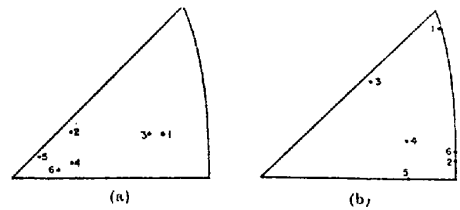


東大工学部 ○井形直弘 橋口隆吉

I 純鉄単結晶における転位の離脱應力ならびに転位と溶質原子との相互作用^{1), 8)}

Johnston²⁾らの鋭い降伏の理論が純鉄に適用されてから³⁾最も重要な問題は降伏歩に低い應力準位で動き得る転位が存在するかどうかと云うこと、また動き始める應力はどの程度であるかと云うことである。それとらへる目的で、純鉄単結晶を用い振巾依存内部摩擦と測定した。用いた純鉄は昭和電工製“Atomiron”であり、0.004wt% Cを含む99.97%のもので、単結晶は歪焼鈍法により作られた。その方位を才1図に示す。内部摩擦は横振動法を用い10⁻³mm Hg真空中にて、100 Oeの磁場中で測定を行なった。ヤング率は共振周波数より計算によって求めた。また離脱歪は内部摩擦Q'対歪振巾の図でQ'が振巾に依存しない部分から実験誤差以上に増加しはしめる点ととり、離脱應力は測定されたヤング率と離脱歪とから求めた。またAllenら⁴⁾によって報告されている二り面二り方向より方位係数を求め、分解離脱應力が求められた。これらの値を才1表に示す。

Granato and Lücke⁵⁾によれば、振巾依存内部摩擦は転位の不純物原子からの離脱にもとづくと考えられる。すなわち転位は約1.5×10⁻²kg/mm²の應力準位でくきづけと離れることになる。この値は巨視的降伏強さ $\sim 4.33 \text{ kg/mm}^2$ (Allenら⁴⁾による。)に比べて



才1図 標準ステレオ三角形で示した単結晶方位¹⁾
(a) 試片軸 (b) 試片の面法線

はるかに小さく降伏歩に転位の離脱によるヒステリシス運動が存在すること、すなわち降伏歩に動き得る転位の存在することを示している

同様な実験を室温から液体室温までの間低温においても行ない離脱應力の温度依存性をしらべた。才2表に離脱應力の温度依存性を示す。この結果低温領域においても降伏前歪が存在することが証明された。またこの表で示されるように離脱應

Specimen	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 6
Break away strain	1.6×10^{-6}	2.0×10^{-6}	2.0×10^{-6}	2.0×10^{-6}	5.0×10^{-6}
Young's modulus (kg/mm ²)	1.94×10^4	1.48×10^4	1.83×10^4	1.44×10^4	1.22×10^4
Break away stress (kg/mm ²)	3.11×10^{-2}	2.96×10^{-2}	3.66×10^{-2}	2.88×10^{-2}	6.10×10^{-2}
Slip plane	(312)	(101)	(312)	(101)	(101)
Orientation factor $\cos \theta \sin \theta \cos \eta$	0.498	0.474	0.498	0.476	0.403
Resolved break away shear stress (kg/mm ²)	1.55×10^{-2}	1.40×10^{-2}	1.82×10^{-2}	1.37×10^{-2}	2.82×10^{-2}

才1表 純鉄単結晶の分解離脱應力¹⁾

Temp. (°K)	Break away strain $\times 10^{-6}$	Break away stress $\times 10^{-2}$ kg/mm ²
295,	1.0-1.2	1.9-2.2
226	1.4	2.5
221	1.4-1.7	2.5-3.2
201	2.8-3.2	5.2-6.6
143	1.7-2.1	3.2-3.9
89	(<3.9)	(<7.2)

才2表 純鉄単結晶の離脱應力の温度依存性⁸⁾

力は実験温度範囲を通じて大きく変つていない。

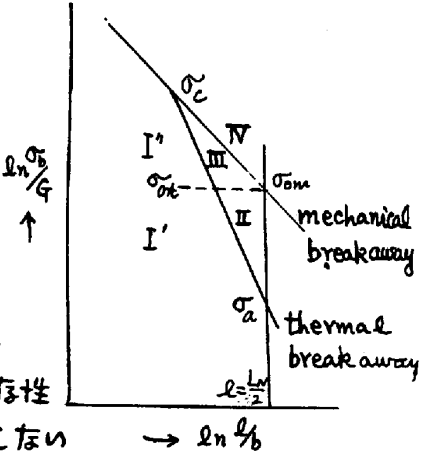
が2図転位のループ長さ⁸⁾

力学的, 熱的離脱應力

こゝで Teutonic⁷⁾らにならつて, 力学的離脱應力と熱的離脱應力(夫々 σ_a)を2つの隣り合う転位ループの長さの半を関数としてプロットしたものを σ 図に示す。

結晶中の転位は転位網の節点によつて固着されているので, 転位が多量形成でも起さない限り, 転位片の長さは L_N (節点間の距離)を超えることはない。すなわち転位ループは σ 図において $l = \frac{L_N}{2}$ のところで限られる。この場合應力 σ_a , σ_0 ($\sigma_{0m} - \sigma_{0t}$), σ_c を σ 図に示すようにとる。

図中IIの部分は σ_0 以下の應力で熱的離脱による緩和を示す転位の部分である。(この緩和はわづかな應力依存性を有する。) またI'の部分は σ_0 以下の應力で振中に依存しない



内部摩擦を与える。 σ_0 以上の應力ではIVの領域は力学的離脱を示す部分, IIIの領域は熱的離脱による緩和もしくは熱的離脱がきっかけで力学的離脱に進む部分を含んでいる。I'はI'同様振中に依存しない内部摩擦を与える部分を示している。以上の解釈にもとづけば, IIの部分からのわづかに振中に依存する緩和の部分を除けば, 離脱應力としては温度に依存しない値を与えることになる。これは σ 表の実験結果とも一致し, また Brown⁶⁾の結果とも一致する。

Granato Lücke理論⁵⁾に従えば離脱應力 σ_0 は次のようにならわされる。

$$\sigma_0/\mu = 1/4 \log L_N/L_c \tag{1}$$

$$F = \pi f_m / 4a L_c \tag{2}$$

$$f_m = 3\sqrt{3} \tau_0 / 8\gamma_0 = \frac{9\sqrt{3}}{(16)^2} a^2 G \frac{1+\nu}{1-\nu} \epsilon' \tag{3}$$

こゝで L_c は不純物原子によつてくきづけられた転位ループの平均長さ, f_m は転位の不純物原子による最大くきづけ力, a は格子パラメーターである。更に振中依存内部摩擦 Δ_H は次のようにならわされる。歪振中 ϵ と ϵ_0 とすると,

$$\Delta_H = \frac{C_1}{\epsilon_0} \exp(-\frac{C_2}{\epsilon_0}) \tag{4}$$

$$C_1 = \frac{\Omega \Delta_0 \wedge L_N^3 K \epsilon' a}{\pi L_c^2} \tag{5}$$

$$C_2 = \frac{K \epsilon' a}{L_c} \tag{6}$$

こゝで Ω は方位係数, $\Delta_0 = 4(1-\nu)\pi^2$ 但し ν はポアソン比, \wedge は転位密度, ϵ' は不純物原子のくいちがいの係数, K は方向係数を含む定数, ϵ_0 は歪振中である。(4)式は $\ln \Delta_H \epsilon_0$ と ϵ_0^{-1} の直線関係が成立すべきことを示しているが, 測定結果は2つの直線を示し, この場合Granato Lückeのモデルが適用できること, 更に2種類の転位群があることを示している。(4)式と(2)式を組合わせれば実験結果より L_c と ϵ' が求められることになるが, その結果は次のようになる。

$$L_c = 1.53 \sim 0.35 \times 10^{-5} \text{cm} \tag{7}$$

$$\epsilon' = 0.16 \sim 0.07 \tag{8}$$

こゝより転位と不純物原子の結合エネルギーを求めると次のようになる。

$$U_0 = 0.27 \sim 0.13 \text{ eV} \quad (9)$$

この値は別の方面からも検討された。すなわち転位ループの長さは次のようにあらわされる。

$$L_c = a/c = a/c_0 \exp U_0/kT \quad (10)$$

$$U_0 = \frac{4}{3} G \frac{\gamma^2 b}{\gamma_0} \frac{1+\nu}{1-\nu} \epsilon' \quad (11)$$

ここで C_0 は Snoek peak の測定によって求められる固溶炭素あるいは窒素量であり、また T_E は固溶炭素あるいは窒素量から決められる“平衡温度”である。この場合には

$$C_0 = 2.21 \sim 3.36 \times 10^{-5} \quad T_E = 607 \sim 637^\circ\text{K} \quad \text{for C} \quad (12)$$

$$C_0 = 6.68 \times 10^{-5} \quad T_E = 407^\circ\text{K} \quad \text{for N} \quad (13)$$

(7), (10), (12), (13) より転位と不純物原子の結合エネルギーを求めると次のようになる。

$$U_{0c} = 0.26 \sim 0.23 \text{ eV} \quad \text{for C} \quad (14)$$

$$U_{0N} = 0.16 \sim 0.14 \text{ eV} \quad \text{for N} \quad (15)$$

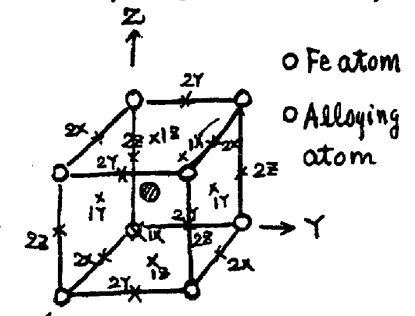
この値は(9)で得られた値とほぼ一致する。このような結合エネルギーを用いると一連の実験結果が矛盾なく説明出来ることを示している。

II. 鉄及び鉄-ニッケル合金における置換型溶存原子と固溶炭素あるいは窒素との相互作用⁹⁾

鉄中の固溶炭素または窒素原子は内部摩擦の温度依存性において Snoek peak としてあらわれるが、別の元素が加わるとピークは2つ乃至3つあるのはそれ以上あらわれてくる。これについては従来定性的に論議されてきたにすぎない。ここでは合金添加量が少く2ピークを生ずる場合につき定量的解析を試みた。先づ次の仮定を置く。

- (1) 固溶炭素あるいは窒素ならびに合金原子は稀薄である。
- (2) 固溶炭素あるいは窒素原子と合金原子の間の相互作用は最近接位置間でのみ働くとし、その値を ΔU で示す。

置換型溶存原子(合金原子)のまわりの格子間位置を示す第3図のようになる。Z方向に外力が働いた場合の原子の再分布を計算することにより格子間原子にもとづく内部摩擦は次の3つに分けられることになる。緩和時間と緩和強度を Δ であらわすと



$$\tau_1 = \frac{1}{3} \tau_1^{-1} \quad \Delta_1 = \frac{2}{9} E \lambda^2 \alpha N C_A C_{com} \exp \frac{\Delta U}{RT} / kT \quad (16)$$

$$\tau_2 = \frac{2}{3} \tau_2^{-1} \quad \Delta_2 = \frac{2}{9} \beta E \lambda^2 N C_A C_{com} / kT \quad (17)$$

$$\tau_3 = \frac{2}{3} \tau_3^{-1} \quad \Delta_3 = \frac{2}{9} \beta E \lambda^2 N C_A C_{com} / kT \quad (18)$$

ここで λ は格子間原子による格子歪みを含む定数、 E はヤング率、 N は 1cc 中全原子数、 C_A, C_{com} は夫々合金原子、格子間原子の濃度、 τ_1, τ_2 は jump rate を示し $\tau_1 = \tau_0 \exp -\frac{E}{kT}$ 、 $\tau_2 = \tau_0 \exp -\frac{(E+\Delta U)}{kT}$ である。上の3つのうち2番目の(17)は合金元素を含まない場合の主ピークになり、(16)と(18)は第2ピークに寄与する。そうして第2ピークはこの場合単一緩和よりわずかに広い巾を示すことが考えられる。 $\omega\tau = 1$ でピークとあることより、主ピークの温度を T_1 、第2ピークの温度を T_2 とすると近似的に

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{E + \Delta U}{E} \quad \text{又は} \quad \frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta U}{E} \quad (19)$$

ここで第2ピークと主ピークの温度から結合エネルギーを得ることになる。これらの値をなら

表3 合金原子と固溶C又はN原子との相互作用のエネルギー 9)
 (Cの拡散の活性化エネルギーを0.86eV, Nの拡散の活性化エネルギーを0.76eVとす)

Alloying element	Nitrogen			Carbon		
	T ₂ / T ₁	ΔE ev	Ref.	T ₂ /T ₁	ΔEev	Ref.
Mn	1.033	0.03	10)			
Cr	1.084	0.07	10)			13)
Mo	1.179	0.13	10)			13)
	1.143					13)
V	1.220	0.17	10)			13)
	1.221					
Ni	1.019	0.02	16)			
Si	1.033	0.03	12)	1.079	0.07	13)
P	1.079	0.06	17)			14)
Cu	1.079	0.06	11)			
Al	1.049	0.04	19)	1.086	0.07	18)
Be				1.136	0.12	20)
Sn				1.120	0.10	20)

やはり表3表のようになる。この表を示される結果を整理すると次のようになる。

- (1) 合金元素の原子半径大なるものほど相互作用大きい。
- (2) 同一原子半径の場合 Paulingの原子價の大きい方が相互作用大である。
- (3) 相互作用はこの方がNの方がより大である。

Ⅲ 鉄中の格子欠陥ならびに溶質原子の相互作用(まとめ) 以上の研究にもとづく格子欠陥ならびに溶質原子あるいは溶質原子相互間の相互作用のエネルギー、ならびに他の研究報告から得られる値を同一スケールにならべ比較したものを表4図に

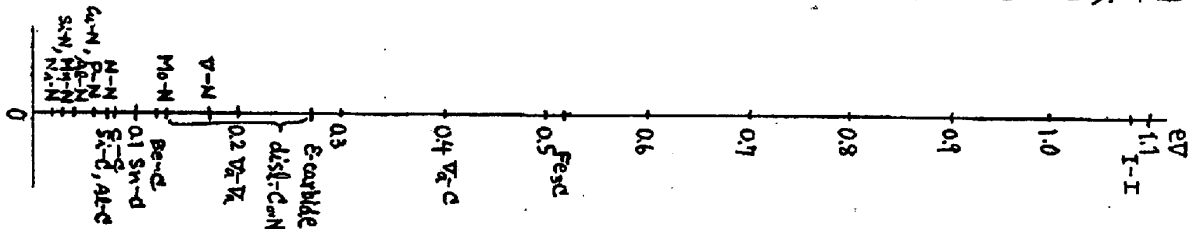


表4 鉄中格子欠陥ならびに溶質原子の結合エネルギー [V_aは原子空孔, Iは格子間原子]

示す。この表からも明らかのように原子空孔乃至は格子間原子は相互作用のエネルギーが大きく、これらが結晶中に導入された場合その挙動は重要な意味をもつ。

References

- 1) R.R.Hasiguti, N.Igata and M.Ueki, Acta Met., 12, 947 (1964)
- 2) W.G.Johnston and J.J.Gilman, J. Appl. Phys., 30, 129 (1959)
- 3) G.F.Hahn, Acta Met., 10, 727 (1962)
- 4) N.P.Allen, B.E.Hopkins and J.E.Mc.Lennan, Proc. Roy. Soc., A234, 221 (1956)
- 5) A.Granato and K.Lücke, J. Appl. Phys., 27, 583, 789, (1956)
- 6) N.Brown and R.A.Ekval, Acta Met., 10, 1101 (1962)
- 7) L.J.Teutonico, A.V. Granato and K.Lücke, J. Appl. Phys., 35, 220 (1964)
- 8) R.R.Hasiguti, N.Igata and T.Nakanishi, to be published.
- 9) R.R.Hasiguti and N. Igata, to be published.
- 10) L.J.Dijkstra and R.J.Sladak, J. Metals, 5, 69 (1953)
- 11) J.D.Fast, Metaux Corr. Ind., 36, 431, (1961)
- 12) R.Rawlings and F.M.Robinson, J.I.S.I., 197, 211 (1961)
- 13) C.Wert, J. Metals 4, 602, (1952)
- 14) D.A.Leak and G.M.Leak, J.I.S.I., 189, 256 (1958)
- 15) F.H.Laxer, J.W.Frame and D.J.Blickwede, A.S.M., 53, 683, (1961)
- 16) R.R.Hasiguti, N.Igata and Y.Iwata, to be published
- 17) W.Dickersheid and J.Brauner, Arch. Eisenhütt., 31, 531 (1960)
- 18) W.Köster and J.Haber, Arch. Eisenhütt., 33, 23 (1962)
- 19) Y.Uchida and T.Sugeno, private communication.
- 20) H.Hotta, private communication.
- 21) R.A.Johnson, G.J.Dienes and A.C.Damask, Acta Met. 12, 1215 (1964) and other references.