

OBSERVAÇÕES MICROSCÓPICAS DE DISCORDÂNCIAS ⁽¹⁾

MICHIYASU DOI ⁽²⁾
JORGE DO AMARAL CINTRA ⁽³⁾

RESUMO

Discordâncias são imperfeições cristalinas do tipo linear, isto é, imperfeições em que duas dimensões se estendem por vários diâmetros atômicos e a terceira é grande em relação às duas outras. Elas são tidas como responsáveis pelo crescimento de cristais em determinadas condições, bem como pela deformação plástica dos mesmos. O presente trabalho constitui uma revisão das principais observações encontradas na literatura tendentes a comprovar a existência das discordâncias, bem como as duas asserções acima.

1. INTRODUÇÃO

O fato de a maior parte dos sólidos se encontrar no estado cristalino torna o estudo dos cristais um dos ramos mais importantes da "física dos sólidos". Após os trabalhos pioneiros de Von Laue e de Bragg utilizando os raios X, a cristalografia progrediu rapidamente e a teoria do cristal perfeito ¹ foi praticamente estabelecida com a ajuda da "mecânica quântica". Dando a um cristal o qualificativo de *perfeito* queremos dizer que os átomos formam um reticulado regu-

(1) Contribuição Técnica nº 376; apresentada ao XIV Congresso Anual da ABM; Belo Horizonte, julho de 1959.

(2) Membro da ABM; Físico pela Universidade de Osaka, Japão; do IPT, São Paulo.

(3) Membro da ABM; Assistente de Física dos Metais da Escola Politécnica, São Paulo; do IPT, São Paulo.

lar, tais como o reticulado cúbico de face centrada (c.f.c.) e o cúbico do corpo centrado (c.c.c.), na qual se definem direções e planos por meio das 3 projeções de vetores sôbre eixos coordenados (o plano se caracteriza pela direção que lhe é perpendicular).

Definiremos “imperfeição” como sendo uma “pequena” região em que o arranjo regular do reticulado é desobedecido pelos átomos e alguns destes não ficam mais rodeados por seus vizinhos normais. Por “pequena” entendemos que a região se estende por alguns diâmetros atômicos em, pelo menos, uma direção. Se em um reticulado faltar um átomo teremos o “vazio” (“vacancy”), exemplo simples de imperfeição.

Há propriedades cristalinas que não são influenciadas sensivelmente pelas imperfeições dos “cristais reais”; tal é o caso da densidade, da resistência elétrica, das constantes elásticas e da capacidade calorífica. Outras, porém (como a resistência mecânica) são altamente sensíveis à presença de tais imperfeições; uma só imperfeição de certo tipo, que passamos a estudar, pode reduzir a resistência mecânica de várias ordens de grandeza. Trata-se da “discordância”. Orowan², Polony³ e Taylor³ foram os primeiros a procurar nesse tipo de imperfeições a causa da baixa resistência dos “cristais reais” ao cisalhamento. Desde então a “teoria das discordâncias” tem sido evocada para explicar numerosos outros fenômenos que ocorrem nos “cristais reais”; de agora em diante concentraremos nossa atenção sôbre cristais contendo uma ou várias discordâncias, procurando preliminarmente defini-las em função dos dois mecanismos mais importantes de deformação plástica de um cristal, a saber: “escorregamento” e “maclação”.

2. ESCORREGAMENTO, MACLAÇÃO E DISCORDÂNCIA (*)

Escorregamento — A fig. 1 mostra um cristal de Cd, de forma externa cilíndrica, o qual foi solicitado axialmente e se deformou pelo mecanismo de “escorregamento”.

Vemos que certas porções ou “fatias” de cristal escorregaram sôbre suas vizinhas de maneira semelhante às cartas

(*) Em inglês respectivamente: slip, twining e dislocation.

de um baralho. Os “planos de escorregamento” pertencem a uma ou mais famílias particulares, bem definidas, próprias de cada sistema cristalino. Assim para o Cd, que cristaliza no sistema hexagonal denso (h.d.) o plano de escorregamento é o basal. A intersecção do plano de escorregamento com a superfície externa do cristal constitui a “linha de escorregamento”. Um conjunto de linhas paralelas e ao lado umas das outras forma a “faixa de escorregamento”. A fig. 3 mostra como aparece o fenômeno nos grãos de um agregado policristalino de Zn.

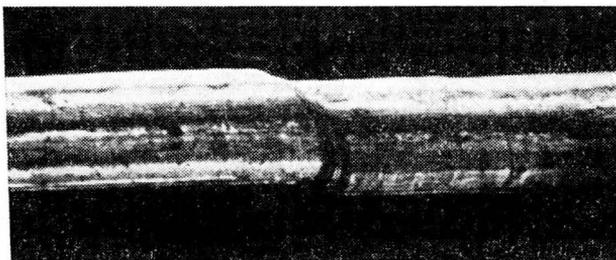


Fig. 1 — Cristal de Cd deformado por escorregamento (Bilby).

Maclação — A fig. 2 mostra um cristal deformado plásticamente — “maclado” — de tal maneira que uma porção do cristal se deslocou para uma segunda posição, de modo de tornar-se a imagem especular de outra, a que permaneceu inalterada.

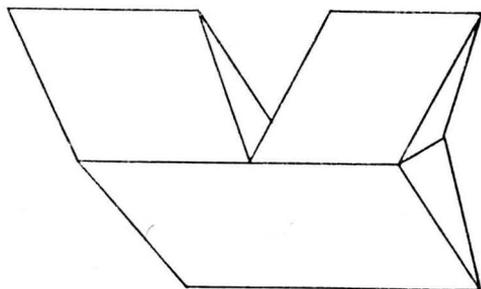


Fig. 2 — Esquema de cristal de calcita maclado (Nadai).

A fig. 3 mostra o mesmo fenômeno tal como se apresenta em grãos de um agregado policristalino e deformado plásticamente; as “maclas” se apresentam com “contorno” em forma lenticular ou de peixe.

Escorregamento e maclação na escala atômica — As figs. 4 e 5 mostram o que ocorre quando um cristal sofre os fenômenos de escorregamento e maclação. Utilizamos um modelo plano para facilitar a visualização.

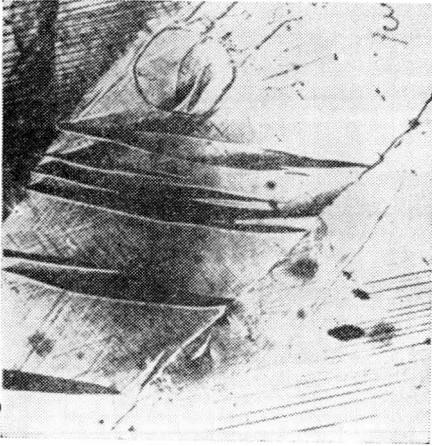


Fig. 3 — As faixas em forma lenticular são “maclas” e as linhas mais finas, paralelas, são “faixas de escorregamento”. Material: Zn policristalino de granulacão grosseira (Orowan).

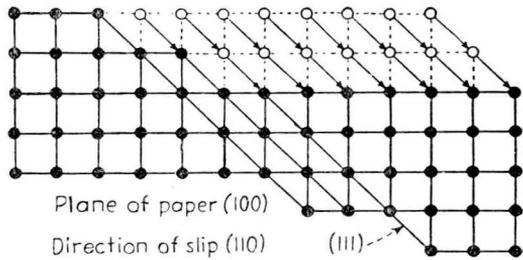


Fig. 4 — Esquema do mecanismo de escorregamento.

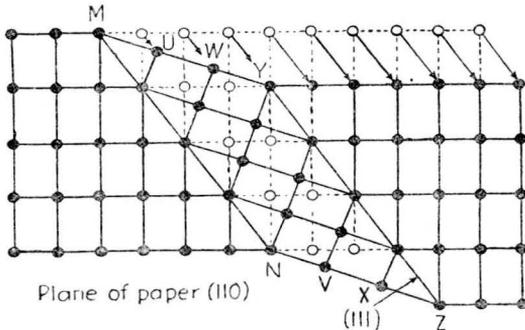


Fig. 5 — Esquema do mecanismo de maclação.

Discordância plana (“edge dislocation”) — A fig. 6 esquematiza um monocristal em forma de paralelepípedo que sofreu o fenômeno do escorregamento devido à tensão de cisalhamento na face superior no sentido da flexa e na face superior no sentido oposto. O plano horizontal que passa por BC é o plano de escorregamento. Apenas parte do cristal sofreu o fenômeno; isto ocorreu somente no retângulo ABCD, como indica o degrau que se formou na superfície lateral direita. O vetor — “vetor de escorregamento” — ao lado da figura, indica a direção em que se deu o escorregamento; seu módulo indica a intensidade do escorregamento. Sobre o plano de escorregamento, à direita de AD, os átomos do plano logo acima se transladaram sobre seus correspondentes logo abaixo, para a esquerda, de uma distância interatômica. À esquerda de AD, porém, nada ocorreu: os átomos acima e abaixo do plano de escorregamento encontram-se “em correspondência normal” (“register”). A linha AD constitui, portanto, a fronteira entre a área “escorregada” e a “não escorregada”; constitui a “discordância”. Como se encontrarão arranjados os átomos ao redor da linha AD?

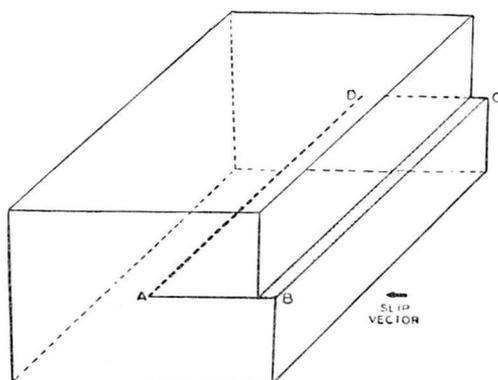


Fig. 6 — Cristal que sofreu escorregamento sobre ABCD.

A fig. 7 esquematiza um plano de reticulado perpendicular a AD. O que se passa no mesmo se repete ao longo de todo o comprimento do cristal.

Vemos que uma “discordância” pode surgir também pela introdução de um semiplano de átomos pela parte superior do cristal, verticalmente. Tal discordância será dita “positiva” em contraste com a “negativa”, que seria obtida pela

introdução de um semiplano de átomos pela parte inferior do cristal. A fig. 8 mostra como, sob a ação de tensões de cisalhamento, uma discordância se movimenta sobre o plano de escorregamento a fim de produzir o escorregamento da parte superior do cristal sobre a inferior, de uma distância interatômica.

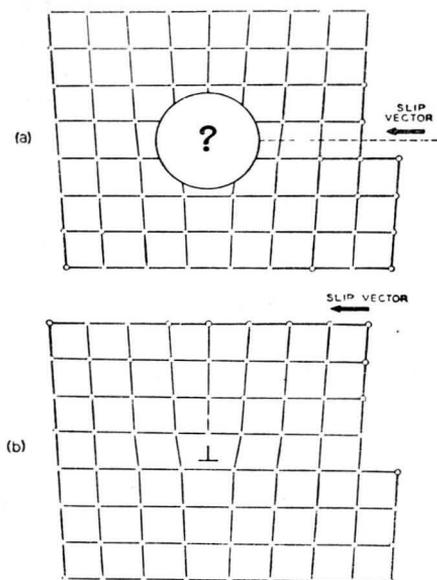


Fig. 7 — Discordância é uma região linear (perpendicular ao plano da figura) em que os átomos não se encontram circundados por seus vizinhos normais. Na figura, uma discordância "plana".

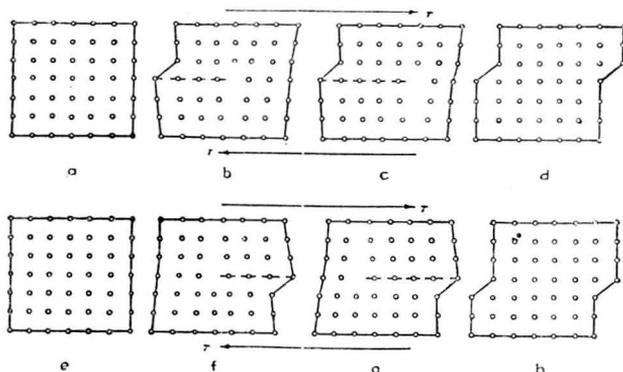


Fig. 8 — Movimento de uma discordância sob a ação de uma tensão de cisalhamento, produzindo escorregamento sobre o plano tracejado.

Discordância em espiral (“screw dislocation”) — A fig. 9 mostra um novo cristal que sofreu escorregamento sôbre parte do plano, mas de tal maneira que a “discordância” resultou paralela ao “vetor de escorregamento” v , em contração ao caso anterior em que v é perpendicular a AD. Para que o escorregamento se processe sôbre o restante do plano, é preciso que AD caminhe para a direita; com isso o cristal será “rasgado”.

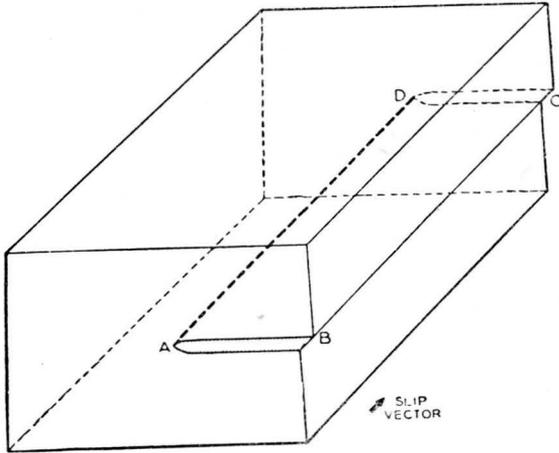


Fig. 9 — O escorregamento produziu uma discordância “em hélice”.

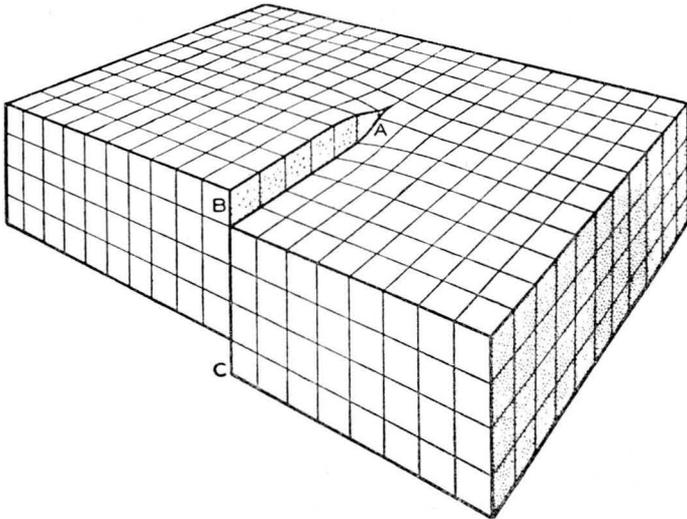


Fig. 10 — Outra maneira de ver uma discordância “em hélice”.

A fig. 10 mostra uma discordância em hélice, em que os átomos são representados por cubos. Depois do aparecimento da discordância, o cristal se transformou numa única superfície atômica, em “rampa”. Pode-se ir de um átomo a outro situado na mesma vertical do cristal, subindo-se ou descendo-se a “rampa”, sem ter que “pular” de um plano a outro, como acontecia no cristal perfeito.

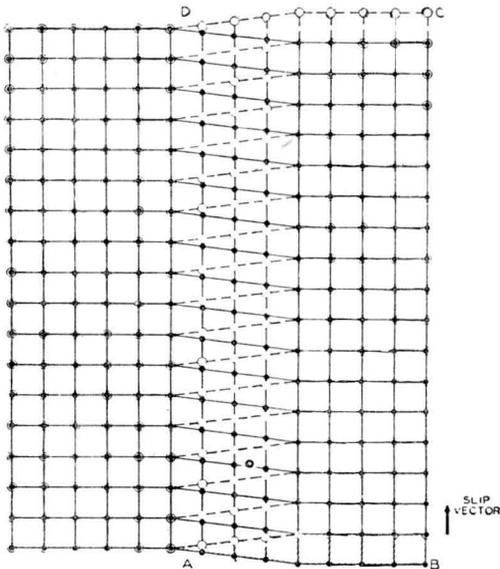


Fig. 11 — ABCD é uma área já escorregada; AD é a linha de uma discordância “em hélice”. Círculos vazios representam átomos acima e círculos cheios átomos abaixo do plano de escorregamento.

A fig. 11 mostra a projeção, sobre o plano de escorregamento (plano da figura), dos dois planos atômicos imediatamente vizinhos (de um lado e de outro) ao plano de escorregamento. A fig. 12 mostra um cristal que sofreu escorregamento sobre a área ABC, AC sendo uma “discordância curva”. A fig. 13 mostra o arranjo atômico correspondente à fig. 12. Vemos que no ponto A a discordância tem a orientação em hélice; em C a orientação plana.

Discordâncias parciais — Há três tipos que mais interessam: “de Shockley”, “de maclação” e “de Frank”. Com o fim de serem bem entendidos esses novos tipos de “discordância”, convém fazer aqui um parênteses e examinar aquilo que pode ser chamado de “ordem de empilhamento” em reticulados densos, cúbico de face centrada, cfc, e hexagonal denso, hd.

12

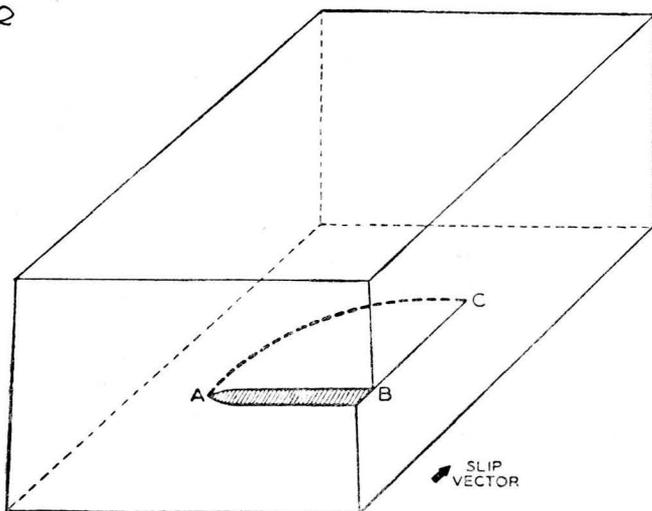


Fig. 12 — Discordância curva AC, produzida por um escorregamento unitário. Em A a orientação da discordância é “em hélice”; em C, “plana” e em outro ponto qualquer, mista.

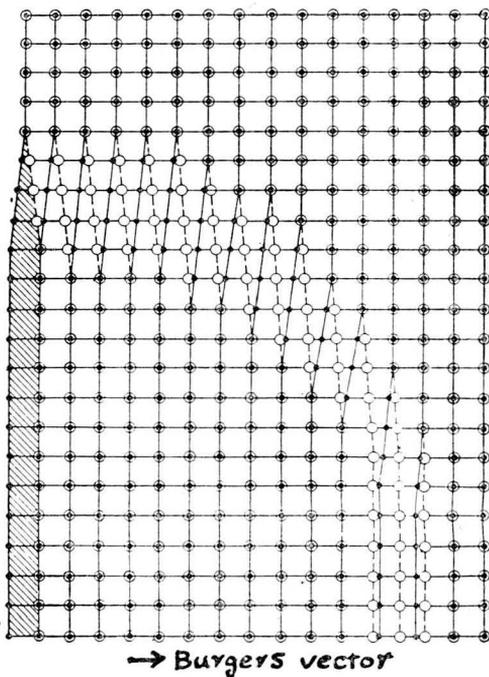
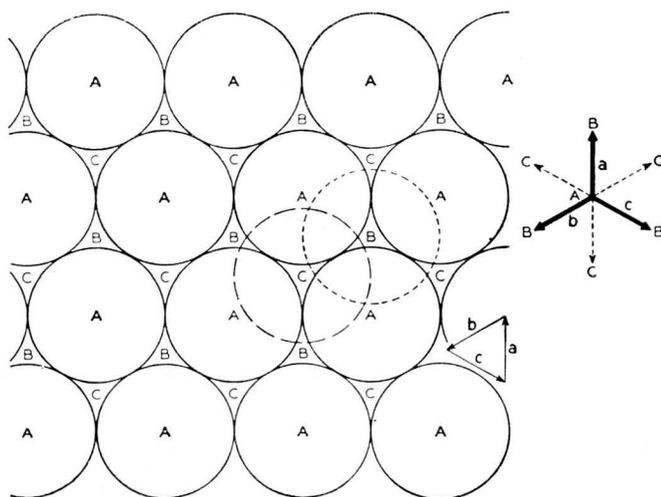


Fig. 13 — Arranjo atômico correspondente à figura anterior.

A fig. 14 mostra um plano do reticulado em que cada átomo é representado por um círculo A. Vemos que eles se aglomeram de maneira mais densa possível. Construíamos a segunda camada, também adensada. Há, entretanto, duas maneiras de colocar seus átomos: nos intervalos B ou nos intervalos C. Para o presente propósito, isto é sem importância; para fixar idéias sejam os B. Chegou a vez da colocação da terceira camada. A esta altura uma distinção é importante: ou colocamos os átomos em posições tais que fiquem exatamente sôbre os A; ou os colocamos nos intervalos do tipo C. No primeiro caso temos uma seqüência de empilhamento do tipo ABAB... e a estrutura resultante é o reticulado hd; no segundo caso teremos uma seqüência de empilhamento do tipo ABCABC... e a estrutura resultante é o reticulado cfc.



14

Fig. 14 — Empilhamento denso de átomos representados por esferas.

A fig. 15 mostra a distribuição dos átomos num reticulado que sofreu escorregamento e em que o módulo de v é menor que uma distância interatômica (no caso $1/6$), a ponto de apresentar apenas uma discordância parcial. Observemos a “falha na seqüência de empilhamento”. A discordância do tipo Shockley será o contôrno de uma região do plano em que aparece a falha.

O exame da fig. 15 nos mostra que o plano B na direção do vetor v pode ser visto como um plano de “maclação”, pois os planos atômicos acima e abaixo podem ser considerados imagens especulares um do outro em relação a êle.

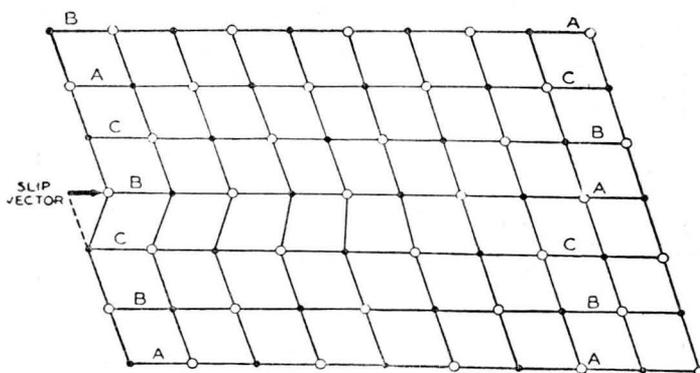


Fig. 15 — Discordância parcial de Shockley.

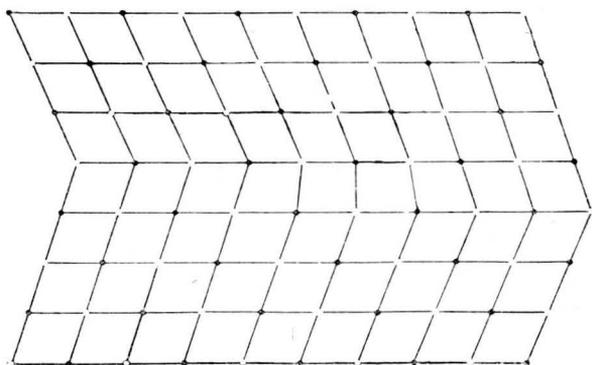


Fig. 16 — Discordância “de macla”.

Trata-se de macla de uma única camada atômica. Não é difícil vêr que, se a “maclação” continuasse a ocorrer na porção inferior do cristal, em planos sucessivamente mais afastados do já considerado, acabaríamos por obter o representado na fig. 16, em que, por assim dizer, o plano de macla sofre um

deslocamento brusco paralelo a si mesmo apresentando um degrau. Êste constitui a chamada "discordância de macla", pois um "contorno da macla" pode ser visto com uma sucessão de discordâncias de macla (fig. 17).

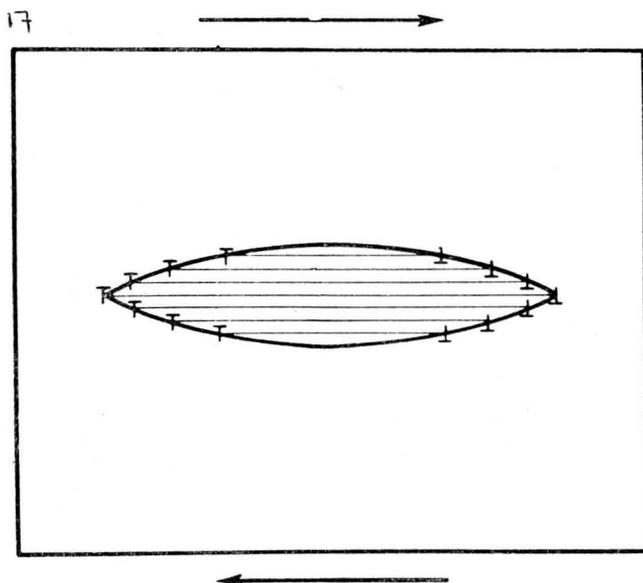


Fig. 17 — Discordâncias "de macla" constituindo o contorno entre "macla" e matriz.

Finalmente passamos a examinar a discordância parcial do tipo Frank também proveniente de uma falha na seqüência normal de empilhamento. A fig. 18 mostra uma seqüência cfc; ABCABC mas com uma falha que consiste na reti-

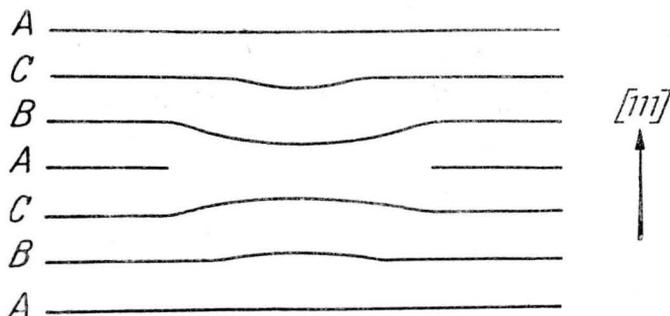


Fig. 18 — Discordância parcial do tipo Frank; contorno da região central, falhada quanto ao empilhamento ("stacking fault").

rada da porção central de um plano do tipo A. A seqüência é correta, a não ser na região central, onde faltou a porção do plano. Os planos vizinhos (B acima e C abaixo) aproximam-se e se adaptam num empilhamento denso, exceto no perímetro, onde se forma a “discordância parcial do tipo Frank”.

A fig. 19 mostra uma discordância do tipo em estudo, figurando o desarranjo atômico que lhe é característico.

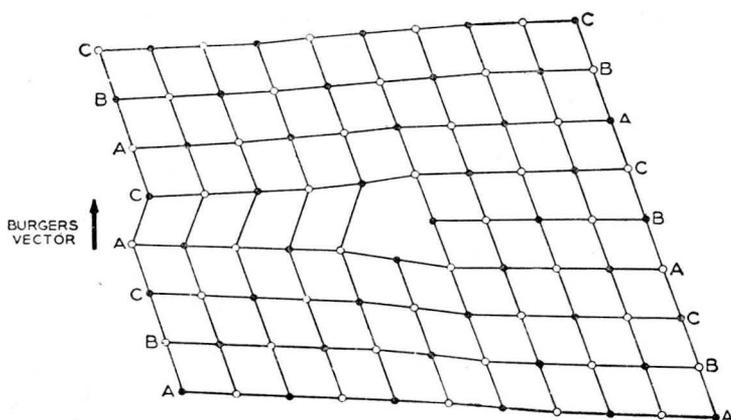


Fig. 19 — Discordância de Frank em reticulado cfc. O plano da figura coincide com $(10\bar{1})$ e a discordância é perpendicular a ele.

Translação de uma discordância perpendicularmente ao plano de escorregamento — Se, devido ao transporte de um átomo, o plano extra aumentar ou diminuir, o plano de escorregamento de uma discordância plana descerá ou subirá para o seu vizinho, imediatamente acima ou abaixo. Tal tipo de movimento (“climb”) está esquematizado na fig. 20.

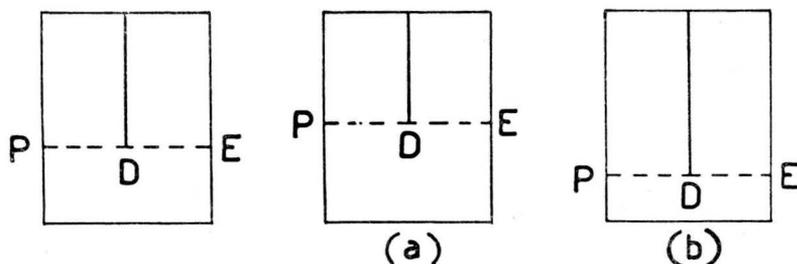


Fig. 20 — Movimento de uma discordância plana, perpendicularmente a seu plano de escorregamento.

Considerando agora um trecho da linha da discordância (perpendicular ao plano da figura em D), vemos que seu movimento se resume em uma translação para cima (a) ou para baixo (b). Se, entretanto, a discordância for mista, como AB da fig. 21 (sendo A e B pontos fixos e onde o vetor b é o vetor de Burger), um movimento do tipo indicado acima transformará o segmento de reta em um segmento de hélice, como mostra a figura em (c).

21

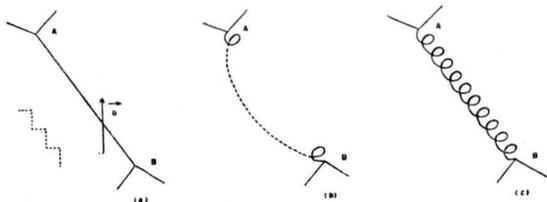


Fig. 21 — Enrolamento de uma discordância mista ancorada aos pontos fixos A e B.

Mecanismo de Frank e Read — Foi visto anteriormente que a passagem de uma discordância pelo interior de um cristal produz o escorregamento de uma porção sobre outra, igual a uma distância interatômica. Como, entretanto, os escorregamentos observados são muito maiores que esse (e isso exigia um número demasiado grande de discordâncias), Frank e Read imaginaram um mecanismo pelo qual uma mesma discordância, girando em torno de um ponto fixo, pode produzir um escorregamento muitas vezes superior àquele que produziria se simplesmente transladasse no interior do cristal

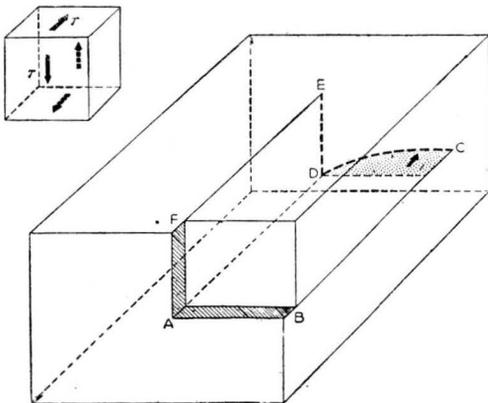


Fig. 22 — A discordância DC varreu a área hachurada, dando início ao escorregamento.

e desaparecesse. As figs. 22, 23, 24 e 25 explicam, por si, esquemáticamente, tal mecanismo.

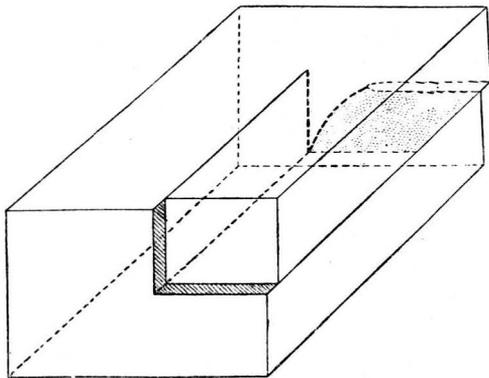


Fig. 23 — Houve um progresso do escorregamento em relação à figura 21.

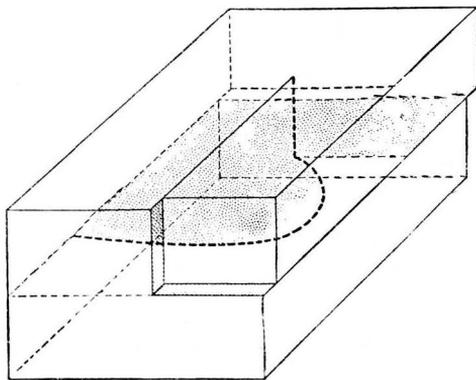


Fig. 24 — Houve um progresso do escorregamento em relação à figura 22.

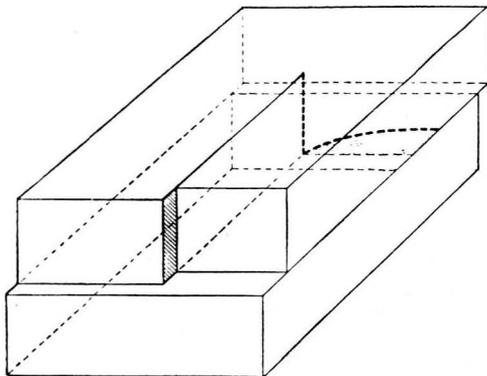


Fig. 25 — A discordância, após completar uma rotação, dá início a novo progresso do escorregamento, tendo, até êsse momento, escorregado uma distância interatômica.

À medida que CD gira, torna-se, como se poderia demonstrar, uma espiral como a da fig. 26.

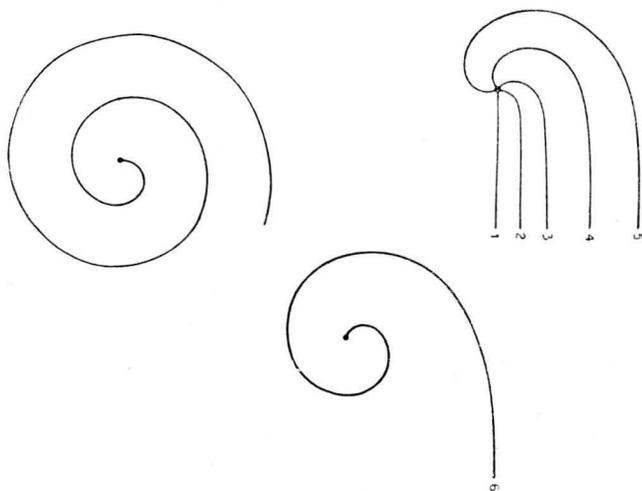


Fig. 26 — Sete estágios sucessivos do desenvolvimento da espiral da discordância CD das figuras anteriores.

Estruturas de contorno de grão — Como a fig. 27 mostra, a superfície de separação de 2 grãos ligeiramente inclinados, pode ser encarada como uma fila de discordância.

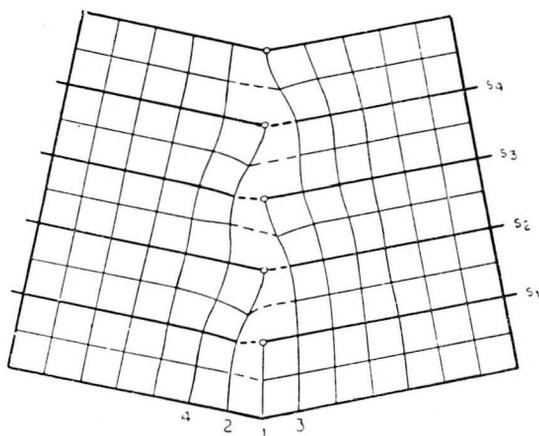


Fig. 27 — Contorno de grão encarado como fila de discordâncias.

3. OBSERVAÇÃO DE DISCORDÂNCIAS

Várias tentativas têm sido feitas no sentido de se observar, mais ou menos diretamente, discordâncias em cristais reais. Os métodos utilizados podem ser classificados em dois grupos: determinação do local de cada discordância e observação direta da discordância. Os trabalhos que pertencem ao primeiro grupo são: a formação dos "pontos de afloramento" ("etch pits") da discordância na superfície do cristal; a formação da espiral de crescimento de um cristal; a decoação da linha da discordância por meio de impurezas ou precipitados; a constatação do mecanismo de Frank e Read e a observação do movimento das discordâncias.

Ao segundo grupo pertencem: o modelo das bôlhas de sabão; a observação com auxílio da luz polarizada; a observação com o microscópio eletrônico; as franjas de Moiré e a observação aos raios X.

Determinação do local da discordância — Como observado anteriormente, a linha de uma discordância pode aflorar à superfície do cristal. A região cilíndrica ao redor da linha de uma discordância se encontra num estado de grandes deformações plásticas, de compressão de um lado e de tração de outro, ocasionando forte atração de impurezas que aí se agregam ("atmosfera de Cottrell"). Segue-se daí que o ponto da superfície do cristal onde aflora uma discordância é mais facilmente atacável por agentes químicos que a região circunvizinha, menos deformados plásticamente. Forma-se aí o "ponto de afloramento" (daqui por diante indicado apenas com p.a.), ou "traço", em forma de minúscula cavidade. O primeiro experimentador que detectou tal fenômeno foi Horn⁸, ao estudar o crescimento espiralado de cristais de SiC.

Vogel, Pfann, Corey e Thomas⁹ evidenciaram experimentalmente a estrutura em discordâncias dos contornos de grão de pequeno ângulo em Ge (fig. 28). Eles se apresentam como uma fila de p.a., uniformemente espaçados, o espaçamento concordando com o teórico, cêrca de 1 micron. Esta coincidência sugere a correspondência bi-unívoca entre discordâncias e p.a.. Pelo contrário, os contornos do grão de grande ângulo são atacados rapidamente e aparecem como entalhes superficiais¹⁰, não podendo ser considerados como uma fila de p.a. distinguíveis uns dos outros.

Como as discordâncias também são associadas às linhas de escorregamento e às maclas, é de se esperar que também aí apareçam os p.a.. Amelinckx¹¹ observou que a formação

de tais p.a. deve ser facilitada pela segregação em tórno das impurezas e pela energia de deformação, quando se trata de um contórno de grão. Essa sugestão de Amelinckx foi verificada experimentalmente por Suits e Low¹². Eles observaram que em Fe-Si a segregação de átomos de C ao redor da linha de discordância é condição necessária para a formação de um p.a. em uma linha de escorregamento; tal p.a. pode ser obtido se o conteúdo de C fôr aumentado por uma carbonetação à baixa temperatura, por exemplo, um envelhecimento por 15 minutos a 160°C. Wyon e Lacombe¹³ e Wyon e Marchin¹⁴ obtiveram resultados semelhantes em Al puro.

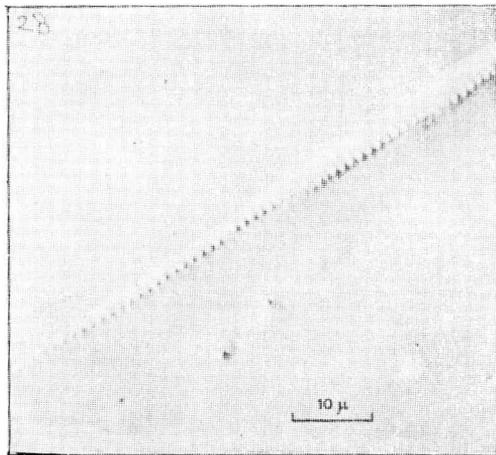


Fig. 28 — "Pontos de afloramento" ou "traços" de discordâncias que constituem um contórno de grão em Ge.

Vários estudos em faixas de escorregamento sugeriram também a correspondência bi-unívoca entre as discordâncias e os pontos de afloramento.

Mencionaremos aqui um efeito curioso de ataque, obtido por Gilman¹⁵. Como a fig. 29 mostra, o contórno de uma faixa de deformação é assimétrico: de um lado aparecem minúsculas protuberâncias ("pips") que se constituem em acidentes opostos ao p.a. que são minúsculas reintrâncias. Esse autor sugeriu que tais protuberâncias seriam o resultado de uma acomodação da deformação no contórno da faixa. Nishiyama e outros já haviam observado o mesmo fenômeno em martensita.

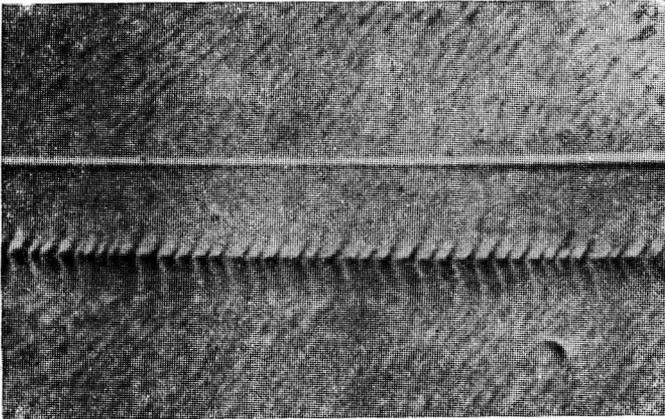


Fig. 29 — Contorno de macla assimétrico. Um é liso; o outro constituído por protuberâncias minúsculas (Gilman).

Recentemente, Gilman e Johnston¹⁶ produziram p.a. muito nítidos em LiF. Na fig. 30, ambas as orientações, planas e em espiral, da discordância (110) são atacadas. Elas são atacadas aproximadamente com a mesma intensidade, mas podem ser distinguidas porque a discordância plana produz p.a. simétricos, ao passo que a discordância em hélice os produz assimétricos.

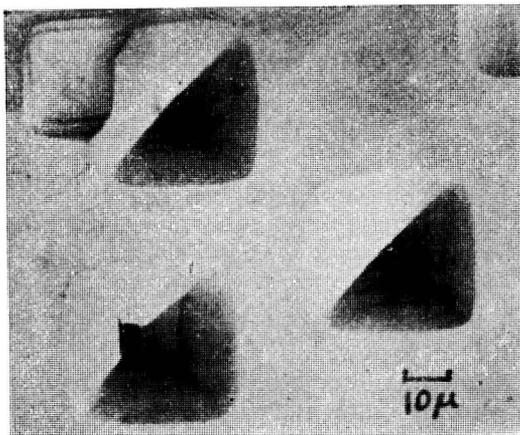


Fig. 30 — “Pontos de afloramento” em LiF. O que está abaixo e à esquerda, corresponde a uma discordância “em hélice”; os restantes pertencem a discordâncias “planas” (Gilman).

A experiência tem mostrado que o número e o tipo dos p.a. são influenciados pelas condições do ataque, da superfície e pelas impurezas presentes. A correspondência entre discordância e p.a. será melhor conhecida quando fôr melhor esclarecida a cinemática da formação dos mesmos. Esta foi estudada em Al por Nishiyama e Fujita¹⁷. De acôrdo com êsses autores, o p.a. tem a forma de uma cavidade circular no início de seu crescimento e, quando atinge dimensões de ordem de várias centenas de \AA , começa a apresentar ângulos, ficando então determinado o seu tipo. Em muitos casos, o p.a. parte de um germe, ao redor do qual podem ser vistas finas linhas de contornos, como mostra a fig. 31. Estas linhas sugerem que os p.a. são formados por um mecanismo semelhante ao do crescimento espiralado de cristais, o qual será descrito mais adiante. Mais ainda: o crescimento dos p.a. se fêz com maior intensidade na direção [100] no plano (100).

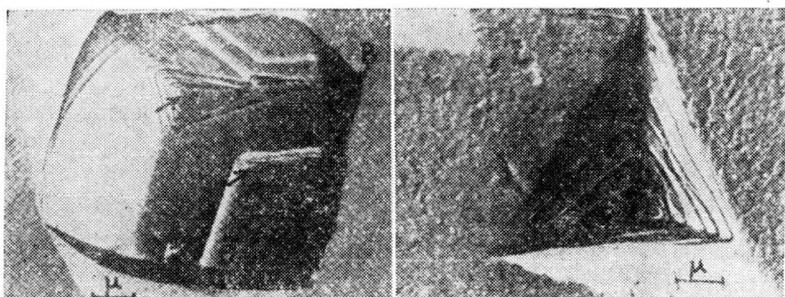


Fig. 31 — “Pontos de afloramento” em Al encruado. Cada um possui um germe, indicado pela flecha (Nishiyama).

Raramente foram encontrados p.a. formados em superfícies de ruptura, os quais são rasos e compostos de pequenas rampas em planos diversos e complexos. Suas arestas são, entretanto, paralelas às dos p.a. usuais. Êsses p.a. pouco comuns sugerem que as condições para uma correspondência bi-unívoca entre discordâncias e p.a. são: 1 — a discordância não se desloca durante a formação de um p.a.; 2 — há necessidade de uma quantidade apreciável de impurezas ao redor da discordância.

Até aqui têm sido considerados apenas p.a. provenientes de ataque químico. Outra técnica da qual se pode lançar mão para a produção de p.a. é o “ataque térmico” (ther-

mal etching")¹⁸. Por êsse meio podem ser observadas discordâncias em suas posições estáveis, finais, após movimentação devida ao aquecimento e elevadas temperaturas, utilizadas pela própria técnica. Ela se adapta, portanto, ao estudo da fluência a temperaturas altas.

A fig. 32 é um exemplo de p.a. devido a um ataque térmico em linhas de escorregamento em Ag, tais como foram observadas por Machlin^{18b}. Êste autor concluiu que as discordâncias em hélice podem ser distinguidas das planas pelo fato de seus p.a. serem várias vêzes mais rasos que os destas e porque elas deixam um sulco durante seu movimento ocorrido em razão do "ataque térmico".

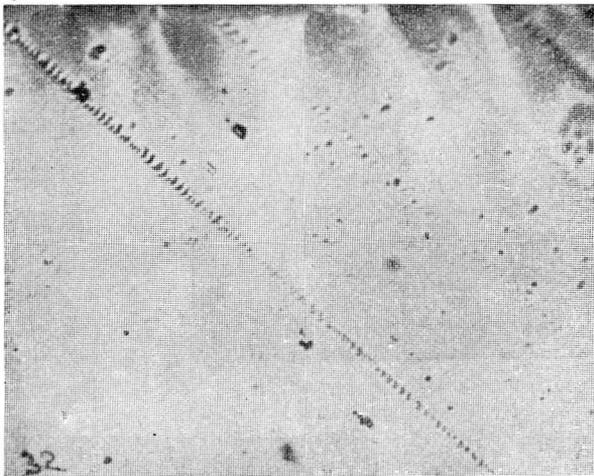


Fig. 32 — "Pontos de afloramento" em linhas de escorregamento, postos em evidência por tratamento térmico (Machlin).

Figuras de crescimento — Frank¹⁹ explica o crescimento de cristais de solução diluída, baseado na hipótese que um cristal em crescimento não é perfeito devido à presença de discordâncias. De acôrdo com sua teoria, uma discordância em hélice deixa na superfície do cristal um degrau (fig. 10). Êsse degrau avança em espiral à medida que átomos da solução são absorvidos pela superfície e difundem até se encostarem ao degrau. Tal processo permite ao cristal crescer sem que haja necessidade de constante nucleação de novas camadas.

Há três tipos diferentes de espirais, conforme a relação entre a altura h do degrau e a distância interatômica d : $h = d$, tipo elementar; h é múltiplo de d ; e d é múltiplo de h (espirais entrelaçadas).

A forma do tipo elementar depende da velocidade da frente de crescimento nas diferentes direções cristalográficas. Quando a velocidade de crescimento não depende da direção cristalográfica, tal como ocorre para o SiC³⁰, a espiral é circular (fig. 33). Tal não ocorre nas espirais poligonais (figs. 34, 35 e 36).



Fig. 33 — “Laços” de crescimento em SiC (Verma).

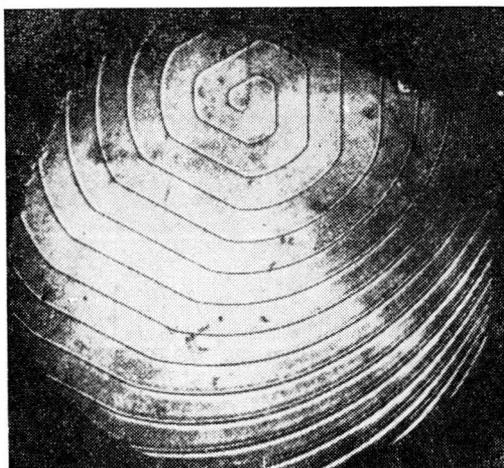


Fig. 34 — Espiral de crescimento triangular em SiC (Verma).

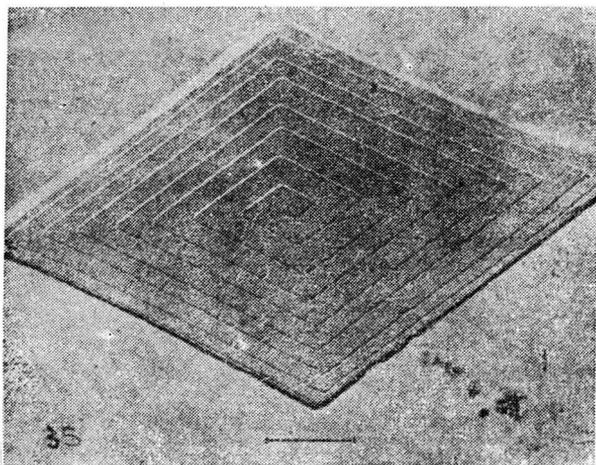


Fig. 35 — Espiral de crescimento tetragonal em parafina (Dawson).

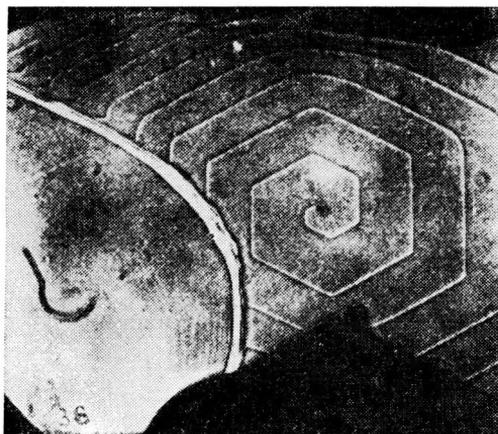


Fig. 36 — Espiral de crescimento hexagonal em SiC (Verma).

As configurações de crescimento foram muito bem descritas por A. R. Verma³⁰.

Decoração de discordâncias — Os processos de decoração de discordâncias põem em evidência toda a linha da discordância e por meio d'ele foi possível vêr rêdes de discordâncias no interior dos cristais. Hedges e Mitchel²¹ foram os pri-

meiros a observar tais rêdes e o fizeram em AgBr, seguindo sugestões de Mott. Eles decoraram as discordâncias com precipitado de Ag. Recentemente, Mitchell²² observou de novo rêdes de discordância em sais de Ag e tirou microfotografias de subcontornos de grãos (fig. 37).

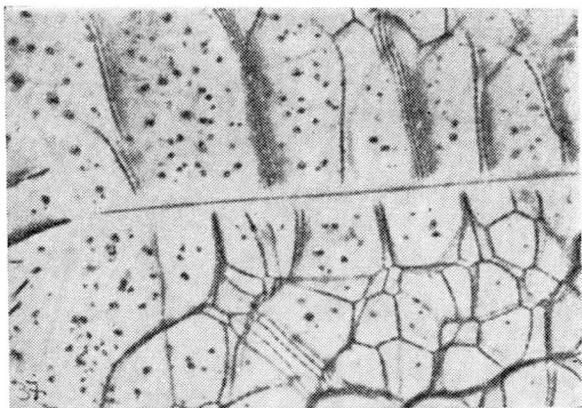


Fig. 37 — Subcontornos de grãos, formados por discordâncias, inclinados em relação ao plano da figura (Mitchell).

Bontinck e outros^{20 e 24}, após um tratamento térmico de cristais de fluoretos a altas temperaturas (1100°) e em atmosfera redutora, com excesso de Ag, observaram as discordâncias então decoradas. Suas linhas se apresentaram em forma de hélice (fig. 38) e foram identificadas com discordâncias helicoidais (fig. 21). A geometria das rêdes de discordâncias foi estudada por Amelinckx^{23 e 25} e Mitchell²²; observações experimentais do primeiro confirmam as conclusões teóricas.

O mecanismo de escorregamento de Frank e Read — A fig. 39 evidencia experimentalmente a realidade do mecanismo de escorregamento proposto por Frank e Read. Ela foi obtida por Dash²⁹ utilizando cristal de Si, decorado após haver sido submetido a torção.

É fácil vêr que o mecanismo de crescimento de cristais, tal como foi descrito, é análogo ao presente mecanismo de escorregamento; à espiral de crescimento corresponde a de escorregamento.

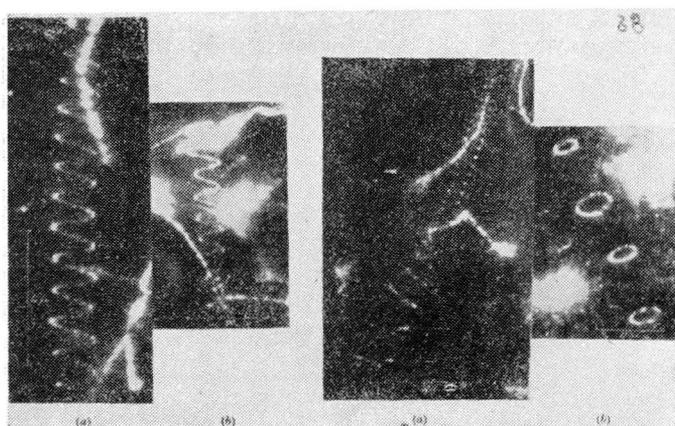


Fig. 38 — Discordâncias helicoidais em cristais de fluorita (Bontinck).

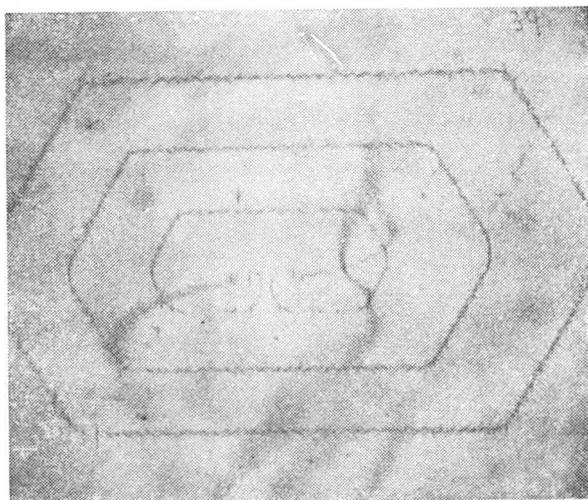


Fig. 39 — “Laços” fechados desenvolvidos por um par de “fontes” de Frank e Read, em Si (Dash).

Movimento de discordâncias e seu efeito no p.a. — Recentemente, Gilman e Johnston¹⁶ observaram o efeito do movimento de uma discordância na forma de um p.a., em LiF. Quando a discordância move-se, seu p.a. inicial deixa de ter a forma piramidal em ataques subseqüentes, tornando-se de fundo achatado. Daí se conclui que não só uma discordância

dá origem a um p.a., mas também que sua presença é necessária para manter a forma piramidal de um p.a. em crescimento (fig. 40).

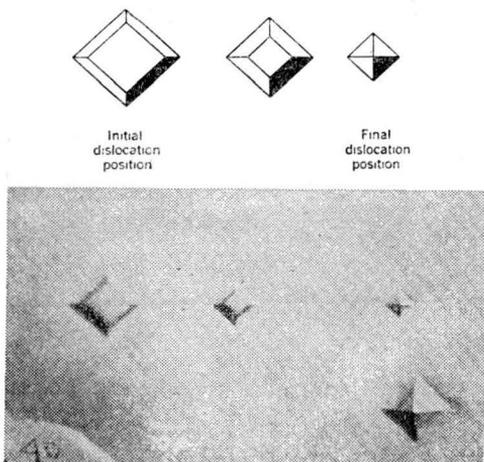


Fig. 40 — Efeito do movimento de discordâncias sobre os "pontos de afloramento" em LiF (Gilman).

4. OBSERVAÇÃO DIRETA DE DISCORDÂNCIAS

Modelo das bôlhas de sabão — As discordâncias foram visualizadas pela primeira vez por meio de um modelo de bôlhas de sabão devido a Bragg e Nye³². Ele é constituído por uma monocamada de bôlhas de sabão, de diâmetro uniforme, flutuando em um líquido, com os seguintes característicos: as bôlhas formam uma camada densa; a força atrativa entre elas resulta da tensão superficial e a repulsiva do

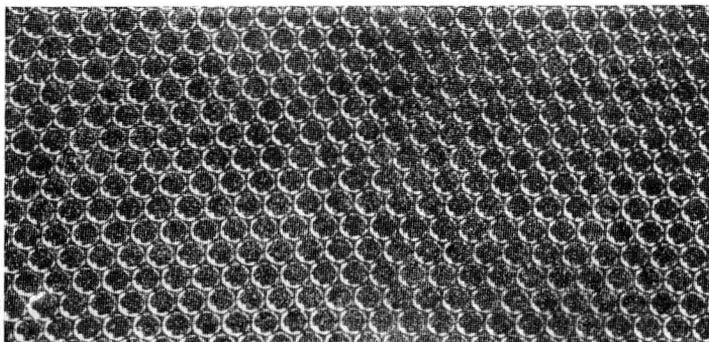


Fig. 41 — Modelo atômico em bôlhas de sabão, apresentando uma discordância (Bragg). Para ver o plano extra, examine a figura com ângulo rasante e inclinação de 45°.

excesso de pressão interna (esta sendo inversamente proporcional ao raio da bôlha); o tamanho da bôlha determina sua dureza de maneira que são mais moles as maiores. De acôrdo com cálculos de Fuchs, bôlhas com 1,1 mm de diâmetro representam aproximadamente átomos de cobre. Por meio dêsse modelo (fig. 41), discordâncias podem ser visualizadas e movimentadas.

Vê-se então de que maneira um cristal sofre deformação como resultado do movimento de discordâncias. Outro fenômeno fâcilmente visualizado é o da recristalização.

Êsse modelo pode ainda explicar a estrutura em discordâncias de contornos de grão de pequeno ângulo. Recentemente mostrou-se, por meio dêsse modelo, que um contôrno de ângulo (32° p. ex.) que usualmente consiste de vazios, pode ser convertido em outro de estrutura em discordância pela aplicação de vibrações (fig. 42).

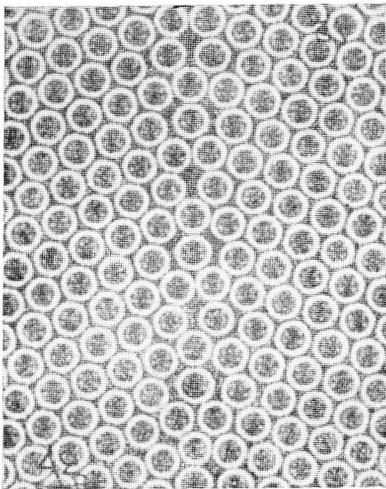


Fig. 42 — Modelo de um contôrno de grão de grande ângulo.

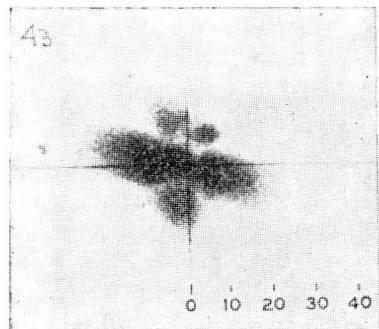


Fig. 43 — Campo de tensões ao redor de uma discordância plana, visto com auxílio da luz polarizada.

Ainda falta um estudo extensivo do modelo em três dimensões.

Observação com auxílio da luz polarizada — Bond e Andrus³³ observaram discordâncias em Si por meio da luz polarizada; prepararam cristais bastante puros e examinaram-

nos à luz polarizada, infravermelha. Fotografaram assim o campo de tensões ao redor de uma discordância plana (fig. 43) e o compararam ao teórico (fig. 44).

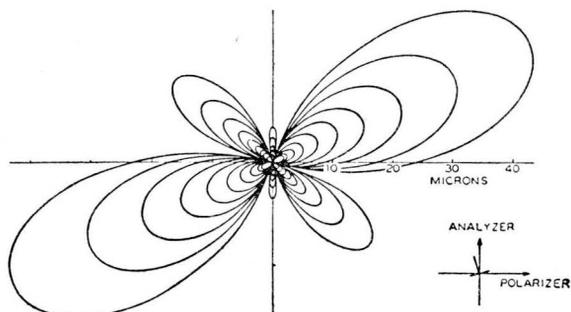


Fig. 44 — Campo de tensões ao redor de uma discordância plana, calculada teoricamente.

Observação com o microscópio eletrônico — Hirsch, Horne e Whelan³⁵ observaram o arranjo e o movimento de discordâncias em fôlhas de Al por meio de microscopia eletrônica de transmissão. A fig. 45 mostra uma área em que a maior parte dos contornos não é normal ao plano da fôlha.

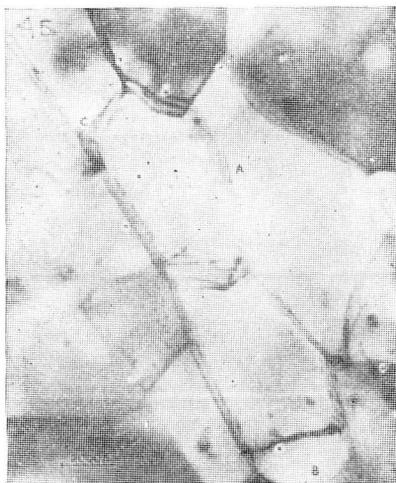


Fig. 45 — Discordância em contorno de grão, Al (Hirsch).

Alguns dos contornos, como (A), são constituídos por linhas de discordâncias paralelas, de maneira que são contornos “de torção” puros; outros (B) contêm reticulados de discordâncias. A micrografia mostra a natureza tridimensional da subestrutura; em particular, a junção dos contornos pode

ser observada com clareza. Em alguns casos, como em (C), não podem ser observados.

Alguns observadores verificaram que o uso de alta corrente produz movimento das discordâncias. A causa disso reside, provavelmente, na criação das tensões térmicas devidas ao aquecimento localizado. Tal movimento foi filmado pelos autores acima citados³⁵.

Whelan, Hirsch e Horne³⁶ continuaram as experiências, desta vez em aço inoxidável. A fig. 46 mostra discordâncias acumuladas junto a um contórno de macla.

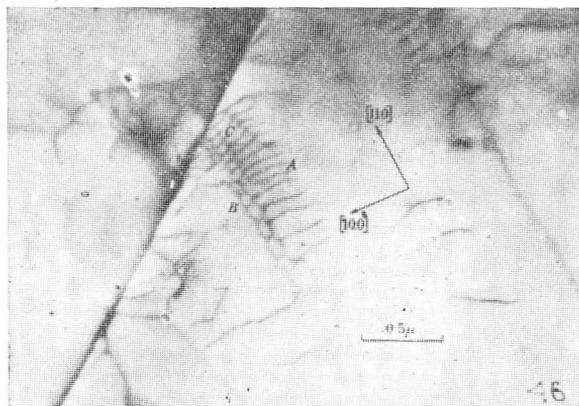


Fig. 46 — Discordâncias acumuladas num contórno de grão (Whelan).

Em A, um conjunto de discordâncias se empilha sôbre um plano (111); em B, o empilhamento se transforma em uma rede hexagonal no mesmo plano (111). Os lados do hexágono são paralelos à direção (112). Essa rêde é formada provavelmente da seguinte maneira: uma discordância em hélice, em outro plano de escorregamento, paralelo à direção (110) indicado na fig. 47 intercepta perpendicularmente as discordâncias empilhadas.

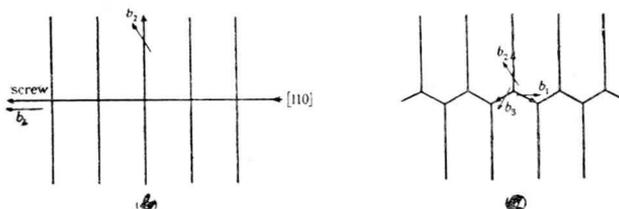


Fig. 47 — Esquema das discordâncias em B da figura anterior.

Resultam nós onde se encontram quatro discordâncias. Estes são instáveis normalmente e se transformam em nós de três discordâncias. Na região assinalada com C ainda há nós com quatro discordâncias que não degeneraram.



Fig. 48 — Discordâncias em aço inoxidável. Na figura seguinte, a discordância C movimentar-se-á até encontrar B (Whelan).

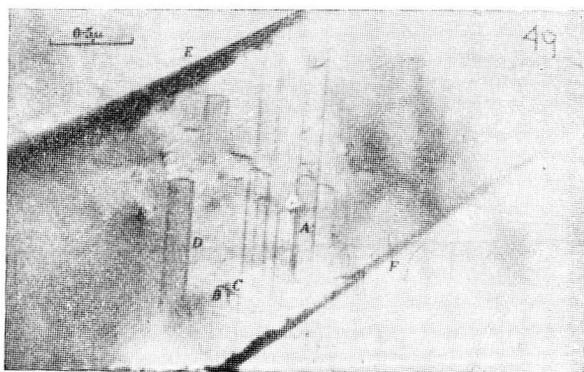


Fig. 49 — A discordância C encontrou a B (Whelan).

Os autores dos mesmos trabalhos puderam observar o movimento de discordâncias, nas mesmas condições que para a fôlha de Al. As figs. 48 e 49 mostram quatro discordâncias: A e C num dado sistema de escorregamento e B e D num segundo. A discordância C move-se até encontrar a B.

Uma discordância perfeita pode ser subdividida em duas parciais (do tipo Shockley) mais uma falha de empilhamento situada no plano de escorregamento; a largura da falha aumenta quando sua energia cai.

A fig. 50 (a), (b), (c) e (d) é uma seqüência em que aparece uma falha durante o movimento e subdivisão de uma discordância e, finalmente, o desaparecimento dessa falha

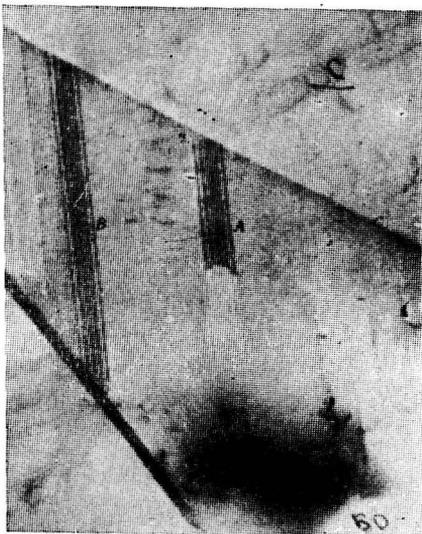
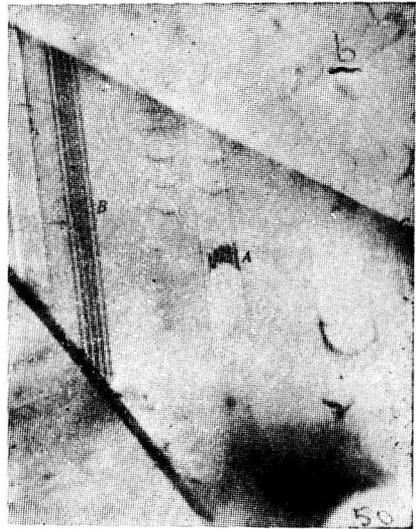


Fig. 50 — (a), (b), (c), (d). Seqüência mostrando o aparecimento e desaparecimento de falhas de empilhamento em aço inoxidável. C é um contórno de macla (Hirsch).

quando a discordância atinge um contôrnio de macla. Observe-se A em (a) e (b); houve o alargamento da faixa; em (c) ela aumentou e em (d) desapareceu.

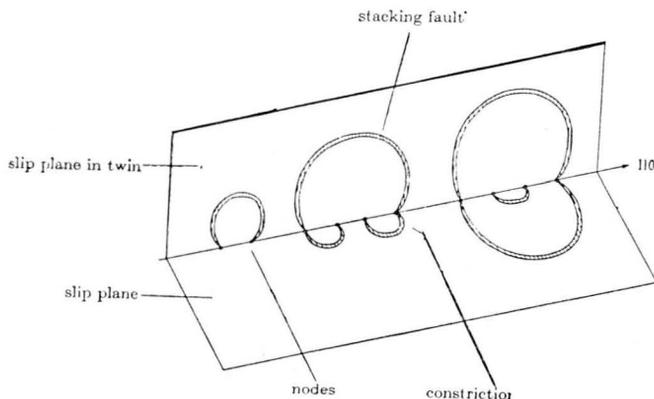


Fig. 51 — “Fonte” de escorregamento com mecanismo de Frank-Read, em um contôrnio de macla (Whelan).

A fig. 50 mostra ainda dois conjuntos de discordâncias, I e J, movimentando-se em direções divergentes do contôrnio C a partir de uma mesma região H. Isto sugere a existência de uma “fonte” do tipo de Frank e Read, constituída por uma discordância em hélice, situada no plano de escorregamento (111), no contôrnio da macla C. Os laços “da fonte” devem passar de um plano de escorregamento a outro, atravessando o contôrnio da macla (fig. 51).

Franjas de Moire — A fig. 52 mostra as franjas de Moire (franjas de interferência em microscopia eletrônica) do super-reticulado de cristais de “serpentine”, no qual se encontram muitas discordâncias, como indicadas por seu símbolo convencional (T ou T invertido).

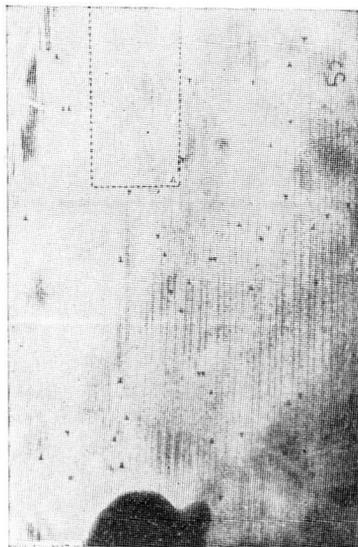


Fig. 52 — Franjas de Moiré em “serpentine” (Kamiga e outros³⁹).

Observação por meio de raios X — Discordâncias podem ser postas em evidência no interior de cristais com base no fato de que mudam a intensidade de difração dos raios X em relação às regiões vizinhas. A fig. 53 mostra o exemplo de uma dessas observações.

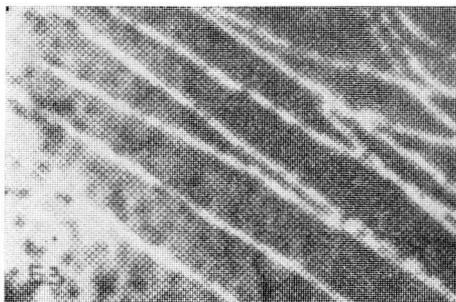


Fig. 53 — Discordâncias postas em evidência por meios de raios X (Lang ⁴¹).

O método possui as seguintes vantagens em relação aos descritos anteriormente: a) permite o exame de corpos de prova espessos; b) o corpo de prova não é destruído; c) o mesmo local pode ser observado repetidamente.

BIBLIOGRAFIA

1. Livros de consulta:
 - a) Mott, N. F. and Jones, H. — *Theory of the Properties of Metals and Alloys* (1936).
 - b) Slater, J. C. — *Introduction to Chemical Physics* (1939).
 - c) Seitz, F. — *The Modern Theory of Solids* (1940).
 - d) Slater, J. C. — *Quantum Theory of Matter* (1951).
 - e) Kittel, C. — *Introduction to Solid State Physics* (1953).
 - f) Peierls, R. E. — *Quantum Theory of Solids* (1955).
2. OROWAN, E. — *Z. Phys.*, 89(1934), p. 634.
3. POLANYI, M. — *Ibid.*, 89(1934), p. 660.
4. TAYLOR, CT. I. — *Proc. Roy. Soc.*, A145(1934), p. 362.
5. KLASSEN-NEKLIUDOVA, M. V. and KONTOVA, T. A. — *Uspehi Fizicheskikh Nak*, 52(1954), p. 143.

6. Livros de consulta:

- a) Read, W. T. — Dislocations in Crystals (1953).
- b) Cottrell, A. H. — Dislocations and Plastic Flow in Crystals (1954).
- c) Seitz, F. — Imperfections in Nearly Perfect Crystals, p. 3 (1952).

7. Livros de consulta:

- a) Frank, F. C. — Advances in Physics, vol. 1 (1952), p. 91: Crystal growth and dislocations.
- b) Verma, A. R. — Crystal Growth and dislocations (1953).
- c) Forty, A. J. — Advances in Physics, vol. 3 (1954), p. 1: Direct observations of dislocations in crystals.
- d) Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, Chapt. I (1957)

8. HORN, F. H. — *Phil. Mag.*, 43(1952), p. 1210.9. VOGEL, F. L., PFANN, W. GT., COREY, H. E. and THOMAS, E. E. — *Phys. Rev.*, 90(1953), p. 489.10. Por exemplo: Lacombe, P. and Yannaquis, M. — *Métaux et Corrosion*, 22 (1947), p. 35.11. AMELINCKX, S. — *Acta Met.*, 2(1954), p. 848.12. SUITS, J. C. and Low, J. R. — *Ibid.*, 5(1957), p. 285.13. WYON, G. and LACOMBE, P. — *Defects in Crystalline Solids*, p. 187 (1954).14. WYON, G. and MARCHIN, J. M. — *Phil. Mag.*, 46(1955), p. 1119.15. GILMAN, J. J. — *J. Metals*, 8(1956), p. 998.16. GILMAN, J. J. and JOHNSTON, W. G.^{7d}, p. 116.17. NISHIYAMA, Z. and FUJITA, H. — *J. Appl. Phys.*, Japan, 26(1957), p. 191.

18. A técnica do ataque térmico é descrita em:

- a) Hendrickson, A. A. and Machlin, E. S. — *Acta Met.*, 3(1955), p. 64.
- b) Machlin, E. S.^{7d}.

19. Ver por exemplo: Frank, F. C.^{7a}.

20. Ver:

- a) Bontinck, W. and Dekeyser, W. — *Physica*, 22(1956), p. 595.
- b) Bontinck, W. and Amelinckx, S. — *Phil. Mag.*, 2(1957), p. 94.
- c) Amelinckx, S., Bontinck, W., Dekeyser, W. and Seitz, F. — *Ibid.*, 2(1959), p. 355.

21. HEDGES, J. M. and MITCHELL, J. W. — *Phil. Mag.*, 44(1953), p. 223; p. 359.
22. MITCHELL, J. W.^{7d}, p. 69.
23. AMELINCKX, S.^{7d}, p. 3.
24. MAENHOUT-VAN DER VORST, W. and DEKEYSER, W. — *Phil. Mag.*, 1(1956), p. 882.
25. AMELINCKX, S. — *Acta Met.*, 6(1958), p. 34.
26. AMELINCKX, S. and MAENHOUT-VAN DER VORST, W.^{7d}, p. 55.
27. SUZUKI, H. and FUJITA, F. E. — *J. Phys. Soc.*, Japan, 9(1954), p. 428.
28. BILBY, B. A. — *Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids*, p. 124 (1955).
29. DASH, W. C.^{7d}, p. 57.
30. VERMA, A. R. — *Phil. Mag.*, 42(1951), p. 1005.
31. FORTY, A. J. and FRANK, F. C. — *Proc. Roy. Soc.*, A217 (1953), p. 262. (See also Forty, A. J.^{7c}.)
32. BRAGG, W. L. and NYE, J. F. — *Proc. Roy. Soc.*, A190 (1947), p. 474.
33. BOND, W. L. and ANDRUS, J. — *Phys. Rev.*, 101 (1956), p. 1211.
34. MENTER, J. W. — *Proc. Roy.*, A236 (1956), p. 119.
35. HIRSCH, P. B., HORNE, R. W. and WHELAN, M. J.^{7d}, p. 92; filme "Movimento de discordâncias em fôlhas de Al".
36. WHELAN, M. J., HIRSCH, P. B. and HORNE, R. W. — *Proc. Roy. Soc.*, 240 (1957), p. 524; WHELAN, M. J. and HIRSCH, P. B. — *Phil. Mag.*, 2 (1957), p. 112; p. 1303.
37. FRANK, F. C. — *Report of the Conference on Defects in Crystalline Solids*, p. 159 (1955).
38. HASHIMOTO, H. and UEDA, R. — *Acta Cryst.*, 10 (1957), p. 143.
39. KAMIYA, Y., NONOYAMA, M. and UEDA, R. — *J. Phys. Soc.*, Japan, 14 (1959) p. 1334.
40. NEWKIRK, J. B. — *J. Appl.*, 29 (1958), p. 995.
41. LANG, A. R. — *J. Appl. Phys.*, 29 (1958), p. 597.
42. LANG, A. R., MEYRICK, G. — *Phil. Mag.*, 4 (1959), n.º 42, p. 878.

Nota — As referências que não aparecem no texto tratam de assunto correlato à primeira de número inferior que é mencionada no mesmo.

DISCUSSÃO

OBSERVAÇÃO MICROSCÓPICA DE DISCORDÂNCIAS (1)

Raul Diehl Cohen (2) (na Presidência) — Acabamos de ouvir a apresentação oral do trabalho em pauta pelo Eng. Amaral Cintra. Está em discussão o mesmo.

Werner Grundig (3) — Perguntaria sobre a possibilidade do nascimento de discordâncias, e pediria um esclarecimento sobre a possibilidade de precipitação de discordâncias em regiões diferentes no seio de um cristal.

J. A. Cintra — A origem da discordância é um ponto que merece bastante discussão. Uma das fontes de discordâncias seria o ponto de alta concentração de tensões. A discordância não poderia surgir em um cristal perfeito, a não ser que em algum ponto já houvesse concentração de tensões tão altas que a tensão aplicada seria suficiente para dar origem à discordância. Mais ainda; se dois cristais crescem com uma ligeira desorientação, no espaço triangular vazio vão se introduzindo semi-planos, à maneira de cunhas, alternadamente encostadas em um e outro cristal (vide fig. 27).

W. Grundig — Quanto à segunda parte, qual a possibilidade da segregação da discordância em regiões preferenciais e suas correlações com os processos de difusão? Estou me referindo, principalmente, a gases dissolvidos em sólidos.

J. A. Cintra — As discordâncias podem se acumular em certas regiões, como no contórno do grão, o qual constitui barreira contra o seu movimento.

W. Grundig — Se uma discordância corresponde a um estado de tensões extremamente local, evidentemente onde houver a concentração de discordâncias haverá um campo maior de concentração de tensão de caráter local. O senhor admite a possibilidade de se formarem, dessa forma, digamos, poros, microporos em dimensões submicroscópicas e até macro?

J. A. Cintra — Perfeitamente. A discordância pode ser uma fonte de vazios.

W. Grundig — Nesses vazios assim formados durante a deformação plástica de cristais poderiam afluir átomos de gases que se poderiam acumular nesses vazios?

J. A. Cintra — Acredito que sim

(1) Contribuição Técnica nº 376; apresentada à Comissão "B" do XIV Congresso Anual da ABM; Belo Horizonte, julho 1959.

(2) Membro da ABM e Presidente da Mesa; Engenheiro e Professor da Escola de Engenharia da URGs; Pôrto Alegre, RS.

(3) Membro da ABM; Engenheiro e Professor da URGs e do ITERS; Pôrto Alegre, RS.

Otto Weinbaum ⁽⁵⁾ — O autor indicou como uma das fontes de empecilho ao movimento das discordâncias o contôrno do grão. Provavelmente êsse impedimento vai elevar a resistência do material. O senhor poderia indicar-me outras fontes que poderiam impedir o movimento de discordâncias?

J. A. Cintra — Mais duas: uma delas seria a precipitação de partículas estranhas no plano de escorregamento. Elas servem de pontos de ancoragem da discordância e, portanto, um fator que dificulta sua movimentação. Ainda há outra possibilidade: a de uma discordância se cruzar com outra. Teremos duas linhas de discordâncias perpendiculares entre si. Elas se fixam mutuamente.

W. Grundig — Isso serviria também para explicar o encruamento?

J. A. Cintra — Sim, ao menos em parte.

Rubens Magalhães ⁽⁶⁾ — O senhor poderia dar-me a ordem de grandeza da velocidade dessas discordâncias?

J. A. Cintra — Varia muito. A máxima velocidade é a do som.

Ferruccio Fabriani ⁽⁷⁾ — À guisa de complementação dos métodos de evidência da discordância, queria mencionar a experiência feita em 1952 por Parker. Seria interessante, também, para que ficasse evidenciado por uma questão histórica, que a primeira experiência foi feita pelo colombiano Pastori.

(5) Membro da ABM; Professor do ITA; São José dos Campos, SP.

(6) Membro da ABM; Engenheiro da Caterpillar do Brasil S.A.; São Paulo.

(7) Membro da ABM; Engenheiro e Professor Catedrático da UNE; Rio de Janeiro, GU.