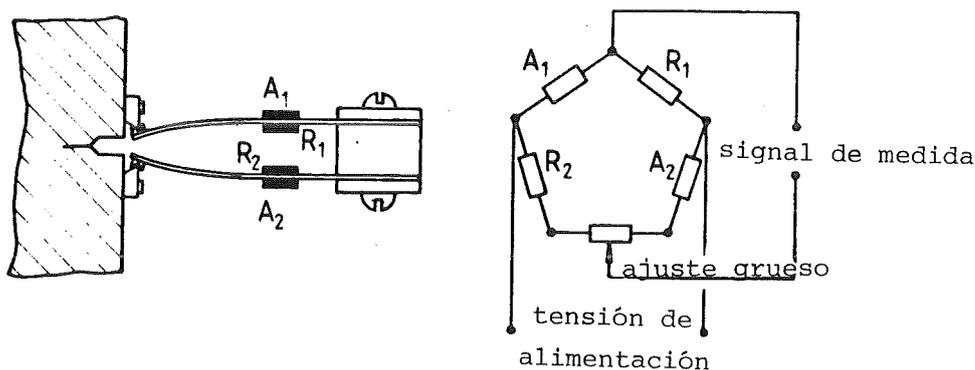


fig. 6.18: Captador de recorrido para la determinación de la apertura de la grieta, y conexión que se utiliza para la medición (crack opening displacement, COD)

En la determinación de las curvas de fuerza/abertura de la grieta pueden aparecer los 3 tipos de curvas representados esquemáticamente en la fig. 6.19.

Para el análisis, se traza la tangente T a la curva F, v que pasa por el origen de las coordenadas, y se traza la secante S inclinada un $X\%$ con respecto a T (5 % para probetas 3 PB y 4 % para probetas CT). Entonces se pueden definir

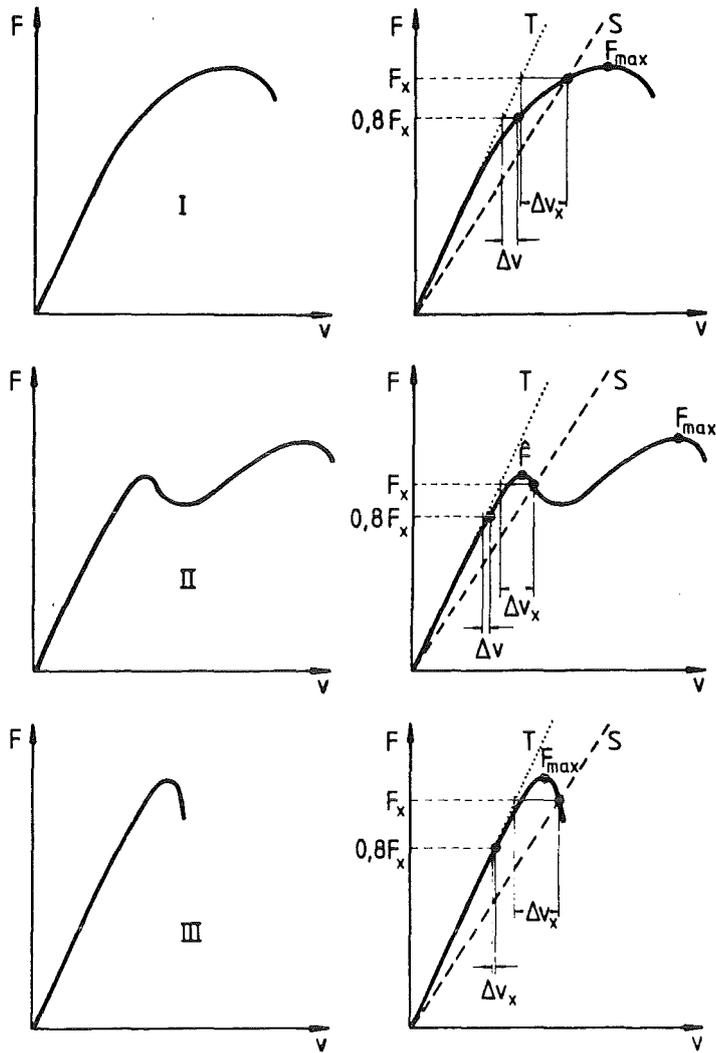


fig. 6.19: Tipos básicos de curvas de fuerza/abertura de la grieta (curvas F, v) en la determinación de K_{Ic}

claramente las fuerzas

$$F_x,$$

$$F = 0,8 \cdot F_x$$

y F_{max}

así como los incrementos del alargamiento de la grieta

$$\Delta v_x$$

y $\Delta v.$

Además en la probeta rota se tiene que medir la longitud a de la grieta que existía antes del ensayo de tenacidad a la fisuración (después del comienzo de la oscilación). Como se puede ver en la fig. 6.20, se forma para ello el valor medio a partir de las longitudes de grieta a_1 , a_2 y a_3 para $1/4$, $1/2$ y $3/4$ del espesor de la probeta:

$$a = \frac{1}{3} (a_1 + a_2 + a_3) \quad (1)$$

Para un ensayo de K_{IC} válido tienen que cumplirse las condiciones

$$a_i \gtrsim 0,95 a$$

y para las longitudes de grieta en los planos laterales

$$a_{si} \gtrsim 0,90 a.$$

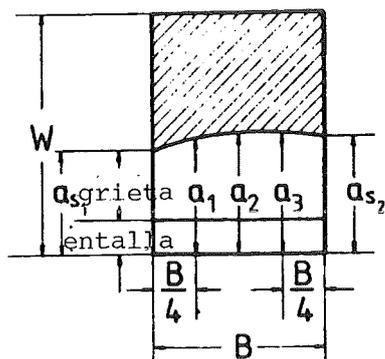


fig. 6.20: Definición de la longitud a de la grieta

Para la determinación de K_{IC} se procede entonces de la manera siguiente:

1) Determinación de la fuerza crítica F_Q decisiva para el alargamiento de la grieta, a saber:

- para el tipo de curva I como $F_Q = \hat{F}_x$,
- para el tipo de curva II como $F_Q = \hat{F}$ con $\hat{F} = F_x$,
- para el tipo de curva III como $F_Q = F_{max}$.

2) Demostración que

$$\Delta v \lesssim 0.25 \Delta v_x.$$

Recientemente basta también la condición simplificada

$$F_{\max} / F_Q \leq 1,10$$

3) Cálculo de K_Q :

a) Probeta de flexión en tres puntos (probeta 3 PB)

$$K_Q = \frac{F_Q \cdot S}{B W^{3/2}} \cdot f(a/W) \quad (2)$$

$$\text{con } f(a/W) = \frac{3(a/W)^{1/2} [1.99 - (a/W)(1-a/W)(2.15 - 3.93 a/W + 2.7(a/W)^2)]}{2(1+2a/W)(1-a/W)^{3/2}}$$

para $0.45 \leq a/W \leq 0.55$ y $0.25W \leq B \leq 1.0 W$
así como $S = 4 W$.

En la región $0 < a/W < 1$, $f(a/W)$ tiene una inexactitud $< \pm 0,5 \%$.

b) Probeta compacta (probeta CT)

$$K_Q = \frac{F_Q}{B W^{1/2}} \cdot f(a/W) \quad (3)$$

$$\text{con } f(a/W) = \frac{(2+a/W)[0.886 + 4.64 a/W - 13.32(a/W)^2 + 14.72(a/W)^3 - 5.6(a/W)^4]}{(1-a/W)^{3/2}}$$

para $0.45 \leq a/W \leq 0,55$ y $0,25W \leq B \leq 0,5W$.

En la región $0,2 \leq a/W < 1$, $f(a/W)$ tiene una inexactitud $< \pm 0,5 \%$.

c) Probeta compacta redonda (probeta RCT)

$$K_Q = \frac{F_Q}{B W^{1/2}} \cdot f(a/W) \quad (4)$$

$$\text{con } f(a/W) = \frac{(2+a/W)[0.76 + 4.8 a/W - 11.58(a/W)^2 + 11.43(a/W)^3 - 4.08(a/W)^4]}{(1-a/W)^{3/2}}$$

En la región $0,2 \leq a/W \leq 1$, la función de corrección $f(a/W)$ tiene una inexactitud de $\pm 0,5\%$.

4) Controlar si se cumple

$$K_Q \lesssim R_{es} \sqrt{\frac{a}{2,5}} \quad \text{o resp.} \quad R_{es} \sqrt{\frac{B}{2,5}}$$

5) Cuando se cumplen 2) y 4), K_Q es un valor válido de la tenacidad a la fisuración, y se tiene

$$K_Q = K_{Ic}$$

6) Cuando no se cumplen 2) y/o 4), K_Q no es un valor válido de la tenacidad a la fisuración, y el ensayo tiene que repetirse con una probeta que posee un espesor B más grande.

6.7 Formación y propagación de grietas bajo una carga oscilante

En los capítulos precedentes prácticamente hemos hablado solamente de la mecánica de la fractura en el contexto de la propagación inestable o espontánea. No hemos estudiado la propagación estable o resp. subcrítica de grietas. Esta puede producirse bajo un esfuerzo estático así como un esfuerzo alternativo y puede describirse con métodos de la mecánica de la fractura.

Aquí queremos solamente examinar rápidamente cual es el comportamiento de una probeta sin o con grietas frente a una carga oscilante bajo una función esfuerzo/tiempo definida en cuanto a su amplitud, forma y frecuencia. Para ello, se someten probetas experimentales a una carga oscilante de un solo paso, bajo determinadas condiciones marginales, y se determina entonces la energía disipada por ciclo de carga, o la propagación de la grieta por ciclo de carga, o el número de ciclos de carga hasta la rotura. Según que se conduzca el ensayo, se obtienen diagramas diferentes de la sollicitación y de la reacción. Cuando se realizan ensayos con tensión controlada con diferentes amplitudes de tensión σ_a y se determinan los números de ciclos de carga N_B que aparecen,

resulta el diagrama de Wöhler clásico que está representado esquemáticamente en la fig. 6.21 para una probeta llana de un acero no aleado en el estado normalizado. El material tiene una resistencia alternativa σ_w definida. Es la resistencia de un material que corresponde a una amplitud de tensión $\sigma_a = \sigma_w$ que el material soporta un número cualquiera de ciclos sin romperse. Para amplitudes de tensión $\sigma_a > \sigma_w$ aparecen números finitos de ciclos bajo carga hasta la rotura que disminuyen con el aumento de la amplitud de tensión. Para cada amplitud que origina la rotura aparecen estadios de fatiga característicos. Están marcados por A, B, C y D en la fig. 6.21. En el llamado estadio de fatiga libre de fisura inicial, A, los cambios de estado se producen dentro de todo el volumen de la probeta, homogéneamente o inhomogéneamente según el tipo de material. Al final de la región A se han formado en los granos superficiales propiedades de deformación características del fenómeno de fatiga.

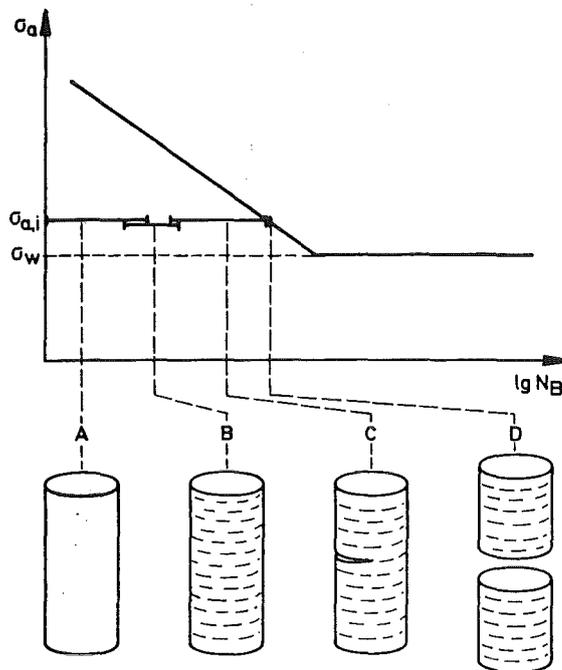


fig. 6.21: Curva de Wöhler del tipo I y estadios de fatiga en la región de la resistencia a la fatiga para una amplitud de tensión $\sigma_{a,i} > \sigma_w$. A = fase de fatiga libre de fisura inicial, B = fase de fisuración, C = fase de propagación estable de la fisura, D = fase de propagación inestable de la fisura

Pueden detectarse fisuras de fatiga microscópicas, y aumentan los casos de un desplazamiento de los procesos de deformación plástica determinantes para el fenómeno de fatiga, desde el volumen entero de la probeta hacia su superficie. La región inicial A pasa a la región de fisuración B, recubriéndola parcialmente. La densidad de las fisuras iniciales superficiales aumenta en la región B con el número de ciclos de carga, y los procesos de fatiga se desarrollan más y más en aquellas zonas de la probeta que se encuentran delante de las puntas de las microgrietas. En la mayoría de los casos una de estas microgrietas, que es la microgrieta preferida desde el punto de vista de la tensión normal, se alarga particularmente rápidamente a partir de un número determinado de ciclos de carga y se transforma en una macrogrieta. Ahora la fatiga ulterior se concentra sobre la zona plástica de esta grieta y origina un alargamiento estable de la grieta rigurosamente localizado. Se trata entonces del estadio de propagación de la fisura C. Durante una duración relativamente grande la grieta crece con un incremento definido de su longitud por ciclo de carga. Cuando la grieta de fatiga ha pasado por una área suficientemente grande de la sección, el primer cuarto de otro ciclo de carga basta normalmente para obtener la rotura por fatiga D por el alargamiento inestable de la grieta.

En la fig. 6.22 hemos representado los métodos de ensayo que se aplican hoy día en los ensayos de fatiga de un solo paso. Los estudios se realizan con control de tensión, control de la elongación total o control de la deformación plástica. Como las cargas alternativas sin deformación no producen una rotura por fatiga, en la fase de fatiga libre de fisura inicial nos interesan especialmente las relaciones entre la tensión y la deformación total y resp. plástica. Durante un ciclo de carga sin tensión media estas proporcionan en los ensayos mencionados las curvas de histéresis trazadas en el centro de la fig. 6.22. Según el estado y tipo del material

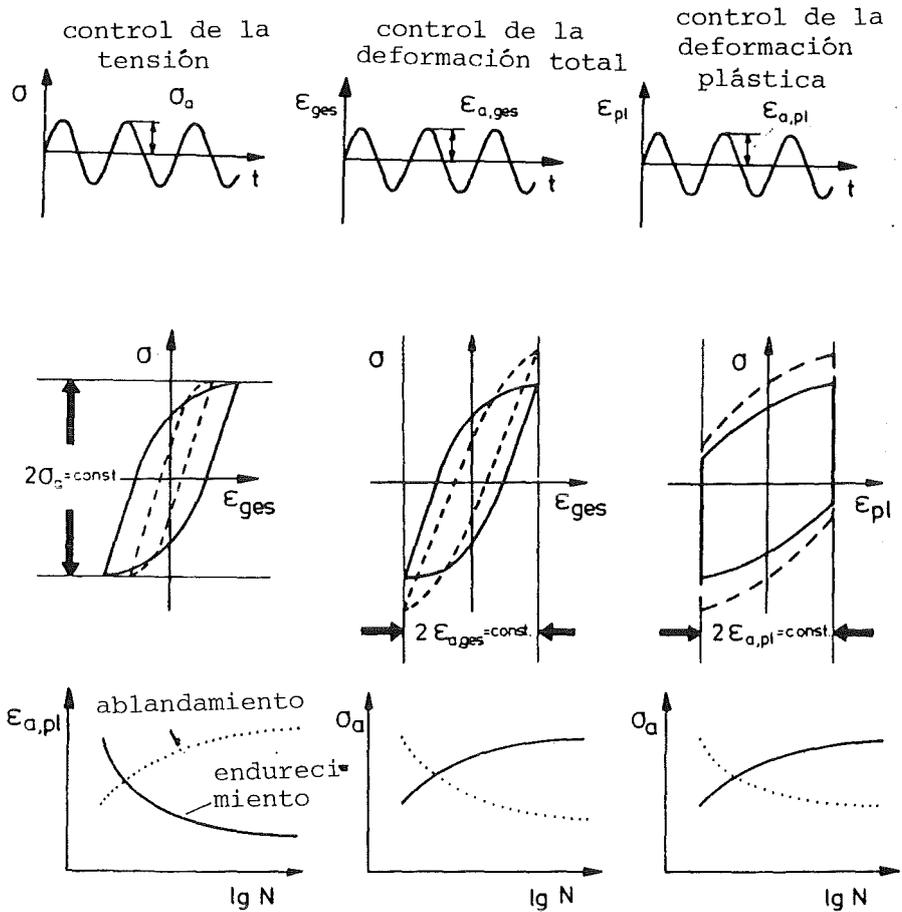


fig. 6.22: Efecto de diferentes métodos de ensayo en experiencias de resistencia a la fatiga sobre los resultados del estudio.

se desarrollan fenómenos de endurecimiento o de ablandamiento durante la carga alternativa inicial. De modo general se puede decir que en el endurecimiento (ablandamiento) crece (disminuye) la porporción de deformación plástica en la deformación total a costa de la parte de deformación plástica. Por ello, con una carga de fatiga con control de tensión la anchura de los ciclos de histéresis disminuye (aumenta) para $\delta = 0$, cuando se endurece (se ablanda) el material. En cambio, en los ensayos con control de la deformación total el endurecimiento (ablandamiento) origina un aumento (una disminución) de la amplitud de tensión, porque crece (disminuye) la deformación elástica. Esto se aplica análogamente a los ensayos con control de la deformación plástica. Las

curvas $\varepsilon_{a,p}$, $\lg N$ y resp. σ_a , $\lg N$ se llaman curvas de deformación alterna. Según que procesos de ablandamiento o de endurecimiento caractericen el proceso de fatiga inicial, tienen una marcha diferente (ver última línea de la fig. 6.22). En la fase inicial de la fatiga de ciertos materiales los procesos de ablandamiento y de endurecimiento pueden también aparecer sucesivamente. Los ejemplos típicos de esto son los aceros no aleados normalizados. Al final de la fase de fatiga sin fisura inicial, para amplitudes de tensión no demasiado grandes aparecen en los granos superficiales bandas de deslizamiento por fatiga típicas. En ellas se forman las microgrietas. Para amplitudes más grandes, son regiones próximas de los bordes de grano de las cristalitas superficiales que compiten con las bandas de deslizamiento por fatiga como lugares de fisuración. La fig. 6.23 muestra ejemplos típicos de las propiedades de deformación que existen en la región B en la ferrita superficial de probetas de acero de CK 22 normalizado sometidas a un esfuerzo alternativo de tracción/presión. A la izquierda - para una amplitud que proporcionaba una duración de $N_B \approx 7 \cdot 10^5$ - existen en la región B bandas de deslizamiento por fatiga con microgrietas, a la derecha - con una amplitud que proporcionaba una duración de $N_B \approx 6 \cdot 10^3$ - aparecen estructuras marcadas de bandas de deslizamiento y formación de fisuras iniciales en los bordes de grano.

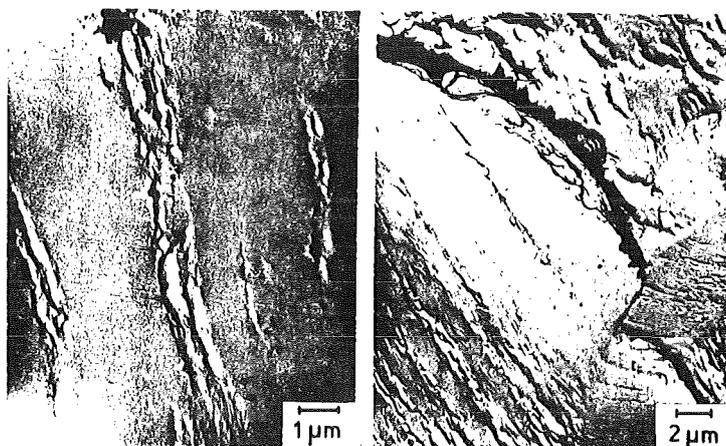


fig. 6.23: Fotografías tomadas por microscopía electrónica por transmisión de copialacas de las propiedades de deformación en la ferrita superficial del Ck 22 sometido a un esfuerzo alternativo. a) grietas en bandas de deslizamiento por fatiga ($\sigma_a = 160 \text{ N/mm}^2$, $N = 2,3 \cdot 10^5$, $N/N_B \approx 0,3$); b) grietas a lo largo de bordes de grano ($\sigma_a = 280 \text{ N/mm}^2$, $N = 3 \cdot 10^3$, $N/N_B \approx 0,5$).

La condición previa de la aparición de microgrietas en las regiones de granos son procesos de deslizamiento no completamente reversibles durante las fases de tracción y presión del esfuerzo alternativo en sistemas de deslizamiento vecinos de misma orientación o en sistemas de deslizamiento con orientación diferente que son activados alternativamente en la fase de tracción y presión del esfuerzo alternativo. Para el primer caso la fig. 6.24 muestra una imagen característica. Con el modelo de la parte superior de la imagen se ha comparado la topografía superficial real observada en una probeta de un policristal de cobre representada en la parte inferior.

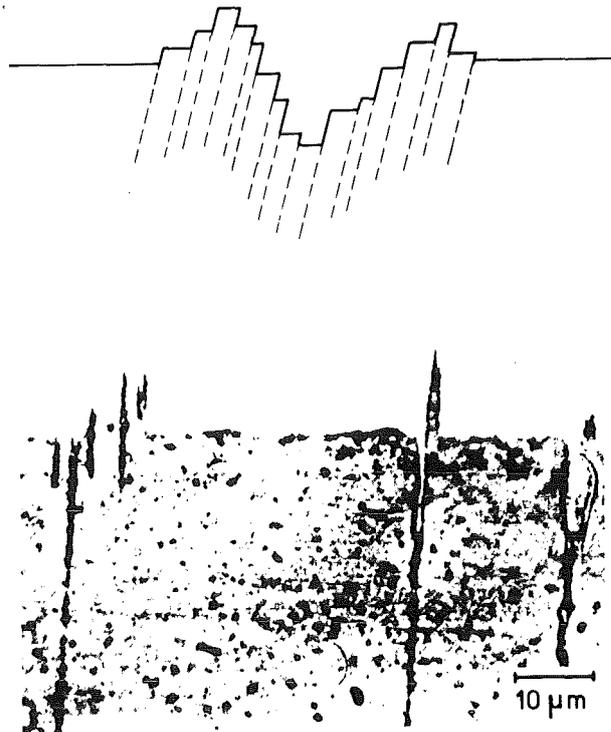


fig. 6.24: Topografía superficial característica de un policristal de cobre fatigado. a) esquema; b) corte poco inclinado frente a la superficie.

En el estadio de la propagación de la grieta, que está estudiado generalmente en probetas pre-entalladas especialmente para provocar la fisuración, los alargamientos de la grieta por ciclo de carga son tanto más grandes cuanto mayor es la amplitud de carga y la longitud de la grieta. La

relación de principio existente está esquematizada en la parte izquierda de la fig. 6.25. El campo de tensión delante de la punta de la grieta tiene que considerarse como factor esencial de la propagación de la grieta. Entonces la altura de cresta de la intensidad de tensión, definida según los principios de la mecánica de la fractura

$$\Delta K = \Delta \sigma \sqrt{\pi a} \cdot y \quad (1)$$

tendría que ser la magnitud que controla la propagación de la grieta. Siendo $\Delta \sigma = \sigma_o - \sigma_n = (F_o - F_n)/S_o$ la altura de cresta de la tensión ($\sigma_o =$ tensión máxima, $\sigma_n =$ tensión mínima), $a =$ la longitud de la grieta e $y =$ un factor de geometría (ver cap. 6.5). La utilidad de este concepto está demostrada en la parte derecha de la fig. 6.25. Allí, para las diferentes alturas de cresta $\Delta F_1 < \Delta F_2 < \Delta F_3 < \Delta F_4$ se han trazado las velocidades de propagación de la grieta da/dN que aparecen de modo doble logarítmico sobre la altura de cresta correspondiente de la intensidad de tensión K . Para valores medios de K resulta una relación lineal, de modo que se cumple una ley de la forma

$$\frac{da}{dN} = c (\Delta K)^m \quad (2)$$

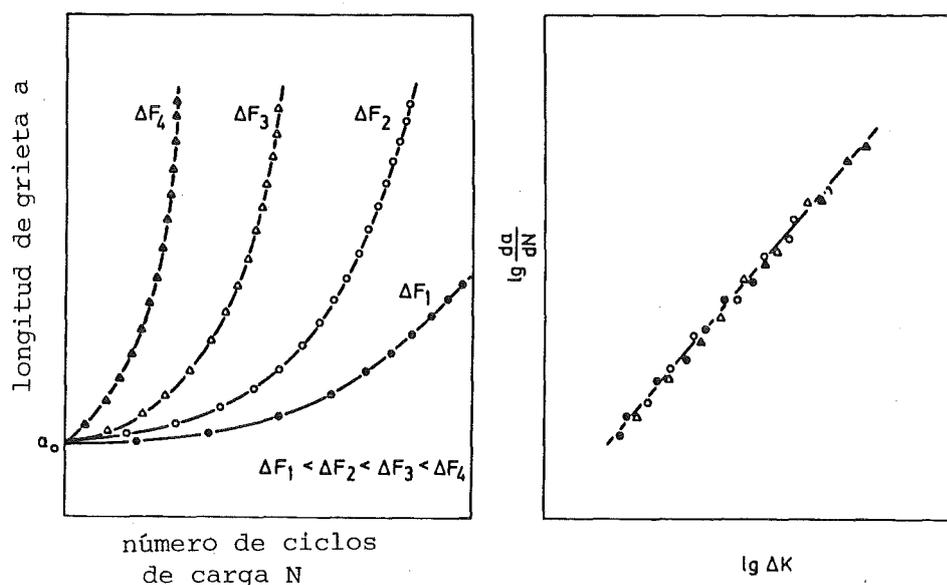


fig. 6.25: Longitud de la grieta a en función del número de ciclo de cargas N (a la izquierda) y velocidad de propagación de la grieta da/dN en función de la altura de cresta de la intensidad de tensión ΔK (derecha) en la propagación estable de grietas

Además de este estadio medio de la propagación de grietas se tienen que distinguir otros dos estadios, como lo muestra la fig. 6.26. Con la disminución de ΔK , la velocidad de alargamiento de la grieta disminuye rápidamente en la región I y se acerca de un valor inmediblemente pequeño para un ΔK_{lim} que corresponde a una amplitud límite K_{lim} de la intensidad de tensión. En cambio, para grandes alturas de cresta de la intensidad de tensión aparece en la región III una propagación acelerada de la grieta cuando la amplitud de la intensidad de tensión se acerca de la tenacidad a la fisuración K_c .

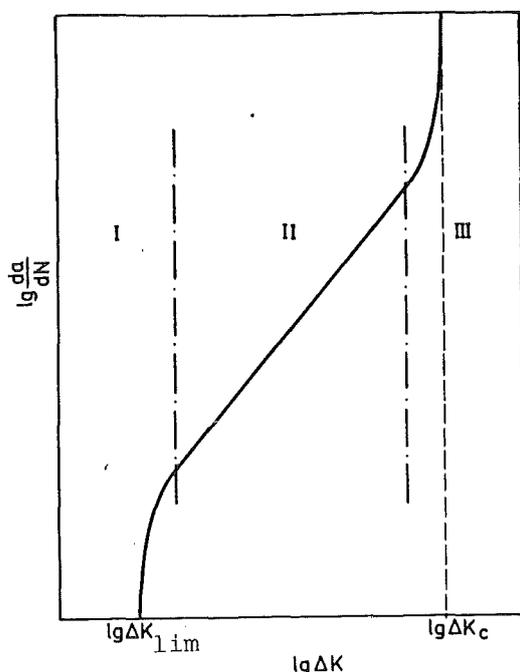


fig. 6.26: División en regiones para diagramas $\lg da/dN$, $\lg \Delta K$

La ec. (2) tiene que modificarse para grandes valores de ΔK (región III), porque para $K_0 \rightarrow K_c$ la velocidad de propagación de la grieta aumenta extraordinariamente. Para este caso conviene una relación que tiene cuenta el valor K_c y la relación de la tensión media

$$R^* = \frac{\sigma_u}{\sigma_0} = \frac{K_u}{K_0} \quad (3)$$

Se tiene

$$\frac{da}{dN} = \frac{c(\Delta K)^m}{K_C(1-R^*) - \Delta K} \quad (4)$$

Según la ec. (3) está $\Delta K = K_O(1 - R^*)$. Para $K_O \rightarrow K_C$, $da/dN \rightarrow \infty$ lo que coincide con el resultado experimental.

6.8 Algunos parámetros que influyen sobre características mecánicas de la fractura

En el capítulo siguiente presentaremos como ejemplos algunos resultados experimentales que demuestran la complejidad de la influencia de diferentes parámetros sobre la propagación estable o inestable y sobre la tenacidad a la fisuración. Entre los 4 sectores influyentes que son la sollicitación, el estado, la geometría y el ambiente del material en que pueden clasificarse los diferentes factores influyentes, como lo hemos comentado en el cap. 5, seleccionaremos un ejemplo de cada uno, de un factor que influye sobre K_{IC} y sobre da/dN .

El estudio y la valoración del conjunto de los resultados experimentales disponibles muestra que en muchos casos los procesos que para una intensidad de tensión K o resp. una altura de cresta de la intensidad de tensión K dadas reducen el límite elástico aparente R_{es} , originan un aumento de la zona plástica r_{pl} delante de la punta de la grieta y con esto también un aumento de la resistencia a la fisuración. Por consiguiente se necesitan mayores valores críticos de G_C y K_C para la propagación inestable de la grieta. En la propagación estable bajo una carga alternativa este comportamiento origina generalmente velocidades de propagación de grietas da/dN menores.

6.8.1 Ejemplos de factores que influyen sobre la tenacidad a la fractura

En la fig. 6.27 se ha trazado para un acero de construcción simple (St 37-3) la variación del límite elástico aparente

R_{eL} y de la intensidad de tensión crítica (tenacidad a la fractura) K_{IC} en función de la temperatura para temperaturas entre -196°C y 25°C [1]. Mientras que R_{eL} disminuye con el aumento de la variación con la temperatura, K_{IC} crece con T . Para temperaturas $< -135^{\circ}\text{C}$ se cumple el criterio del espesor de la mecánica de la fractura lineal-elástica $B \geq 2,5 (K_{IC}/R_{es})^2$. Solamente en este caso K_{IC} es idéntico a la tenacidad a la fisuración K_{IC} .

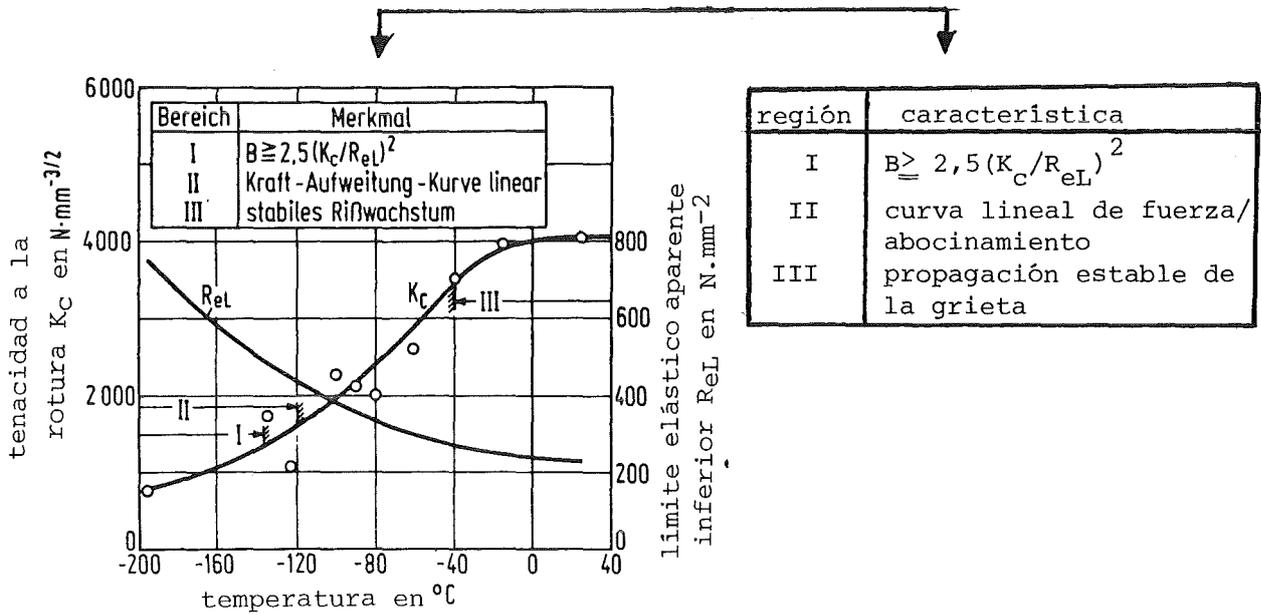


fig. 6.27: Intensidad de tensión crítica K_{IC} y resp. tenacidad a la fisuración K_{IC} y límite elástico aparente R_{eL} del acero de construcción St 37-3 en función de la temperatura (tamaño del grano $d = 25 \mu\text{m}$, espesor de la probeta $B = 18 \text{ mm}$) [1].

El aumento del valor de K_{IC} que se observa con el aumento de la temperatura está también confirmado por la fig. 6.28. Allí, en una representación tridimensional se ha trazado la tenacidad a la fisuración del acero de construcción de grano fino, altamente resistente y soldable StE 47 (0,27 % C, 0,31 % Si, 1,48 % Mn, 0,66 % Ni, 0,20 V; R_{es} (295 K) $\approx 500 \text{ N/mm}^2$, R_{es} (78 K) $\approx 900 \text{ N/mm}^2$ en función de la anchura W de la probeta y del espesor B de la probeta [2]. En la región marcada por ①

los valores K_{IC} son válidos. En la región (2) se cumplen las condiciones de geometría exigidas por ASTM ($B, \frac{W}{2}, W - a > 2,5 (K_{IC}/R_{es})^2$) en lo referente a la anchura W de la probeta, pero no para el espesor de la probeta. En la región (3) no se alcanzan estas condiciones en lo referente a las dimensiones B y W . Por lo tanto la disminución de la anchura de la probeta origina valores de K_C menores, y la disminución del espesor de la probeta origina valores K_C mayores.

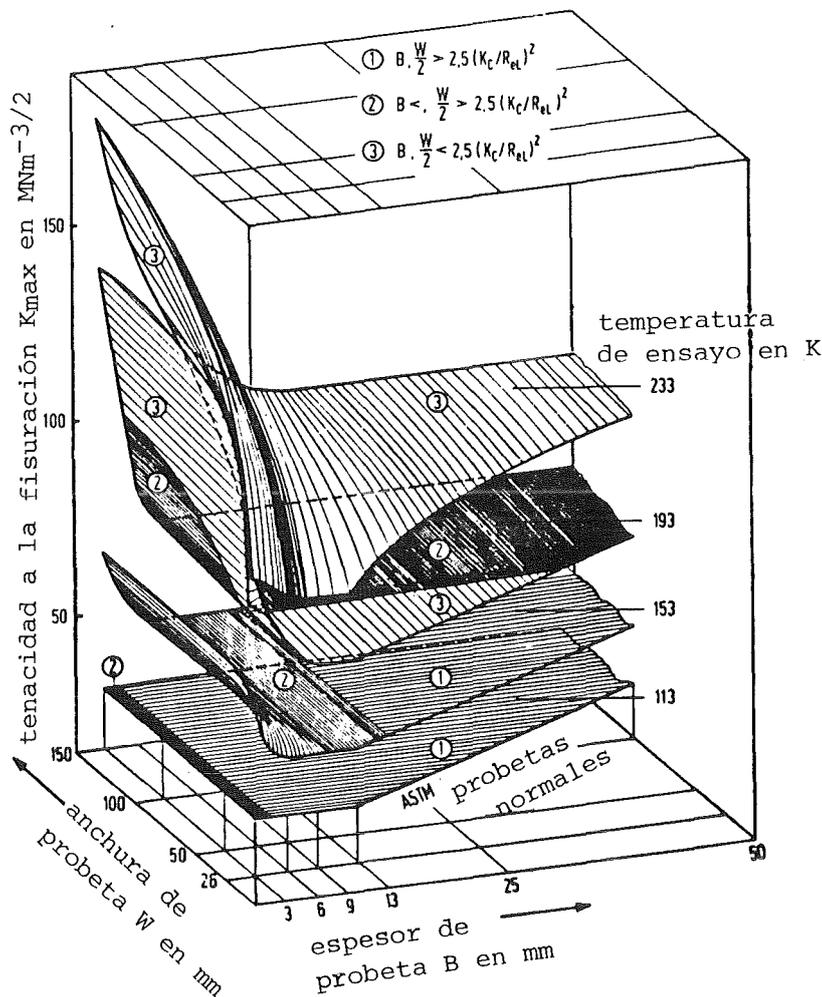


fig. 6.28: Intensidad de tensión crítica K_C y tenacidad a la fisuración K_{IC} del acero de construcción StE 47 en función de la anchura de la probeta W y del espesor de la probeta B para varias temperaturas [2].

Para una temperatura dada se observa generalmente una disminución de la tenacidad a la fisuración relacionada con el aumento del límite elástico aparente o de la resistencia a

la tracción. Solamente en el caso de aleaciones endurecibles y algunos materiales fundidos se observan excepciones. La fig. 6.29 muestra la región K_{IC} , $R_{p0,2}$ cubierta por aleaciones de aluminio de resistencia alta y media a la temperatura ambiente [3]. Entre todas las aleaciones básicas de aluminio, las aleaciones AlZnMg(Cu) tienen para límites elásticos 0,2 comparables, los mayores valores K_{IC} . En los

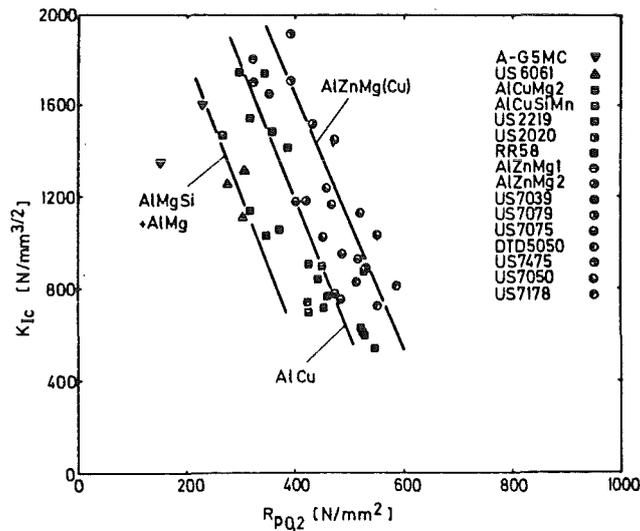
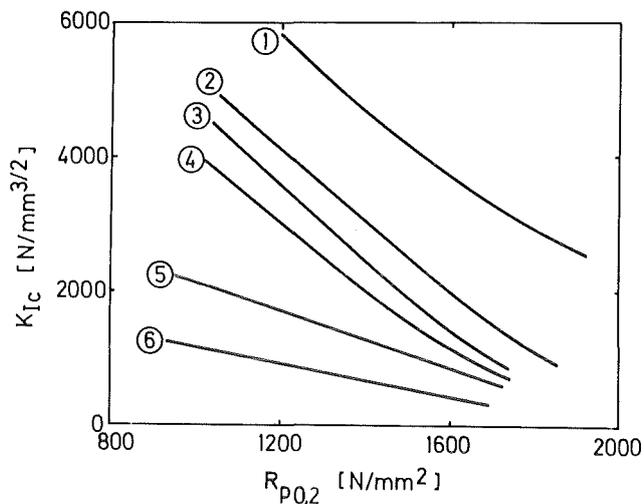


fig. 6.29: Tenacidades a la fisuración de aleaciones de aluminio en función del límite elástico 0,2, $R_{p0,2}$ [3].

materiales básicos de hierro los valores R_{es} y resp. $R_{p0,2}$ son también variables sobre grandes regiones mediante un tratamiento térmico. Como lo confirma la fig. 6.30, se observa también una disminución de K_{IC} con el aumento del límite elástico 0,2 para varios aceros [4]. En el acero marcado por (1) esta variación se obtiene por temple martensítico y revenido en combinación con un endurecimiento, en los aceros mejorados (2) hasta (6) por temple martensítico y revenido. La fig. 6.31 muestra para los aceros (5) 90 MnV8 y (6) X210Cr13 las modificaciones de los valores K_{IC} a la temperatura ambiente que pueden obtenerse por revenido después del temple [4]. El aumento de la temperatura de revenido origina un aumento de K_{IC} . El acero mejorado altamente aleado X210Cr13



- (1) X1 NiCoMo 18 7 5
- (2) 37 NiCr 7 3
- (3) 35 NiCr 7 4
- (4) X44 CrMoV 5 1
- (5) 90 MnV 8
- (6) X210 Cr 13

fig. 6.30: Tenacidades a la fisuración de aceros en función de $R_{p0.2}$ [4]

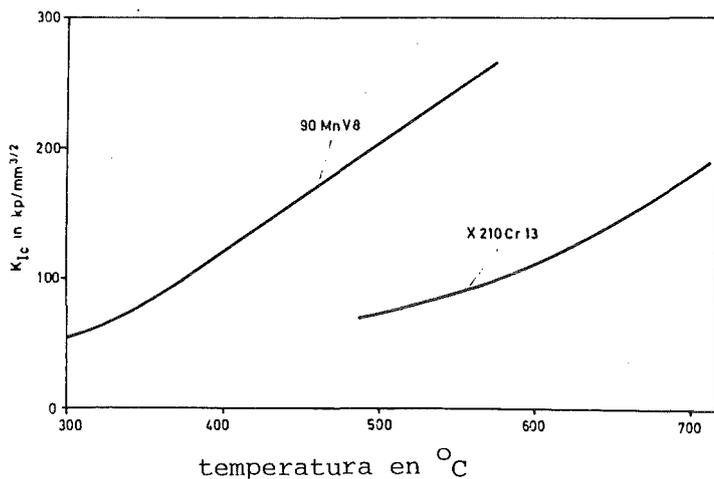


fig. 6.31: Influencia de la temperatura de revenido sobre los valores K_{Ic} determinados a la temperatura ambiente, de los aceros mejorados 90MnV8 y X210Cr13 [4]

presenta valores de K_{IC} no mayores que $2000 \text{ N/mm}^{3/2}$ ($\cong 200 \text{ kp/mm}^{3/2}$) aún después de un revenido a $700 \text{ }^\circ\text{C}$.

El deterioro por irradiación debido al bombardeo neutrónico origina en los aceros cambios del comportamiento a la rotura. Por ello, para dimensionar vasijas de presión de reactores, donde se utiliza por ejemplo el acero de construcción de grano fino mejorado por agua del tipo 20MnMoNi55, tienen que tomarse en cuenta los cambios del K_{IC} con la dosis neutrónica. La fig. 6.32 representa para el material 22MnMoNi52 la variación del límite elástico aparente y de la tenacidad a la fisuración con la temperatura, en el estado no irradiado y en el estado irradiado con $2,4 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$ a $280 \text{ }^\circ\text{C}$ [5]. La irradiación por neutrones origina un aumento del límite elástico aparente asociado con una disminución de la tenacidad a la fisuración.

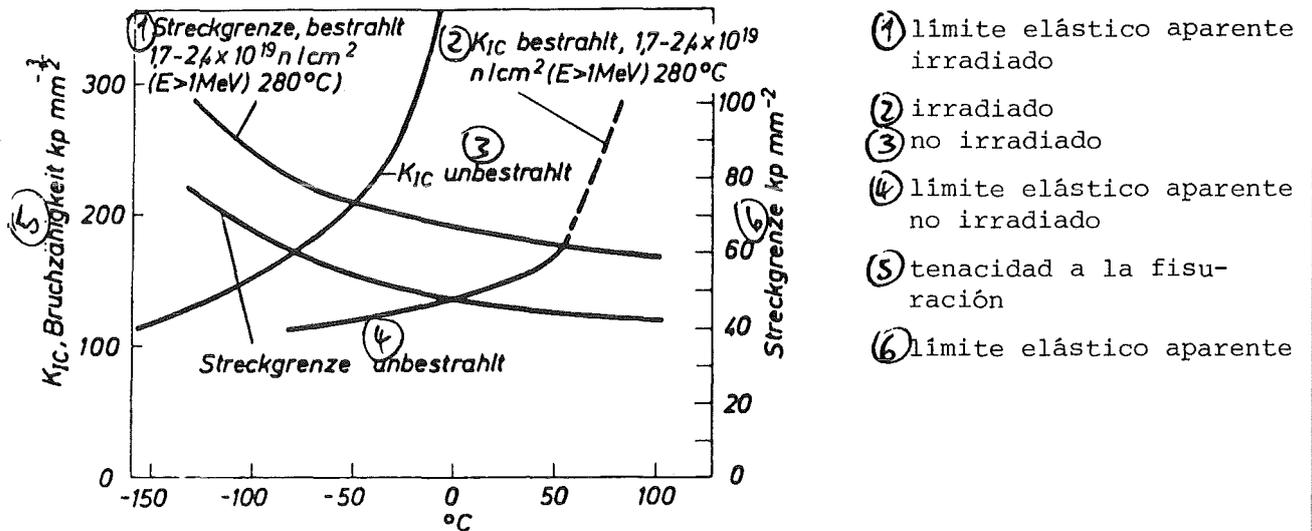


fig. 6.32: Variación del límite elástico aparente y de la tenacidad a la fisuración en función de la temperatura de un acero de construcción para reactores del tipo 22MnMoNi52 no irradiado e irradiado por neutrones a $280 \text{ }^\circ\text{C}$ [5].

Después de los ejemplos de la influencia de la sollicitación, de la geometría y del estado del material daremos además un ejemplo de la influencia del ambiente del material sobre la intensidad de tensión crítica. Los ensayos propios de la tenacidad a la fisuración bajo la influencia de los medios

son raros. Generalmente se efectúan ensayos vibratorios de amplitud casi nula con probetas similares a las de los ensayos de tenacidad a la fisuración. La importancia de las probetas experimentales agrietadas para el estudio de la corrosión por tensofisuración resulta de los resultados experimentales indicados en la fig. 6.33. Para probetas agrietadas de TiAl8Mo1V1 se han representado allí las intensidades de tensión que originan la rotura en una solución de 3,4% NaCl, en función del tiempo de rotura [6]. Bajo condiciones normales (indicadas para un tiempo de rotura de 1 min) el material tiene una tenacidad a la fisuración $K_{IC} \approx 3200 \text{ N/mm}^{3/2}$. Después de la acción de unos pocos minutos de la solución de NaCl, la intensidad de tensión necesaria para la rotura ha disminuido hasta aproximadamente 1200 N/mm^2 . Cuando se reduce aún más la intensidad de tensión eficaz, el tiempo de rotura sube otra vez a valores muy grandes. Esto demuestra que existe un valor límite de la intensidad de tensión debajo de lo cual no puede observarse ningún efecto del medio ambiente sobre el comportamiento mecánico de probetas de material agrietadas. Este valor límite se llama K_{Isc} , donde scc está la abreviatura de stress-corrosion-cracking e I indica el modo de abertura de la grieta bajo la sollicitación. Por ello, en el caso de procesos de propagación de grietas influenciados por el ambiente, las intensidades de tensión eficaces K de probetas agrietadas tienen que evaluarse diferentemente. Para $K > K_{IC}$ se produce inmediatamente la rotura como consecuencia de la propagación inestable de la grieta durante la primera sollicitación. Para $K_{Isc} < K < K_{IC}$ se produce una propagación subcrítica de la grieta que después de un cierto tiempo origina la rotura. La rotura se produce cuando la longitud de la grieta ha crecido tanto que K alcance el valor K_{IC} medido en un ambiente neutro. Finalmente para $K < K_{Isc}$ no se produce ninguna rotura aun cuando el medio ambiente haya actuado mucho tiempo. Cuando se mide para $K_{Isc} < K < K_{IC}$ la velocidad de propagación de la grieta da/dt en función de la intensidad de tensión, se obtiene el

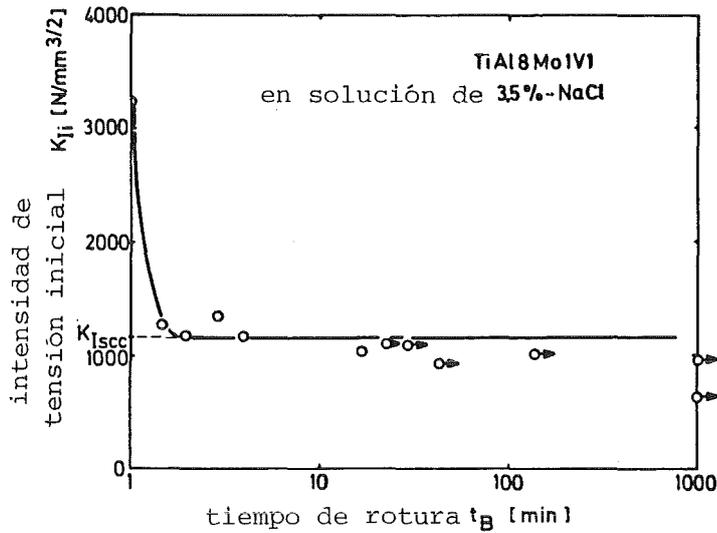


fig. 6.33: Intensidad de tensión inicial K_{Ii} en función del tiempo de rotura para TiAl8Mo1V1 en una solución de 3,5 % de NaCl [6].

resultado representado en la fig. 6.34 cuando se traza $\lg da/dt$ sobre K . Se reconocen tres regiones de solici-tación típicas de la propagación de grietas, marcadas por I, II y III. En la región I existe una fuerte influencia de la intensidad de tensión sobre la velocidad de propagación de la grieta. Pequeños aumentos de K originan grandes aumentos de da/dt . En la región II se mide una velocidad de prolonga-ción de grieta casi constante a través de una zona K relativa-mente grande. Por fin en la región III da/dt aumenta otra vez fuertemente para pequeños cambios de K hasta que se pro-duzca la rotura inestable para $K = K_{Ic}$.

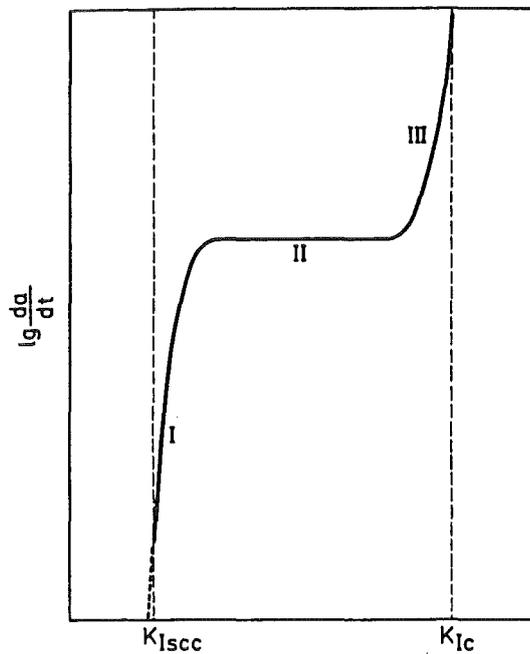


fig. 6.34: Velocidad de propagación de grietas da/dt bajo la acción de medios ambientes en función de la intensidad de tensión K (esquemáticamente)

intensidad de tensión K

6.8.2 Factores que influyen sobre la propagación estable de grietas bajo una carga oscilante

En la fig. 6.35, parte izquierda, hemos recogido curvas de propagación de grietas (curvas da/dN , ΔK) para aceros de carbono no aleados con un contenido de C de 0,01 hasta 1,02 % en peso [7]. En el estado normalizado las probetas se someten a un esfuerzo de tracción pulsatoria en el ensayo de flexión en tres puntos. Aparecen curvas de propagación de grietas en forma de S que pueden repartirse aproximadamente en las tres regiones mencionadas en el cap. 6.7. En la parte derecha se han trazado los valores da/dN sobre el contenido de carbono para un corte para $\Delta K = 300 \text{ N/mm}^{3/2}$. Además se han introducido allí valores medidos suplementarios para otra sollicitación ($\sigma_o = 240 \text{ N/mm}^2$, $\sigma_u = 35 \text{ N/mm}^2$) para $\Delta K = 600 \text{ N/mm}^{3/2}$. A pesar de la dispersión relativamente grande de los valores medidos puede observarse un aumento de la velocidad de propagación de grietas da/dN con el aumento del contenido de carbono. Las pendientes m de la relación

$$da/dN = c (\Delta K)^m$$

en la región II (ver cap. 6.7, ec. 2) no indican influencia significativa del contenido de C. Se obtiene $m = 4,0 \pm 0,8$.

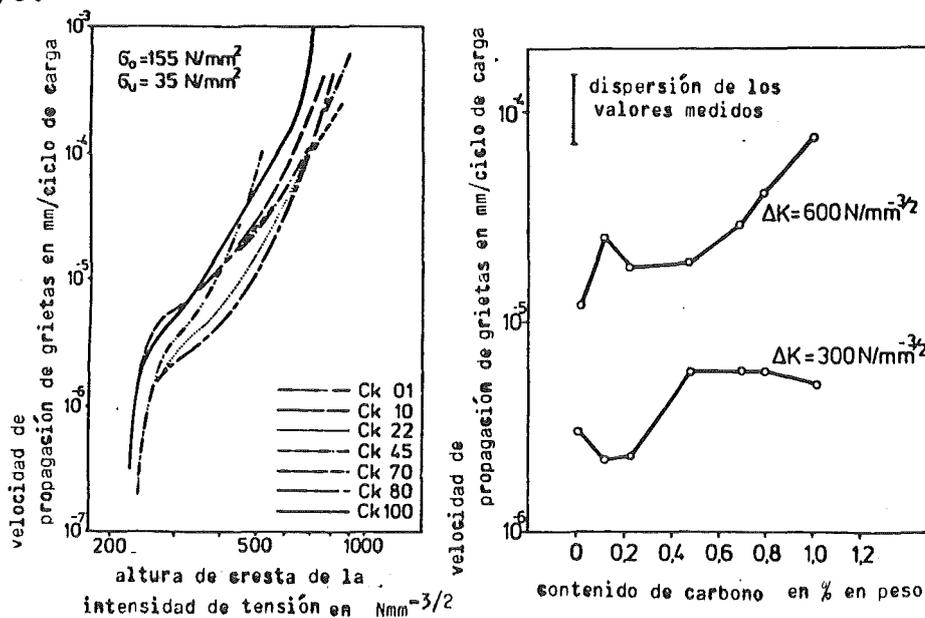


fig. 6.35: Velocidad de propagación de grietas da/dN de aceros normalizados sometidos a un esfuerzo de tracción pulsatoria en función de la altura de cresta de la intensidad de tensión (parte izquierda) y del contenido de carbono (parte derecha) [7].

En la fig. 6.36 hemos representado valores medidos para la región II de las curvas $da/dN, \Delta K$ de materiales metálicos de diferentes estructuras cristalinas [8]. Para ΔK iguales, da/dN difiere hasta en tres órdenes de magnitud. Para $da/dN = \text{const.}$, ΔK cambia hasta en un factor 6. Para una normalización de los valores de abscisas a $\Delta K/E$ con E como módulo de elasticidad, todos los datos pueden describirse por una recta de compensación, lo que se ve en la fig. 6.37.

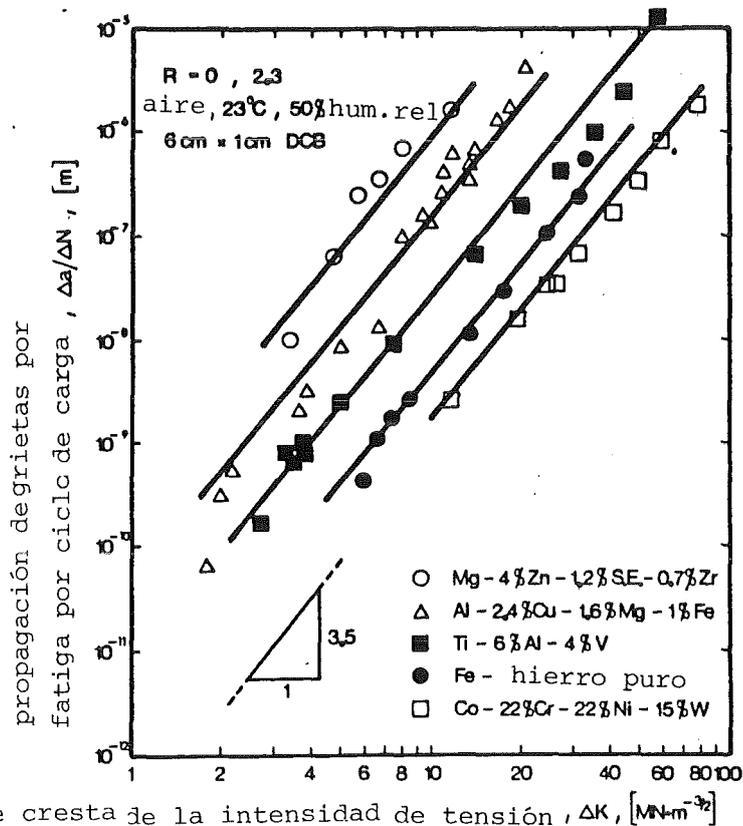


fig. 6.36: Curvas de propagación de grietas de diferentes materiales [8].

Parece que el módulo de elasticidad tiene una influencia determinante sobre el crecimiento de grietas por fatiga. Este resultado es válido con la condición que da/dN se encuentre en la región II, que la propagación de la grieta se produzca de modo transcristalino debido a un deslizamiento alternativo y que no haya grietas que se ramifican [8].

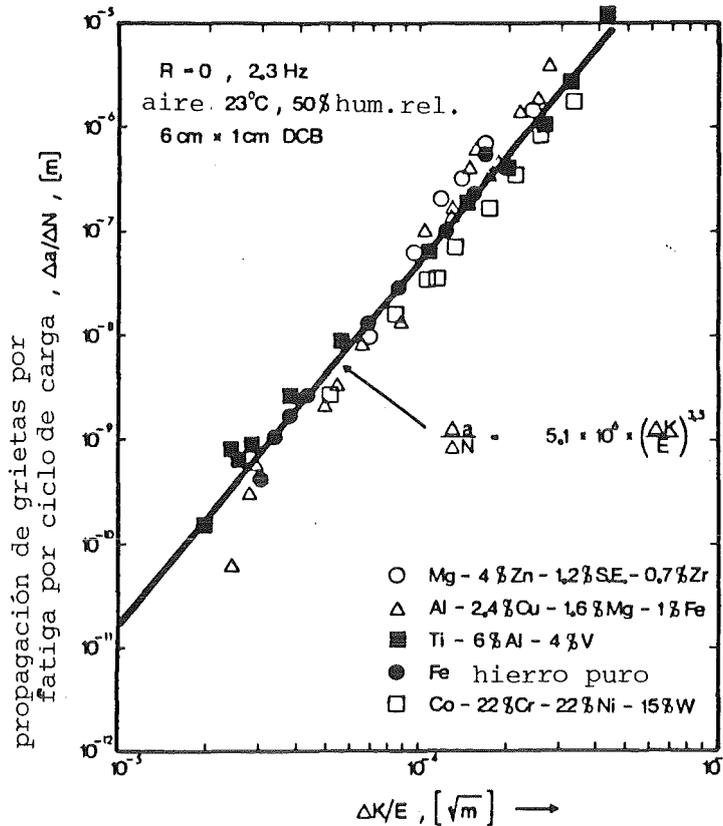


fig. 6.37: Curvas $da/dN, \Delta K/E$ de varios materiales [8]

La relación tensión mínima-tensión máxima $R^* = \sigma_u / \sigma_o$, un parámetro que entra en el grupo sollicitación del material, está representada en la fig. 6.38 en lo referente a su efecto sobre las curvas $da/dN, \Delta K$ del acero mejorada para palas de la turbina X20Cr13 [9]. Para $\Delta K = \text{const.}$ aparece con el aumento del valor R^* una propagación más rápida de la grieta. Cada una de las pendientes de las regiones de curva lineales (región II) está dada por $m \approx 2$. El valor límite inferior para ΔK , debajo de lo cual no aparece ninguna propagación de grieta, se desplaza a la izquierda, hacia menores valores de ΔK , a medida que crece R^* .

En los procesos de fatiga influenciados por el ambiente aparece una dependencia marcada de la frecuencia. Esto está confirmado por la fig. 6.39 para un acero mejorado del

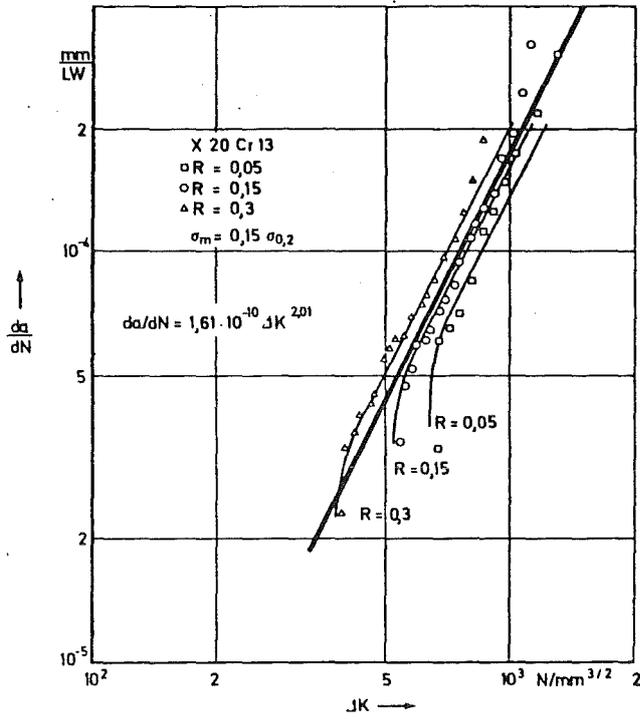


fig. 6.38: Curvas $da/dN, \Delta K$ del acero X20Cr13 para varias relaciones de tensión mínima-tensión máxima $R^* = \sigma_u / \sigma_o$ [9]

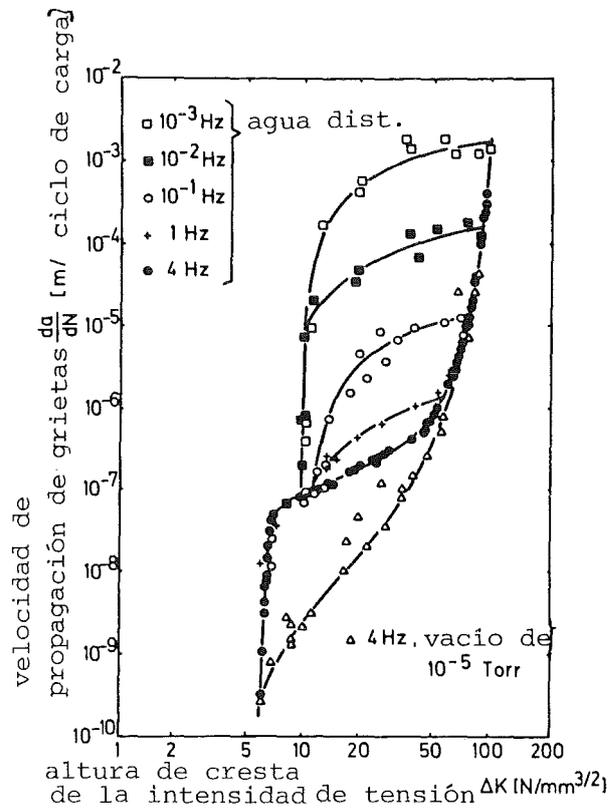


fig. 6.39: Influencia de la frecuencia sobre la propagación de grietas por fatiga en un 34Ni CrMo7 4 en agua destilada [10]

tipo NiCrMo 74 [10]. Se ha comparado la curva $da/dN, \Delta K$ determinada en el ensayo de tracción pulsatoria con 4 Hz en el vacío de 10^{-5} Torr, con las curvas correspondientes obtenidas en agua destilada con 4, 1, 0.1, 0.01 y 0.001 Hz. Para la misma altura de cresta de la intensidad de tensión aparece una velocidad de propagación de la grieta tanto más rápida cuanto más baja es la frecuencia de ensayo.

Literatura sobre el cap. 6.8:

- [1] W. Dahl, W.-B. Kretschmann, Arch. Eisenhüttenwes. 47 (1976), 313/318
- [2] W. Dahl, H.-Ch. Zeislmair, Arch. Eisenhüttenwes. 51 (1980), 7/14
- [3] F. Ostermann, Fortschr.-Ber. VDI-Z., Reihe 5, Nr. 20 (1975), 34
- [4] G. Feddern, Dr.-Ing. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1973
- [5] C.W. Hunter, J.A. Williams, Nuclear Engineering and Design 17 (1971), 131
- [6] B.F. Brown, Mater. Rest. Stand. 6 (1966), 129/133
- [7] D.P. Pilo, Dr. Ing. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1979
- [8] M.O. Speidel, in "Gefüge und Bruch", Borntraeger-Verlag, Stuttgart, 1976, S. 163/189
- [9] P.H. Effertz, R. Frank u. L. Hagn, in "Bruchuntersuchungen und Schadenklärung", Allianz Versicherungs-AG, München, 1976, S. 12/22
- [10] M.O. Speidel, in "Temperatur und Festigkeit in thermischen Strömungsmaschinen", Nachdiplomkurs an der ETH Lausanne, 1976.

6.9 Perspectivas de la mecánica de rotura de fluencia

Resulta de las explicaciones dadas hasta ahora que la zona plástica que aparece en la punta de la grieta, en la determinación de K_{IC} , tiene que ser suficientemente pequeña comparada con las dimensiones de la probeta. Cuanto más grande sea el límite elástico aparente R_{es} , tanto más fácilmente se cumple la condición de una zona plástica pequeña. Para la aplicabilidad de la mecánica de la fractura lineal-elástica se ha mostrado útil la relación entre el módulo de elasticidad y el límite elástico aparente E/R_{es} [1]. En el caso de materiales con $E/R_{es} \lesssim 150$ el estudio de mecánica de la fractura no plantea ningún problema y se muestra superior a todos los otros métodos para el análisis del comportamiento a la rotura de probetas agrietadas. Estos materiales son entre otros los aceros endurecibles martensíticamente, los aceros templables por conformación austenítica, aceros mejorados en estados altamente resistentes, ciertas elaciones de titanio y aleaciones de aluminio altamente resistentes. Pero para materiales con $150 < E/R_{es} < 300$ la aplicación de la mecánica de la fractura lineal-elástica está limitada a aquellos casos en que las zonas plásticas relativamente grandes se encuentran dentro de elementos de construcción con dimensiones muy grandes como p.ej. en aceros para vasijas de presión o para rotores. Para materiales con $E/R_{es} > 300$ como p.ej. aceros de construcción, la aplicación de la mecánica de la fractura lineal-elástica ya no es posible en la práctica, excepto para estudios básicos. Las mayores dimensiones de las probetas ocasionan un trabajo muchas veces no justificable para la fabricación y preparación de las probetas y en el ensayo de tenacidad a la fisuración. En la tabla 6.4 hemos indicado algunos valores numéricos para un acero mejorado (16MnCr5) para documentar lo antes dicho. Según esta, a la temperatura ambiente, para un límite elástico aparente de 500 N/mm^2 y una tenacidad a la fisuración de $5000 \text{ N/mm}^{3/2}$ se puede contar con una zona plástica con una extensión de 6 mm aproximadamente. Para obtener valores K_{IC}

válidos se necesitan probetas de por lo menos 250 mm de ancho que en el caso de probetas CT proporcionan masas mínimas de la probeta de 710 kg aproximadamente. La fuerza F_Q que tiene que determinarse para la definición de las curvas F, v es por consiguiente de aproximadamente 3 MN = 300 to. Con esto se alcanzan los límites de la determinación de rutina de K_{IC} . Por ello, en los últimos años se han desarrollado métodos correspondientes que permiten la determinación

Tabla 6.4: Algunos valores numéricos de mecánica de la fractura para el acero 16MnCr5 en el estado mejorado

magnitud característica	fórmula	T = 150 °C	T = 20 °C
R_{es} [N/mm ²]		900	500
K_{IC} [N/mm ^{3/2}]		1000	5000
zona plástica w^{EDZ} = 2 r_{pl} [mm]	$\frac{(1-2\nu)^2}{\pi} \cdot \left(\frac{K_{IC}}{R_{es}}\right)^2$	0,08	6,2
B_{min} [mm]	$2,5 \left(\frac{K_{IC}}{R_{es}}\right)^2$	3,1	250
longitud L [mm] de probetas CT	$2,4 \cdot B_{min}$	7,4	600
masa m_{min} [g]		1,3	$7,1 \cdot 10^5$
fuerza crítica F_Q [N]	$B \cdot \sqrt{w} \cdot K_{IC} / y$ ($y=9,66$)	800	$2,9 \cdot 10^6$

indirecta de la tenacidad a la fisuración también con probetas mucho más pequeñas. Como la condición $r_{pl} \ll B$ ya no está cumplida, se habla de la mecánica de la fractura elástica-plástica o de la mecánica de la rotura de fluencia. Mediante un ejemplo en que K_{IC} de un 16 MnCr5 mejorado está representado en función de la temperatura [2], la fig. 6.40 muestra que los valores determinados con la mecánica de la fractura K coinciden muy bien con los valores K_{IC} determinados por algunos métodos -no todavía normalizados- de la mecánica de rotura de fluencia (I - método integral, método δ_c = método COD, método de las energías equivalentes, método G generalizado).

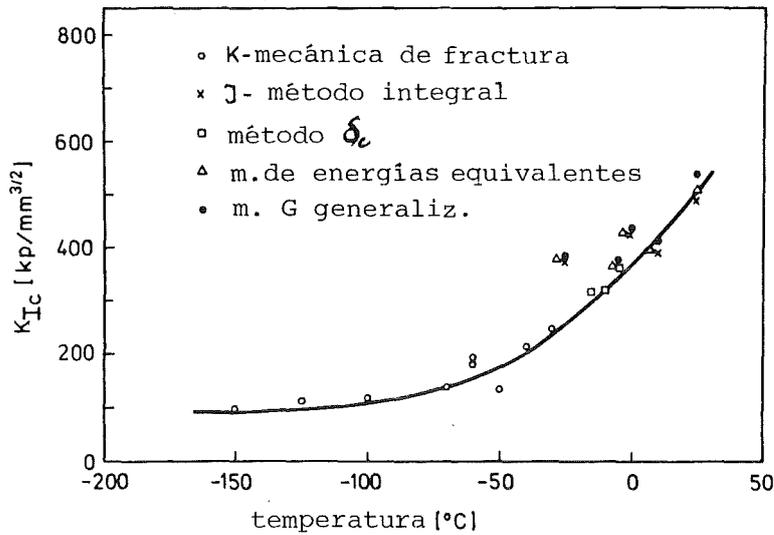


fig. 6.40: Valores de K_{Ic} del 16MnCr5, determinados con varios métodos, en función de la temperatura [2]

En lo que sigue presentaremos dos métodos para la aplicación de los cuales existen ya proposiciones de normas o directivas de ensayo.

Método COD

El abocinamiento de la grieta en su punta δ (Crack Opening Displacement = COD) constituye el criterio de rotura más viejo de la mecánica de rotura de fluencia. Como antes de la propagación de la grieta aparece una deformación plástica bastante grande delante de la punta de la grieta, que origina el embotamiento y abocinamiento de la grieta, es muy natural considerar este desplazamiento de los bordes de la grieta como criterio de la resistencia del material al alargamiento de la grieta. Baja una carga se tiene para el abocinamiento de grietas según Dugdale

$$\delta = \frac{8 R_{es} \cdot a}{\pi E} \ln \sec \frac{\pi \sigma}{2 R_{es}} \quad (1)$$

y para $\sigma/R_{es} < 0,6$ se tiene aproximadamente

$$\delta = \frac{\pi \sigma^2 a}{E R_{es}} \quad (2)$$

Según las relaciones indicadas en el cap. 6.3, δ de la ec. (2) está relacionado con la intensidad de tensión K y la fuerza de alargamiento de la grieta G de la manera siguiente:

$$\delta = \frac{K^2}{E R_{es}} = \frac{G}{R_{es}} \quad (3)$$

Para un material que tiene que examinarse, se intenta determinar valores críticos de δ_c para el comienzo de la propagación estable o inestable. Para ello se emplean las probetas utilizadas en el cap. 6.5 bajo condiciones semejantes a las de la determinación de la tenacidad a la fisuración. Pero la determinación de δ_c plantea algunos problemas. La transmisión de los valores δ_c al elemento de construcción que hay que examinar se hace analíticamente (ec. (1) o (2)) o numéricamente. La valoración del elemento de construcción agrietado se hace con el concepto K .

J - Método integral

Para dimensiones más grandes de las zonas plásticas la definición de K ya no está inequívoca (ver cap. 6.5.2). El concepto J - método integral, un criterio de energía, puede utilizarse aquí para apreciar la propagación de la grieta. La integral J representa claramente la diferencia de las densidades de energía elástica entre dos estados de materiales agrietados, que se distinguen solamente por sus longitudes de grieta (da). Se tiene entonces

$$J = - \frac{1}{B} \frac{d \Delta U_{el}}{da} \quad (4)$$

Para un comportamiento lineal elástico se tiene según el cap. 6.2 y 6.3

$$J = G = \frac{K^2}{E^*} \quad (5)$$

con $E^* = E$ para ESZ y $E^* = E/(1-\nu^2)$ para EDZ.

La ec. (4) permite obtener K_{IC} indirectamente mediante determinaciones de J_{IC} en probetas experimentales que son considerablemente más pequeñas que las de las determinaciones de la tenacidad a la fisuración. La norma ASTM prevista exige

$$B \text{ o resp. } W-a > 25 \frac{J_{IC}}{R_{es}} \quad (6)$$

Por lo tanto, para ensayos a la temperatura ambiente con el material 16MnCr5 mencionado en la tabla 6.4 ya no se necesitan anchuras mínimas de la probeta de 250 mm, sino valores de $B > 5,5$ estimados mediante la relación $J_{IC} = \frac{K_{IC}^2}{E} (1-\nu^2) \approx 110 \text{ N/mm}$.

La determinación experimental de valores críticos de J exige mucho trabajo, plantea algunos problemas, pero no es particularmente difícil. Existen varias proposiciones, entre otras un proyecto de norma ASTM [3-5].

El procedimiento para determinar la integral J de probetas que tienen diferentes longitudes de grieta a , está representado en la fig. 6.41. Para tres probetas con diferentes longitudes de grieta la fig. 6.41 b muestra la fuerza F en función del desplazamiento de los puntos de aplicación de la fuerza Vg . El área correspondiente bajo la curva F, Vg representa la energía U en función del desplazamiento. La energía así determinada está representada en la fig. 6.41 c en función de la longitud de grieta a . La tangente a la curva U, a , referida al espesor de la probeta B , corresponde ya a la integral J . El valor de J así determinado está representado en la fig. 6.41 d en función del desplazamiento Vg . Allí pueden leerse valores de la integral J para diferentes criterios, p.ej. al comenzar la propagación estable o inestable de la grieta, así como para valores definidos del abocinamiento.

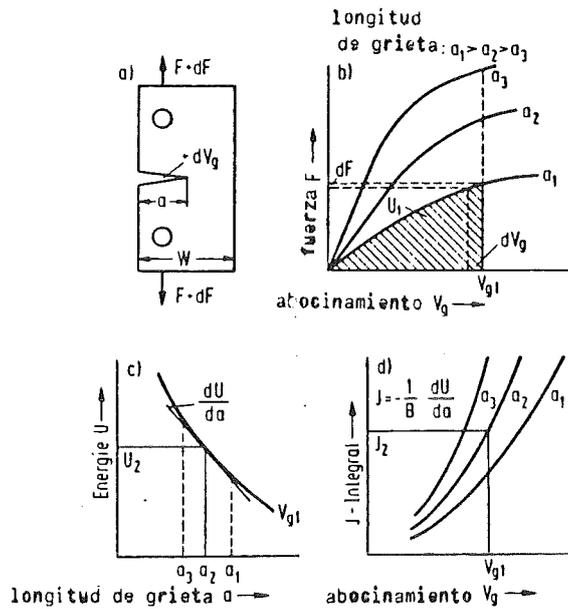


fig. 6.41: Determinación de la integral J para la utilización de probetas con el espesor B y diferentes longitudes de grieta a_1, a_2, a_3 en el estado inicial [6].

- [1] E. Macherauch, in "Grundlagen des Festigkeits- und Bauteilverhaltens", Verlag Stahl und Eisen, Düsseldorf, 1974, S. 143/161
- [2] E. Macherauch, in "Gefüge und Bruch", Borntraeger, Berlin, 1977, S. 3/37
- [3] J.A. Begley u. J. D. Landes, in "Fracture Toughness", ASTM STP 514 (1972), S. 1/23
- [4] G.A. Clarke, W.R. Andrews, P.C. Paris u. D.W. Schmidt, in "Mechanis of Crack Growth", ASTM STP 590 (1976), S. 27/42
- [5] D. Munz, Forschungsbericht DFVLR-FB 79-31, 1979
- [6] W. Dahl u. W. Rohde, Stahl u. Eisen 96 (1976), 1327/1332

6.10 Preguntas y problemas

Tarea 6.1:

Tenemos una placa ($R_{es} = 500 \text{ N/mm}^2$, $E = 21000 \text{ Q N/mm}^2$, $\nu = 0,28$) con grieta interior central de longitud $2a = 10 \text{ mm}$. El área de la sección de la placa en el plano de la grieta está 1000 mm^2 ($B = 10 \text{ mm}$, $W = 100 \text{ mm}$). En la dirección perpendicular al plano de la grieta actúan fuerzas de tracción de 20 t.

a) Cual es la distribución $\sigma_{yy}(x)$ en el ligamento ($y = 0$, $x \geq 0$) de la probeta cuando

$$y = \sqrt{(2W/\pi a) \operatorname{tg}(\pi a/W)} \quad ?$$

b) Cual es el desplazamiento del borde de la grieta a 2 mm de distancia de la punta de la grieta?

Tarea 6.2:

Tenemos una probeta de cobre de la anchura $W = 100 \text{ mm}$ con dos grietas marginales de la profundidad $a = 5 \text{ mm}$, sobre las cuales actúa perpendicularmente al plano de grieta la tensión nominal $\sigma = 400 \text{ N/mm}^2$ ($E = 120000 \text{ N/mm}^2$, $\nu = 0,34$, $R_{es} = 800 \text{ N/mm}^2$). El espesor de la probeta es $B = 15 \text{ mm}$.

a) Calculen el factor de geometría y para lo cual se tiene la relación

$$Y = \sqrt{\frac{2W}{\pi a} \left[\operatorname{tg} \frac{\pi a}{2W} + 0,1 \sin \frac{\pi a}{W} \right]}$$

b) Cual es el factor de intensidad de la tensión K ?

c) Cual es la fuerza específica de alargamiento de la grieta G ?

Tarea 6.3:

En una pieza útil agrietada ($R_{es} = 1000 \text{ N/mm}^2$, $\nu = 0,28$) del espesor $B = 15 \text{ mm}$ aparece una intensidad de tensión de $K = 3000 \text{ N/mm}^{3/2}$.

- a) Cual es el tamaño de la zona plástica en el ligamento basándose en el modelo de McClintock-Irwin? Se tiene la relación

$$w = 2 r_{pl} = \alpha (K/R_{es})^2$$

con $\alpha^{ESZ} = 1/\pi$ y $\alpha^{EDZ} = (1-2\nu)^2/\pi$

- b) Qué estado de sollicitación existe?
- c) De qué manera cambian las dimensiones de la zona plástica cuando con la misma intensidad de tensión se aumenta el espesor de la probeta a 200 mm?

Tarea 6.4:

Para al acero 20MnMoNi55 para vasijas de presión de reactores ($E = 210\ 000\ \text{N/mm}^2$, $\nu = 0,28$) se han determinado los límites elásticos aparentes y tenacidades de fisuración siguientes a $20\ ^\circ\text{C}$ y $-80\ ^\circ\text{C}$:

T. ($^\circ\text{C}$)	R_{es} (N/mm^2)	K_{Ic} ($\text{N/mm}^{3/2}$)
20	500	5 000
-80	570	1 700

- a) Cual es el tamaño de la zona plástica para $20\ ^\circ\text{C}$ y $-80\ ^\circ\text{C}$ al comienzo de la propagación inestable de la grieta bajo las condiciones de EDZ? (Hagan los cálculos según Irwin-McClintock y desprecien la variación de las constantes elásticas con la temperatura).
- b) Cuales son las dimensiones que hay que tomar para probetas CT cuando se tienen que realizar determinaciones de K_{Ic} válidas para $20\ ^\circ\text{C}$ y $-80\ ^\circ\text{C}$?
- c) Cuales son los pesos de las probetas CT cuando no se toman en cuenta los taladros, la entalladura y la grieta?

Tarea 6.5:

En una probeta de flexión en 3 puntos ($a = 25 \text{ mm}$, $B = 25 \text{ mm}$, $W = 50 \text{ mm}$, $S = 200 \text{ mm}$) de una aleación de aluminio ($E = 72\,000 \text{ N/mm}^2$, $\nu = 0,34$) se miden las fuerzas (F) y los abocinamientos de grieta (v) siguientes:

$F \text{ [N]}$	0	3500	7000	10500	14000	14300
$v \text{ [mm]}$	0	0.105	0.210	0.315	0.420	0.435
$F \text{ [N]}$	14750	15250	15600	16050	16600	17000
$v \text{ [mm]}$	0.450	0.475	0.490	0.515	0.542	0.597

- Cual es el valor de K_{IC} ?
- De qué modo cambiaría el diagrama F, v si en lugar de una probeta con $a/W = 0,5$ se utilizara otra con $a/W = 0,6$?
- Cual es el valor G_{IC} que corresponde al valor K_{IC} determinado bajo a) ?

Tarea 6.6:

Una probeta de flexión en 3 puntos ($S = 120 \text{ mm}$, $W = 30 \text{ mm}$, $B = 10 \text{ mm}$) de 90 MnV8 presenta una grieta de longitud $a = 15 \text{ mm}$. En el estado de mejoramiento presente, el material tiene un límite elástico aparente de $R_{es} = 1300 \text{ N/mm}^2$ y una tenacidad a la fisuración de $K_{IC} = 1300 \text{ N/mm}^{3/2}$.

- Cual es la tensión crítica σ_c ?
- Con qué fuerza F_Q empieza el alargamiento inestable de la grieta?
- Mediante un tratamiento suplementario de revenido, la tenacidad a la fisuración se aumenta a $K_{IC} = 2200 \text{ N/mm}^{3/2}$. Cual es la carga máxima admisible cuando la seguridad contra la propagación inestable de la grieta tiene que ser superior a 1,5?

Tarea 6.7:

En las vasijas de presión, una rotura completa cuya longitud corresponde al doble del espesor de pared y que no se alarga inestablemente durante una sollicitación de la vasija, se llama " fuga antes de la rotura - fisura". Es suficiente para el descenso de la presión interior.

- a) Cual es la presión de funcionamiento P_i que no debe sobrepasarse en el caso de una vasija de presión de paredes gruesas ($R_{es} = 400 \text{ N/mm}^2$, $K_{IC} = 4500 \text{ N/mm}^{3/2}$), cuando tienen que quedarse cumplidas condiciones de "fuga antes de la rotura" ?

Hagan los cálculos con las tensiones circunferenciales máximas que aparecen, para las cuales se tiene

$$\sigma_n = \frac{P_i \cdot r_i^2}{r_a^2 - r_i^2} \left[1 + \left(\frac{r_a}{r_i} \right)^2 \right]$$

con r_i = radio interior de los tubos y r_a = radio exterior de los tubos.

Pongan además $\nu = 1$.

- b) En qué factor la presión calculada bajo a) difiere de la presión que originaría el comienzo de la deformación plástica en el caso de una vasija sin grietas?

Calculen según la hipótesis de la energía de deformación y tomen en cuenta que para la tensión longitudinal se tiene

$$\sigma_l = \frac{P_i r_i^2}{r_a^2 - r_i^2}$$

y para la tensión radial

$$\sigma_r = \frac{P_i r_i^2}{r_a^2 - r_i^2} \left[1 - \left(\frac{r_a}{r_i} \right)^2 \right]$$

- c) Cual es $P_i^{\text{fuga}}/P_i^{\text{plast.}}$ para $r_a/r_i = 1.30$ y $r_i = 1000 \text{ mm}$?

Tarea 6.8:

En el ensayo de material no destructivo con rayos X y γ , con espesores de pared B entre $0 < B \lesssim 400$ mm se supone una probabilidad de detectar defectos de aproximadamente $x = 0,01 B$ [mm].

- a) Un elemento de construcción de un material con $R_{es} = 1400 \text{ N/mm}^2$ y $K_{IC} = 2000 \text{ N/mm}^{3/2}$ será solicitado por una tensión nominal de $\sigma = 1300 \text{ N/mm}^2$. Se puede tolerar esto para un espesor de pared de 100 mm, cuando para la estimación nos basamos en fisuras interiores circulares? (Para el factor de geometría se tiene $y = 2/\pi$).
- b) Cual es el espesor de pared máximo que podría elegirse bajo la sollicitación mencionada en a)?

Tarea 6.9:

En el capítulo 6.7 del manuscrito del curso hemos indicado como relación entre la velocidad de propagación de grietas da/dN y la altura de cresta del factor de intensidad de tensión ΔK la relación

$$\frac{da}{dN} = c \cdot (\Delta K)^m$$

Ahora se pregunta si los resultados experimentales siguientes que han sido obtenidos con una amplitud de tensión constante $\sigma_a = 42,5 \text{ N/mm}^2$ para las tensiones medias σ_m indicadas, en una aleación de aluminio, pueden describirse por la ecuación arriba mencionada?

Indiquen una relación que toma en cuenta la influencia de la tensión media sobre la propagación de grietas.

ΔK en $\text{N/mm}^{3/2}$ para

da/dN en 10^{-5} mm/LW	$\sigma_m = 4,25$	8,5	12,75	170 N/mm^2
1	16,7	13,0	11,8	11,1
3	23,5	18,4	16,6	15,7
10	34,2	26,8	24,2	22,8
30	48,3	37,8	34,1	32,2
100	70,3	55,0	49,6	46,9
300	99,1	77,6	70,0	-

Tarea 6.10:

Tenemos un elemento de construcción con una fisura interior completa de longitud $2a_0 = 40$ mm y con el factor de geometría $y = 1$. El material empleado tiene una tenacidad a la fisuración $K_{IC} = 2500 \text{ N/mm}^{3/2}$ y cumple la ley de propagación de grietas

$$\frac{da}{dN} = c (\Delta K)^m$$

con $c = 3,16 \cdot 10^{-11}$ y $m = 2,4$

- a) Cual es la longitud de grieta crítica media a partir de la cual bajo una carga estática de 200 N/mm^2 comienza la propagación inestable de grietas?
- b) Cuantos ciclos de carga pulsatoria pueden aplicarse al elemento de construcción con la amplitud constante de $\Delta\sigma = 400 \text{ N/mm}^2$ hasta el comienzo de la propagación inestable de grietas?

Literatura sobre el cap. 6:

D. Aurich: Bruchvorgänge in metallischen Werkstoffen. Werkstofftechnische Verlagsgesellschaft mbH., Karlsruhe, 1978

H. Blumenauer und G. Pusch: Bruchmechanik. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1973

K. Heckel: Einführung in die technische Anwendung der Bruchmechanik. C. Hanser Verlag, München, 1970

R.W. Hertzberg: Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials. J. Wiley, New York, 1976

H. Liebowitz: Fracture. Vol. I-VII, Academic Press, New York, 1968

E. Macherauch: Grundprinzipien der Bruchmechanik, in "Gefüge und Bruch" (Hrsg. K.L. Maurer u. H. Fischmeister). Borntraeger, Berlin, 1977, S. 3/37

E. Macherauch: Praktikum in Werkstoffkunde, 3. Aufl., Vieweg-Verlag Braunschweig, 1981

D. Munz: Linear-elastische und elastisch-plastische Bruchmechanik von Konstruktionswerkstoffen, DFVLR-Forschungsbericht 79-31, 1979

K.-H. Schwalbe: Bruchmechanik metallischer Werkstoffe. C. Hanser Verlag, München, 1980

A.S. Tetelman and A.J. McEvily: Fracture of Structural Materials. J. Wiley, New York, 1967