

結晶格子轉位と初期クリープ

および

疲労破壊に關して

谷 安正 ・ 神前 灝 ・ 安井 勇夫

はしがき

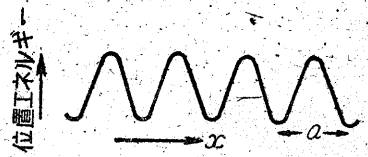
X線解析等による結晶型態に關する研究が進むにつれ結晶は原子の嚴密に規則正しい並び、すなわち空間的に一定の週期を有つ三次元的な格子構造からなるという考えが確められてきた。また一方これと對蹠的に種々の結晶の物理的性質の研究が深まると共に結晶格子は完全に規則正しいものではなくその中に常に缺陷が存在し、それが結晶の性質にいちじるしい影響をあたえることが次第に明らかになつてきた。格子缺陷としてはいろいろな型が考えられる。例えば正規の位置で原子が缺けているいわゆる格子空位とか、また正規でない位置すなわち格子點の中間に原子が介在する場合等である。轉位 (dislocation) は結晶の塑性變形を説明するために導かれたこれ等の格子缺陷の他の一つの型である。次に格子轉位説に基いて筆者の研究室で行つた二三の實驗結果に説明を興える。そのためにまず格子轉位とそれのもつ物理學的性質について手短かに解説を興えることにする。ちなみに轉位という概念は 1934 年頃から次第に明確になつたもので、1940 年の Physical society of London* にその symposium が掲載されまたその翌年 Journal of Applied Physics** に數號にわたり F. Seitz と T. A. Read が轉位論に基く塑性を論じて以來格子轉位と塑性變形とに關する研究が急速に進歩した觀がある。さらにその後の進歩については英國の Bristol 大學における Strength of Solid についての學會の報告 (Rep. Conf. strength of Solid. Phys. Soc. London)*** B. Chalmer の Progress in Metal Physics I および II (1949, 1951) ならびに Cold Working of Metals (American Soc. Metals (1949) 等に掲載されている。なお轉位論に關して相當深く突込んだ總合報告が東北大金材研究所の鈴木平氏によつて興えられていることを附言する¹⁾

I. 格子轉位とその性質

1. 結晶の強さと格子轉位 弾性限界を超えた歪いゆる塑性變形は常に一定の結晶面 (必ずしも一種とはかぎらない) における一定の結晶方向に起るじりから成り、またこれらの面および線は原子密度が最も大きいものであることが明かにされている。ところでこの場合もし結晶が完全に規則正しいならばじりを起すに要する力を考

結晶格子轉位について現在探られている説の大略を紹介し、これにもとずいて鋼の單結晶に關する筆者らの初期クリープの實驗結果に對して説明を興え、さらに合金の疲労破壊の機構に論及した。

えると少くとも剛性率 μ の數十分の一の大さと推定される。それは次の理由による。じり面を境とする兩側の結晶の部分のたがいの“ずれ” x とその間の位置エネルギーを考えると



第1圖のように格子常數 a を週期とした波状曲線になるはずである。それで單位格子常數だけたがいにずれるならば結晶は再び完全となつてエネルギーは元の状態と同じになる。従つてこのずれに際して兩面間に働く力 F も同じ週期をもつ x に對する週期的函數で表わされ $x=0$ で力は零で、 $x=a/2$ では a/h である。ここで h は相隣一つの結晶面間の距離を表わす。それで力 F は大體

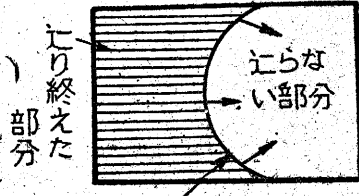
$$F = (\mu a / 2 \pi h) \sin (2 \pi x / a)$$

としてよい。じりを起すには位置エネルギー最大の點 A を超えたずれを興える必要がありこれに對應する力は

$$F_{\max} = \mu a / 2 \pi h$$

である。⁵⁾ 面心立方ではじり面は (111) じり方向は (110) であるから $a/h = \sqrt{3}/2$ で F_{\max} は 0.15 となる。ところで實際にはすべての金屬の降伏點はこの値の數千分の一程度であり、特に最も理想に近い格子構造をもつはずの純金屬單結晶では降伏點は剛性率の數萬分の一程度に小さい。

この低い降伏點を説明するには結晶は全體としてたがいにじるのではなく結晶中には理論的格子からの缺陷が存在し、その缺陷が外からの應力によつて移動することによつてじりが起るとしなければならない。すなわちじりに對する現在の考えではじりは結晶の一方の端から始つてじり面に沿つて順次に傳播して他の端に終ると

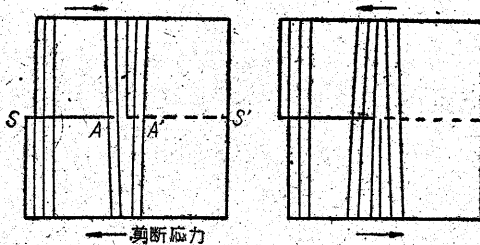


* 以下参考文献 I とする。 ** 同右 II *** 同左 III ! 同左 IV

されている。このように考えるときは迂りが終つた部分と迂りの初まらない部分との間に結晶格子の亂れた線状の遷移區間を生ずるわけであつて、轉位とはこの遷移區間である不連続線をさしているのである。

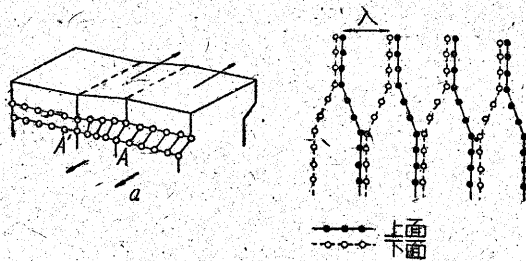
1934年 Taylor, Orowan 等によつて塑性變形に關して轉位論が導かれて以來³⁾ 理論的⁴⁾ にもまた實驗的⁵⁾ にも數多くの研究がこの問題に關して行われ、初めは單に假説として導かれた轉位は現在は實證される域に達した。轉位はその兩側の原子面の迂り量の差を強度とし、またいずれの方向に強度に等しい大きさを有つベクトルによつて數量的に表わされている。原理的な取扱ひの立場から轉位は双型 (edge type) およびネジ型 (screw type) の二つの標準型式に分類して考えられている。

双型の轉位は第 3 圖 a のように迂り面 SS' に沿うてその上の區域の中 SA の部分が一原子距離だけ迂り残りの部分 A'S' が迂らないときのこの二つの間に挟まる幅 AA' の不連続區間をいう。またこの轉位に對し第 3 圖 b のように迂りの向きが反對の場合の轉位も考えられる。



(a) 正轉位 (b) 負轉位
第 3 圖 双型轉位

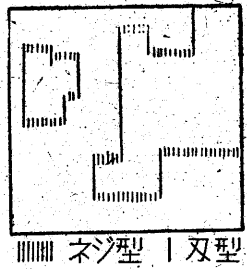
(a) の場合を正の轉位とし (b) の場合を負の轉位とする。正の轉位では迂り面の上にある部分は壓縮を受け下の部分は引張りを受けている (負の轉位ではその反對)。また純粹の双型轉位では結晶の一端から初つて他端にまでおよんでいる。



第 4 圖 ネジ型轉位

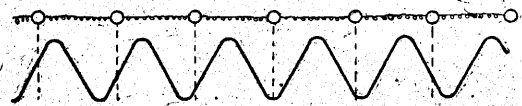
第二の型式のネジ型轉位では第 4 圖 (a) のように結晶の一半が残りの部分に對し境界線に並行に迂り面に沿うて迂つたときのこの兩半の領域間の不連続部分をいい、第 4 圖 b はこのときの原子の並びを上から見た模様を示す。この型の轉位についても正および負の兩種が考えられる。

上にあげた兩者は共に線型の不連続であるか任意の非線型の轉位は双型およびネジ型の兩種の組合せでつくることができる。また轉位は迂つた部分と迂らない部分との境界層であるから閉曲線になるか、または結晶の一方の境界面から他の境界面に終らなければならぬ。



第 5 圖

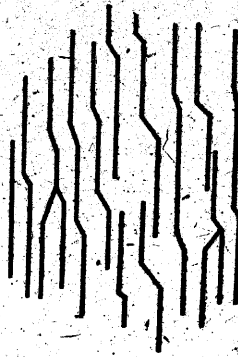
2. 轉位の性質 塑性變形の降伏點の低いことを説明するために導入されたこの轉位のもつべき本質的な性質としては、第一に小さい應力によつても容易に移動しなければならぬことである。これは第 6 圖のような模型を



第 6 圖

探つて説明すると簡單になづけることである。轉位を形成する原子力の場合はいずれにしても週期的なポテンシャル分布 (曲線 a) を形づくり轉位原子はその兩側にある同じ並びにある原子から押されて平衡を保つている (この相互作用をバネで表示する)。これを全體として右方に動かすときは轉位の中央から右側ではポテンシャルエネルギーは減少し左側では増してそのエネルギーの代數和は近似的に零であるから、移動に要する力は極めて小さいものであることがわかる。この力に關する正確な計算は非常に困難であつて假定するモデルによつてその値がいちじるしく變り轉位の幅 (第 3 圖の AA') が大きい程その値は小さくなり幅を 2~3 倍にすると移動の臨界應力は $10^4 \sim 10^7$ 倍にもなる。正の双型轉位では壓縮された上半分の部分は轉位の幅を擧げようとするか、下半分特にそのすぐ下の原子面の原子は轉位の幅をせばめるように働く。そして後者の作用は強いので轉位領域にある原子が正規の位置からずれが $a/4$ に達する範圍は一原子區間と見られている。Nobarro によればこの幅の轉位では移動の臨界應力は $\mu/2000$ と計算しているが、これもある種の單結晶に對する實驗値よりずつと大きい。それで實際の轉位はこれより多少廣い幅を占めるものと考えられる。²⁾ また温度が高くなると熱振動の結果迂り方向の轉位の幅が廣くなり高温では移動の臨界應力は零に近くなるであろうし、迂りに垂直な方向にも屈曲を生ずるのでこれと同等な他の迂り面への遷移の確率も生じる。アルミニウムなどに現れる迂り線は常温では屈折するが銅等では眞直であることがこれによつて説明できる。⁶⁾ また銅等の溶融點の比較的高い金屬では高温で塑性變形を與えるとアルミニウムと同様に迂り線に第 7 圖のように屈折が現れることも理解される。⁶⁾

2. 轉位の應力場とその自己エネルギー 轉位は格子の歪みであるからそのまわりに内部應力を生じ、それに伴つて歪みエネルギーをもつ轉位それ自體の平衡は單なる弾性論的な考究では論じられないのであるが、轉位の中心をとりのけたその外の歪は大體彈性論的に取扱つてよい。これに関する取扱いは Taylor³⁾



第 7 圖

および Koehler⁴⁾ 等によつて研究された。轉位に伴う應力場の歪エネルギーの轉位の單位長さについての値 W_s は次式のようになる。

$$W_s = \frac{\mu \lambda^2}{4\pi(1-\nu)} \log r_0 / r_0$$

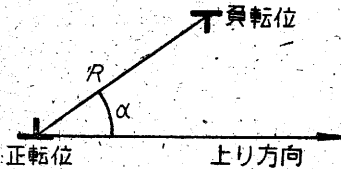
ここで r_0 は轉位の半徑、 ν はポアソン比。これにはよれば無限に大きい結晶中の單一轉位は無限大のエネルギーをもつことになる。しかし實際の結晶では不純物とかこれと反對符號の轉位、あるいは他の種の格子缺陷が存在するので單一轉位の有効作用半徑が有限と考えられるので無限大にならないと推考される。

3. 轉位向の相互作用 二つの轉位間の相互作用について考える。同一面上にある二つの轉位は、もしそれらが異符號をもつと牽引し合い同符號のときは反撥し合うことは容易にわかる。なぜならば異符號のときは互に近づく程内應力が緩和され歪エネルギーが減少し同じ強さのものが合體すると結晶格子は完全となつて轉位は消滅する。すなわち歪エネルギーは零となり、反對に同符號のものではたがいに近づくると應力は増大し歪エネルギーが増すからである。

一符號を異にする強さの相等しい一對の双端轉位のもつエネルギー W は次式で與えられる。

$$W = 2W_s + V = \frac{\mu \lambda^2}{2\pi(1-\nu)} (\log \frac{R}{r_0} \cos^2 \alpha) \quad (3)$$

ここで W_s は一つの轉位の自己エネルギー、 V は相互ポテンシャルエネルギー、 R は轉位線間の距離、 α は R と λ 方向の間の角を表わす。この場合はエネルギーは有限になる。これは二つの轉位による應力はたがいに拮抗し合つて應力



第 8 圖

は距離と共に急速に減少するからである。また轉位間の相互作用力 F はポテンシャルエネルギーの負の公配で與えられるから

$$F_R = -\mu \lambda^2 / \{2\pi(1-\nu)R\},$$

$$F_\alpha = -\mu \lambda^2 \sin 2\alpha / \{2\pi(1-\nu)R\}$$

となる。それで異符號の一對の轉位はたがいに引合い、同一面上にあるときは各轉位を平衡位置に保持する力よりこの牽引力が大きくなるとたがいに走り寄つて合體してしまふ。銅についてこの相互力を計算すると $R=10\text{\AA}$ では轉位の單位長さについて 600dyn になり、これは次に述べるように $2.5 \times 10^2 \text{ kg mm}^{-2}$ の外應力が働いた場合に轉位に作用する力に等しい。

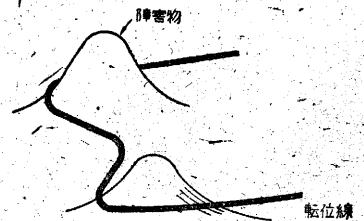
4. 轉位と働く外應力の作用 結晶に應力が働くると轉位を移動させる方向に力が働き、これが轉位を平衡位置に保持する力より大きな場合に走りは進行する。轉位に働く外應力の力については Mott と Nabarro によつて計算されている。²⁾ 一邊の長さが L である正方形の結晶板中に強さ λ の一つの双型轉位が一邊に平行に横切つているときを考える。上下の面に σ の剪断應力を轉位線に垂直に與え、轉位を結晶の一端から他端迄移動させる。このとき結晶は面に沿つてその上下の部分はたがいにだけずれる。外力は λL^2 であるから外應力のなした仕事は $\lambda \sigma L^2$ であり、轉位の單位長さに働く外力を F とするとそのなした仕事は FL^2 でありこの両者が等しくなるべきであるから

$$F = \lambda \sigma$$

となる。

同一面上に異符號の一對の轉位があつた場合これに外應力が働くると各轉位は反對方向の力を受けるのであるが、外應力が轉位間の牽引力より大きい場合初めてこれが引離され走りは進行する。

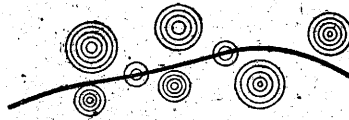
5. 轉位の可撓性 轉位はそのまわりに内部應力の場をもつので、それで不純物その他の格子缺陷に近づくると格子缺陷による格子歪を増すことになるので轉位とその格子缺陷の間に反撥力が働き、轉位の移動に對し後者は障害物すなわちポテンシャル障壁の役割をつとめる。轉位がこの障害を乗り越えて進むに要する仕事、すなわち障壁の高さにはいろいろの大きさのものがあるであろう。この高さが大きいものでは轉位はそれに引掛るとそれ以上進行することはできない。しかし轉位線は剛いものではなく第9圖のように撓むことができる



第 9 圖

できると考えられる。それで轉位線は障害物との間のポテンシャルエネルギーが極小であるような線に沿つて擴がつていよう。しかし一方轉位區域は完全格子より高いエネルギーを有つ。Mott と Nabarro によれば²⁾ 原子間隔を d とすれば轉位の單位體積について μd^3 のエネルギーをもつので轉位線は μd^2 の張力をもつことと同等である。それで轉位線は障害物の谷間を縫つて張ら

れたゴム糸のよう
な形をとること
になる。最小ポテ
ンシャルエネルギー
をもつためには障



第 10 圖

害物との間の相互ポテンシャルエネルギーと轉位自身の張力に対するポテンシャルエネルギーの和が最小でなくてはならぬので、小さな障壁の頂上をも乗り越えて轉位線が伸びている場合もあり得るわけである (第 10 圖)。

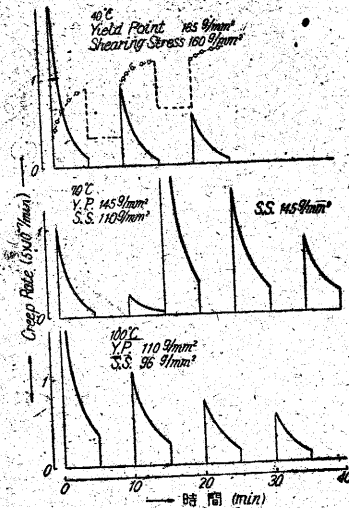
II. クリープ、疲勞破壊、回復熱等の實驗

轉位に關して話すべき多くのことがあるが以上は簡単に以下述べようとする實驗結果に直接關連するものの性質だけあげた (例えば轉位がどうして發生するか等のような重要な問題も今はとり上げないことにした)。

(1) 初期クリープ

極めて小さい應力の下でも精密に測定すると單結晶ではクリープが起ることが知られる。このことは前に述べたように轉位の移動の活性化エネルギーの小さいことから理解されることであろう。この場合、應力が小さい間はクリープの速さは應力に比例してきますが、應力がある限度を超えると應力に対して指數函数的に増しわれわかれ通常降伏點といつている應力はこの臨界應力を探つているものと考えられる。次にこの臨界應力以下の應力に対するクリープいわゆる初期クリープについての一つの實驗結果を紹介する。

銅の單結晶 (半徑 5 mm, 長さ 10 cm) の初期クリープを 40°C, 70°C, 100°C で測定した。5 min 荷重し 5 min 間荷重を取去りこれを數邊繰返しその間の伸びを測定した。第 11 圖および第 12 圖はこの場合の時間とクリープの速さとの關係を表わすもので (點線は伸びと時間との關係), 第 11 圖



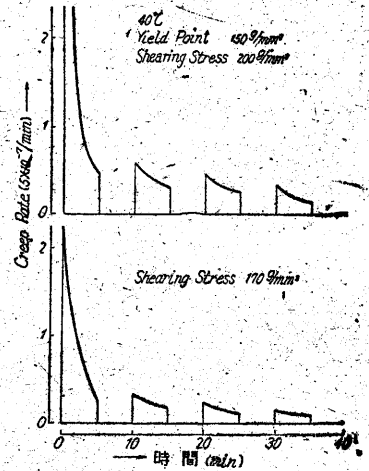
第 11 圖 yield Point より creep 上による歪硬化の回復

は應力が降伏點より低い場合であり第 12 圖は降伏點よりわずかに大きい場合を示す。いずれも時間と共にクリープ速度は減じ歪硬化を示すが、前者では除重の後では著しい回復が見られるに反し後者では回復が極めてわずかである。そしてこの前者の回復は温度と共に増すが

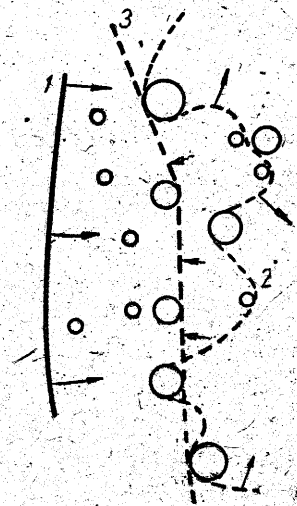
40°C という割合に低い温度でもいちじるしく現れている。この現象は次のように考えられる。單結晶といつても多少の不純物をふくみ、またその不純物がたとえ固液體として混入していても格子に多少の亂れを生じ、結晶内の局部的な應力亂力を興へていると考えることは無理ではなからう。そ

してこの應力の大きさは相當の幅をもつて異つていであろうし、熱振動の結果刻々と多少變動もする。それで結晶内部の轉位線はこれらの應力中心をさけて最小エネルギーをとるよう多少うねつた曲線状になつて

いる (第 12 圖實線)。外から應力が働くと轉位線は移動するがそれを乗り越えるための活性化エネルギーの大きい應力中心はその移動を阻止するので轉位はそこに引掛かり轉位線は大きな曲率をもつて繞み初めるであろう (第 13 圖點線)。曲率が大きくなるとその張力からの移動方向と反對の力がますます移動は次第に緩やかになり歪硬化の現象が現れる。また荷重を取りのぞくと轉位の張力によつて轉位線はできるだけ眞直になろうとする方向に移動し小さな應力中心を乗り越えて大體元の姿にもどるであろう (圖の破線)。この際熱振動によつて應力中心の強さは多少變動するので、ある一定の外應力の下では超えることができなかつた應力中心もその高さが少し低くなり、轉位がこれ乗り越え入りは進行するし、また除重の後轉位の張力の下で逆行する場合についても同様である除重間の時間が増せば回復も大きくなることが豫想される。初めに乗り越えることができなかつた障壁をも張力の下で乗

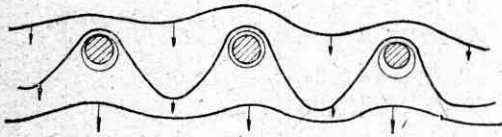


第 12 圖 yield point より上の creep による歪硬化の回復



第 13 圖

り越えることも考えられる。それで歪一張力の関係は可逆ではなく弾性餘効以外の塑性クリープも現れる。大きい荷重の下でのクリープでは相当大きな応力をもつ局部的な欠陥でも転位は外応力によつてこれを乗り越えるので、初めに乗り越えた応力中心を張力の作用および熱振動の影響とだけでは越えることができなくなり、その結果回復現象が少くなると考えられる。また外応力が大きい場合には転位は第 14 圖のように障害物の間で切れ



第 14 圖

てその一部分を障害物のまわりに小輪形転位として留め、残りはまた一つの線転位として進み變形は引續き起る。そしてこの場合には障害物のまわりに転位は次第に密になるので次に續く転位に対する障壁の高さは次第にまし歪硬化が起る。また荷重を取去つても障壁のまわりの転位線輪は消えないので回復は現れない。この種の變形を起し初める外応力を降伏点 Y とするとその大きさは次のように求めることができる。障害物間の距離を D とし転位線はその曲率半径が $D/2$ になれば切れるものとする

$$Y = \mu d / D$$

となる。²⁾ これは結晶粒が細かくなつて結晶粒界のような格子不規則點が多くなるとか、または不純物が多くなると D が小さくなるので降伏點は高くなる事實と一致する。また Orowan はこの考えでオーヴァーエージングによる合金の軟化を説明している。

初期クリープについての荷重と回復および不純物の混入度との関連に關してなお實驗と數量的解析を進めつつある。

(2) 疲勞破壊

荷重が降伏點を越えると前節で述べたようにポテンシャル障害を中心に転位は輪狀に集積し次第に歪硬化が起る。しかし繰返し荷重試験では相次ぐ荷重は反對向きにかかるので、転位の移動は向きを變えるので Bauschinger 効果により歪硬化は起らぬ。従つて障害のまわりの転位の集積は引續き増加する。このとき i 番目の転位線輪 k に番目のものからおよぼす力、外応力の σ および F_i とすると平衡條件から

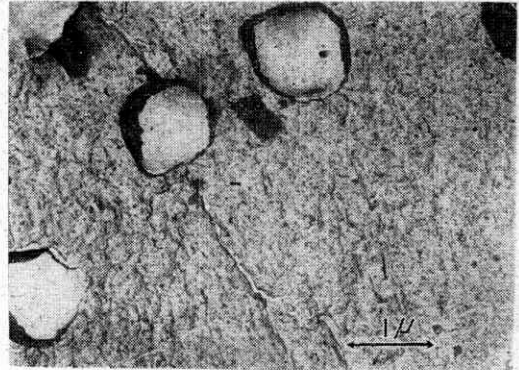
$$\lambda \sigma + \sum_{k=1}^{k=n} f_{ik} + F_i = 0$$

また障害物の受ける力 F は $-\sum F_i$ であり、 $f_{ik} = -f_{ki}$ により $\sum_i \sum_k f_{ik} = 0$ であるから

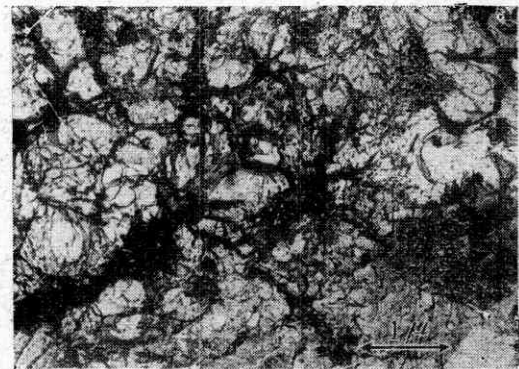
$$F = n \lambda \sigma$$

となる。従つて轉位線の集積した點では小さな外應力でも大きな応力が働き破壊が初まる。

第 15 圖 (a) は疲勞破壊部より遠い部分、(b) はそのすぐ近傍の電子顯微鏡寫眞であつて上述の舉動を物語つているものとする*。



第 15 圖 (a)



第 15 圖 (b)

塑性變形に關する興味ある問題がこの研究室で他に二三取扱われているが、それ等に關しては標題をあらためて紹介することにして筆をおく。(26. 12. 20)

文 獻

- 1) 鈴木平 日本金屬學會金材講習會講義録 (4 昭和 26)
- 2) N. F. Mott, F. R. N. Nabarro III 1.
- 3) M. Polanyi. Z. Phys. 89 (1934) 660. E. Orowan 同左 669 G. I. Taylor Proc. Roy. Soc. A 145 (1934) 362.
- 4) J. M. Burgers I. 23 (1940), 2th Rep. on Visc. Plast. Acad. Sci. Amst. 1938 200 F. R. N. Nabarro I. 90. J. S. Kochler Phys. Rev. 60 (1941) 397.
- 5) W. L. Bragg, J. F. Nye Proc. roy. Soc. A 190 (1947) 474. L. J. Griffn Phil. Mag. 41 (1950) 196. I. M. Dawson, V. Vand Nature 167 (1951) 476 A. R. Verma 同左 939, 168 (1951) 431.
- 6) R. W. Cahn. J. Inst. Met. May (1951) 118.
- 7) E. Orowan IV 118. Dissc. Symp. Internal Stress. London. 160 (1947) 328.

* 試料は強力アルミニウムで、撓ひ繰返し荷重によるもの。(竹中元東大教授による)。顯微鏡試料は大学院研究生池谷光榮による。