

鉄炭素合金単結晶の塑性変形に及ぼす低温電子線照射効果

槇井, 浩一
九州大学総合理工学研究科 : 博士後期課程

青野, 泰久
九州大学応用力学研究所 : 助手

蔵元, 英一
九州大学応用力学研究所 : 教授

<https://doi.org/10.15017/4743903>

出版情報 : 応用力学研究所所報. 68, pp.303-327, 1989-10. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



鉄炭素合金単結晶の塑性変形に及ぼす低温電子線照射効果

榎井浩一* 青野泰久#
蔵元英一§

概 要

低温電子線照射された鉄炭素合金単結晶の塑性変形挙動が降伏応力だけでなく応力緩和より得られる熱活性化パラメータも用いて調べられた。

照射ままの場合においては、炭素原子添加は急速な照射軟化抑制効果を示すことが解った。照射後焼鈍材においては、その回復特性が炭素原子添加により影響を受けることが、塑性変形の立場からも明らかになった。その主な現象は、自己格子間原子-炭素原子複合体、或は、格子間原子集合体-炭素原子複合体の解離過程と原子空孔-炭素原子複合体、原子空孔集合体-炭素原子複合体の形成過程、炭素原子の拡散過程に対応する温度域において、降伏応力と活性化面積の変化があった。

また、降伏応力の変形温度依存性においては、既に、鈍鉄において報告されている低温域での温度依存性と高温域での温度依存性という異なる温度依存性を示し、炭素原子添加によってもその境界温度は殆ど変化しないことが解った。しかし、その温度依存性曲線には、境界温度において著しい不連続性が発生することが解った。

Key words: BCC metals, Screw dislocation, Self interstitial atom (SIA), Vacancy (V), Cluster, Complex, Irradiation softening, Activation area (A^*/b^2)

1. はじめに

鉄鋼材料は原子炉構造材（例えば軽水炉圧力容器）への使用あるいはその可能性が検討されている。これらの構造材の照射環境下での機械的性質の劣下、すなわち、照射脆化、硬化の機構解明に関する基礎的研究の一環として、九大応力研において従来より「鉄鋼材料の強度特性に及ぼす高エネルギー粒子線照射効果」についての研究を行ってきた。この基礎研究の中でも α 鉄単結晶に対する低温電子線照射実験の研究は、現象のより基本的立場からの追求という観点から出発しており、この立場は言い替れば、マクロな強度特性をミクロな現象の運動転位-照射欠陥相互作用より理解することにある。高鈍度鉄

* 九州大学総合理工学研究科博士後期課程2年

九州大学応用力学研究所助手

§ 九州大学応用力学研究所教授

単結晶の照射効果に関する研究では、低温照射により凍結されたフレンケル対（自己格子間原子と原子空孔の対）は、低温での変形挙動を担うらせん転位との相互作用により降伏応力が大きく低下する照射軟化の特性を引き起こす事が示された。この現象は既に Sato と Meshii¹⁾ の電子線照射実験において、既に明らかにされていたが、その相互作用の詳細な機構解明に関しては九大応力研グループ²⁾ により行われてきた。更に、複雑な欠陥集合体とらせん転位との相互作用においても軟化現象が見いだされている。最近、これらの実験的研究の結果を基にして BCC 金属の運動転位-照射欠陥相互作用の理論的考察がなされている。

本研究は上述の「鈍鉄中の転位-照射欠陥相互作用」の研究課題に次ぐもので、照射欠陥と共存する他の格子欠陥の効果を調べることにある。この課題においては 1) 線欠陥としての転位（予歪みにより導入）、点欠陥としての不純物、2) 侵入型固溶原子（一例として炭素）、3) 置換型固溶原子（一例としてクロム）の効果の 3 つの副課題があるが、本研究は 2) についてなされたものもある。よく知られているように侵入型不純物原子の炭素は微量でも BCC 金属の塑性変形に大きな影響を及ぼす。低温電子線照射により導入される同じ侵入型である自己格子間原子との共存は、それらのらせん転位との相互作用の相違から新しい現象の知見が得られる事が期待される。また、鉄-炭素-照射欠陥の系は照射環境下で使用される実用鉄鋼材料の基礎的な研究対象としての視点をも兼ね備えている。

2. 試料作製と実験

前述のように、鉄を含めて一般の BCC 金属の強度特性は、顕著な微量侵入型不純物依存性を示す。また、照射環境下において、残留不純物が照射欠陥を捕獲し、照射欠陥の回復過程に大きな影響を与えることがある。以上の理由から、純粋な結晶の塑性変形と照射効果、或はそれに及ぼす、特定の微量不純物効果を調べるためには極限までの残留不純物除去が望まれる。具体的には、これまでジョンソンマッセイ社製の純鉄を水中で帯溶融精製し、その後、歪焼鈍法により単結晶化してきた (RRR_H = 4000)。この度、昭和電工 (SDK) より金属残留不純物のより少ない素材が開発されたので、この素材を用いて同様の方法により高純度鉄単結晶 (RRR_H = 6000) を作製した。そのプロセスのフローチャートを図 1 に示す。

SDK-鉄の微量分析結果を表 1, 2 に示す。この表中の素材は純化前のものであり、'純化鉄' とは乾水素で帯溶融精製したものである (フローチャート参照)。表 2 における残留 C, N, O はその後の水素処理により十分除去されうる。それは炭素添加前の純鉄の電気抵抗測定結果において十分な残留抵抗比 (6000) が得られたことより明らかである。高純度鉄単結晶 (0.3 mmφ) を用いて、混合比を制御したパラジウム純化水素と純化メタン (ドライアイスによるコールドトラップ処理) 雰囲気中で侵炭 (730°C, 1 時間)、その後、水中急冷することにより鉄炭素合金単結晶 (5~48 atppm C) が作製された。炭素濃度は電気抵抗測定より決定された。電気抵抗測定よりジョンソンマッセイ社製並びに昭和電工社製の純化鉄の比抵抗は、それぞれ以下の通りである。

$$\rho_0 = 2.7 \times 10^{-10} \Omega \text{m} (\text{JM-Fe}, \text{ RRR}_H = 3700)$$

$$\rho_0 = 2.1 \times 10^{-10} \Omega \text{m} (\text{SDK-Fe}, \text{ RRR}_H = 6500)$$

表1 鉄中のC, S, O, N, Hの分析結果

	素材 (ppm)	ガス抜き材 (ppm)	純化材 (ppm)
C	10	4	6
S	2	1	2
O	78	<10*	<10*
N	<1	<1	<1
H	<1	<1	<1

* 測定機器の精度上の表示で、生データは<1 (ppm) 以下

測定機器 C, S 堀場製 EM1A-1200

O, N, H 堀場製 EMGA-1300

表2 高純度鉄の質量分析結果 (wtppm)

	素 材	純 化 鉄
B	<0.01	<0.01
F	0.01	0.02
Na	0.05	0.47
Mg	<0.01	0.01
Si	0.04	0.06
P	<0.01	0.02
S	0.95	0.02
K	0.06	0.08
Ca	0.03	0.08
Ti	1.9	1.0
V	<0.01	<0.01
Cr	<0.01	0.24
Mn	<0.03	<0.03
Co	0.07	0.08
Ni	0.18	0.32
Cu	0.17	0.24
Zn	0.73	0.03
Ga	0.04	0.05
Sr	0.24	0.14
Mo	0.08	0.09
Ag	0.24	0.18
In	<0.01	<0.01
Sn	0.09	0.11
Ba	<0.01	<0.01
W	0.12	<0.01
Pb	1.8	0.01
Au	<0.01	<0.01

質量分析装置：グロー放電質量分析装置

VGMicro Trace 社製 VG-9000

条 件：放電電圧1 kv, 放電電流2 mA

lppm C による比抵抗の増加 $\Delta\rho = 3.0 \times 10^{-10} \Omega\text{m/ppm C}$ を用いて計算された炭素濃度は, JM-Fe に対して 12, 33 appm C, SDK-Fe に対しては 5, 48 appm C であった。

前述のように, 固溶炭素原子の顕著な影響を考慮して, 合金の不純物濃度は 5~48 appm C と極めて微量な濃度域に選定された。最終的な試料のサイズは $0.25 \text{ mm}\phi \times 20 \text{ mm}$ で, 有効ゲージは 10 mm である。結晶方位は図 4 に示す通り $x \sim 0^\circ$ である。

照射は, 単純な照射欠陥を導入, 凍結するために低温電子線照射が行われた。装置は, KUR-LINAC (28 MeV 電子線, 77 K) で, 120 ppm フレンケル対 (Fe-5, 48 appm C), 35 ppm フレンケル対 (Fe-12, 33 appm C) が導入された。

引張試験は公称歪速度 $\dot{\epsilon} = 1.7 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ において, 4.2 K から 373 K の変形温度域でなされた。また, 応力緩和法を用いて降伏応力の歪速度感受性 β と活性化面積 A^* も評価された (式 2-1, 13) の付録参照)。

$$1/\beta = 1/\{\partial \ln(-\tau)/\partial(\Delta\tau_n)\} \quad (\text{式 2-1})$$

$$A^* = -kT/b\beta \quad (\text{式 2-2})$$

照射後等時焼鈍実験は, $\Delta T/t_a = 20 \text{ K}/20 \text{ min}$ の条件で行われた。

3. 結 果

3.1. 非照射鉄炭素合金単結晶の降伏応力の変形温度依存性

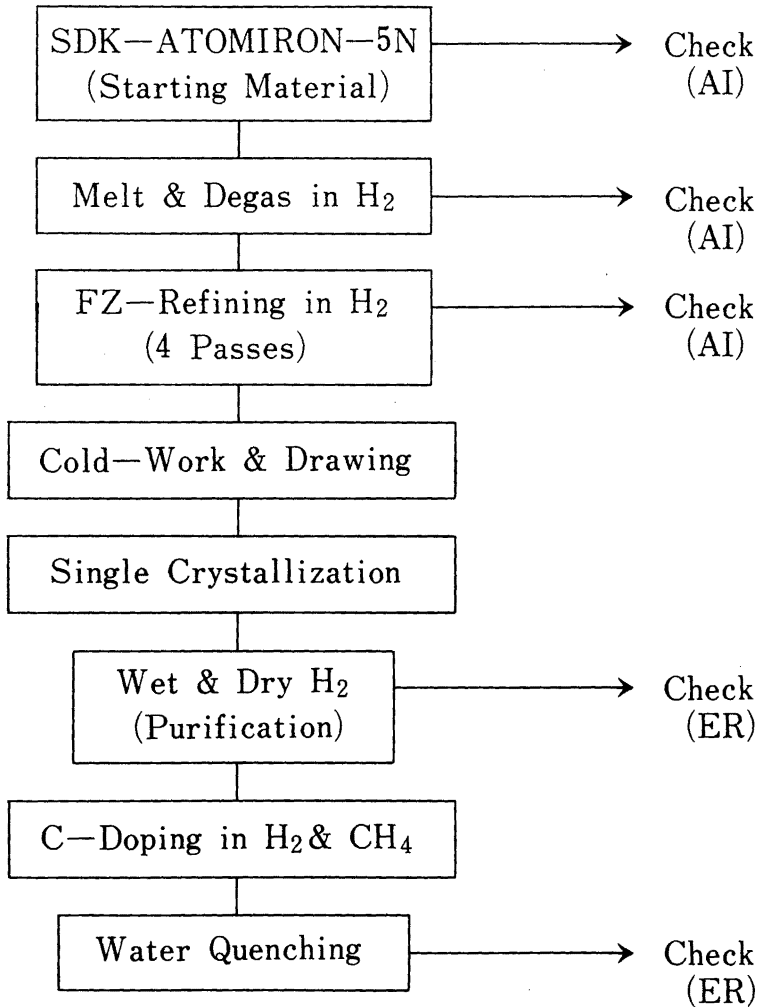
各濃度の非照射鉄炭素合金単結晶の降伏応力の温度依存性を図 2 に示す。高純度鉄では温度依存性の非一様性の明確な形としてハンブが高温側の 250 K 近傍に観測される。微量炭素添加は重要な結果として, その濃度の増加に伴うハンブの低温域への移行を引き起こす。48 appm C 合金においては, 約 150 K を中心としたブロードなハンブが観察される。このことにより結果的には 250 K 近傍で固溶体軟化が現れる。次に, 極低温域では炭素濃度の増加は温度依存性曲線上の傾きの増加を導き, 4.2 K での降伏応力は 50 MPa ほど上昇する。液体ヘリウム温度近傍から徐々に固溶体硬化が現れて来る一方, この固溶体軟化が 250 K 近傍でしか起きない。

3.2. 照射鉄合金単結晶

3.2.1. 降伏応力の炭素濃度依存性

照射鉄の 77 K における降伏応力の炭素濃度依存性が非照射合金との比較において図 3 に示される。降伏応力の炭素濃度依存性は非照射鉄炭素合金においてよりも照射鉄炭素合金において顕著である。非照射合金においては, 固溶炭素の存在は 5 appm で若干の軟化を示すが, それ以上の濃度では双曲線の効果を示す。一方, 照射純鉄では, 照射による 50% の降伏応力の低下, すなわち, 大きな照射軟化を示すが, 炭素原子の存在は著しい照射軟化抑制効果を引き起こし, 塑性変形に及ぼす炭素原子の効果の一つの特徴として, 軟化特性が強調される。

Purification & C-doping Process



AI : Analyses of Impurities

ER : RRR_H from Electrical Resistivity
Measurement

図1 高純度鉄単結晶作成と C-doping 過程

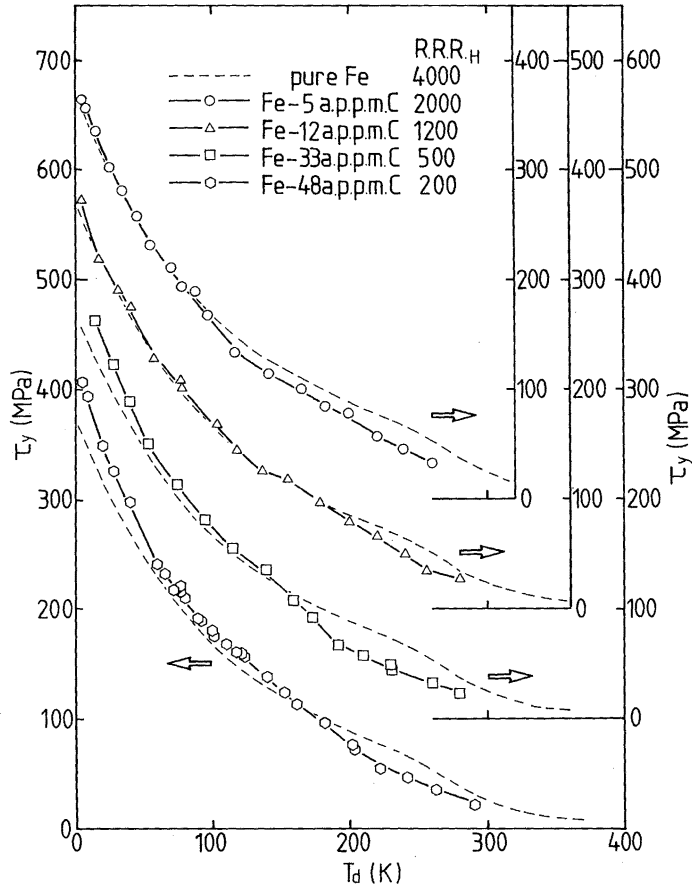


図2 各炭素濃度の非照射炭素合金単結晶の降伏応力の変形温度依存性

3.2.2. 流動応力の歪量依存性

図4 a), b)に照射された5と48 appm C合金についての応力-歪曲線と活性化面積の歪量依存性を示してある。応力緩和法より決定される歪速度感受性を用いて、活性化面積(転位が熱活性化過程を通して障害物を乗り越えて行くときに、転位が掃く面積)も決定された。5 appm C合金における応力-歪曲線は、変形初期における挙動は、純鉄のもの¹¹⁾と類似しており、降伏点における大きな軟化と変形に伴う軟化の回復が見られる。変形量の大きな所では、純鉄においては20%の歪を経ても軟化は残り、軟化の回復は飽和する。しかし、この合金においては、20%の歪で殆ど軟化の回復が完了するという相違を示す。活性化面積は、照射により低下するが、最小値は $\gamma = 6\%$ のときで、減少傾向は20%歪まで維持され、それ以上で回復する。初期の炭素原子に対する自己格子間原子の存在比率がこの合金の場合24 (120 ppm F.P./5 ppm C)と圧倒的に自己格子間原子が多いために、変形初期においては、炭素原子添加効果が現れていないことを示している。48 appm C合金の場合、降伏点における軟化は小さく、2%

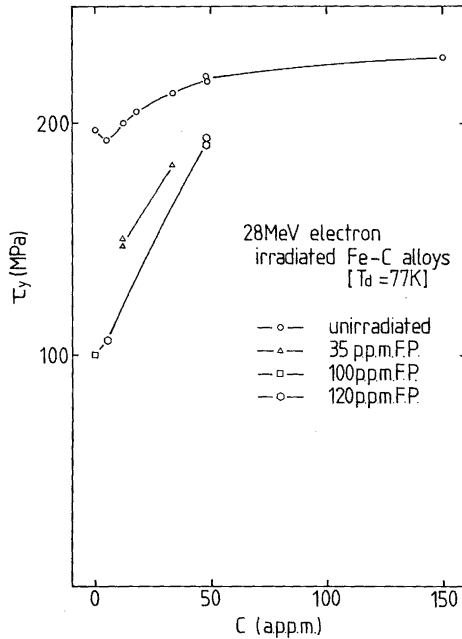


図3 非照射鉄炭素合金単結晶と照射鉄炭素合金単結晶の降伏応力の炭素濃度依存性

歪以上で硬化へと転じて行く。その軟化から硬化への遷移の間に活性化面積はあまり変化していない。この合金における初期の炭素原子と自己格子間原子の存在比は 2.5 (120 ppm F. P./48 appm C) と添加炭素原子の効果が無視できないことを示している。

3.2.3. 降伏応力の等時焼鈍回復曲線

図 5 a), b) に 77 K, 150 K, 200 K の各変形温度での降伏応力の等時焼鈍曲線が示される。横軸には電気抵抗測定 (高木ら⁹⁾) から得られた各回復ピークも示してある。図 6 a), b) に示すように、活性化面積の変化も降伏応力 (図 5) の変化に追随している。巨視的な降伏応力と熱活性化の素過程を示す微視的な活性化面積が共に連動していることから、焼鈍に伴って、照射欠陥の性質の変化がらせん転位との相互作用に変化を引き起こし、結果的に降伏応力に変動を与えたことが解る。77 K 変形の場合についての結果を要約すると以下のようになる。

高濃度側の 48 appm C 合金の降伏応力の回復特性においては、照射ままにおいて照射軟化が著しく抑制されていることが解る。ステージ I_D を過ぎても軟化量は変化しない。そして、 I_E を過ぎると軟化が徐々に回復し始める。ステージ II (150 K ~ 200 K) では一時的な硬化 (150 K) の後、軟化 (155 K) に転じてから再び硬化 (175 K) に転じる。ステージ III にかけてまた再び軟化へと転じて行く、これは置換

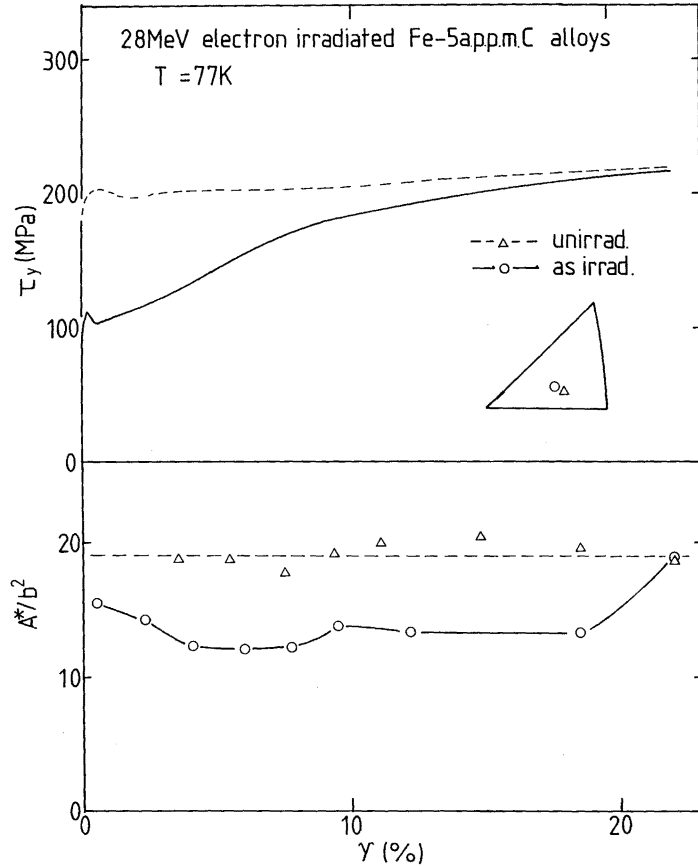


図4a) 鉄5 appm C 合金単結晶の流動応力と活性化面積の歪量依存性 ($T_d = 77$ K)

型¹²⁾、侵入型の両不純物について共通の現象であり、純鉄では見られない現象である。そして、磁気緩和⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾においてもこの温度域において合金に特有のピークが存在している。ステージIIIを過ぎると軟化の回復する温度域(230 K~255 K)があり、255 K以降、硬化の増大が始まる。室温付近では、硬化が飽和する。炭素原子が自由に移動するステージになると塑性変形を示さなくなる。

低濃度側の5 appm C 合金の降伏応力の回復特性においては、ステージ I_D , I_E を含む150 Kまでの温度域においては、軟化は焼鈍温度に伴って減少するが、合金における軟化の回復する温度は純鉄の場合よりもやや早い。ステージIIでは、純鉄の場合と比較して、硬化がより大きい。ステージIIの後半(原子空孔の移動が開始するステージIIIまで)において、やはり合金特有の再度の軟化が現れる。ステージIIIを過ぎると急激な硬化を示すが、250 Kあたりで硬化が著しく減少する。このステージIII後の急激な硬化とその回復が高濃度合金において観察されなかった。室温以上から緩やかな硬化が現れる。

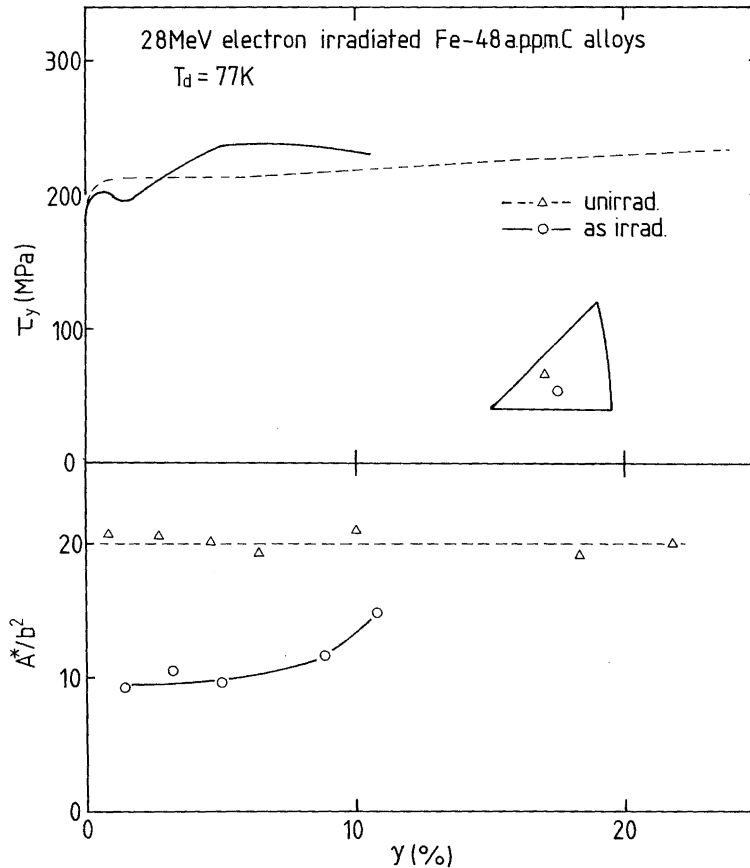


図 4 b) 鉄 48 appm C 合金単結晶の流動応力と活性化面積の歪量依存性 ($T_d = 77\text{K}$)

3.2.4. 降伏応力の変形温度依存性

図 7 a), b), c) に未焼鈍材, 150 K, 200 K, 250 K で焼鈍された鉄炭素合金についての降伏応力の変形温度依存性を示す。まず, 低濃度合金 (5 appm C) の場合について述べる。全体的には, 僅かに炭素原子添加効果が現れているがほぼ純鉄ものと同じである。未焼鈍材においては, その温度依存性は二つの領域に分けられる。すなわち, 20 K 以下 (領域 I) と 77 K ~ 20 K (領域 II) に分けられる。また, 領域 II の温度依存性は非常に強い。境界温度 20 K は軟化の消失する温度である。150 K 焼鈍合金中には, 高温側の照射軟化の現れる温度域 (領域 II) と低温側の軟化の消失する温度域 (領域 I) に分けられる。そして, 80 K あたりに臨界温度が存在する。200 K 焼鈍材にも領域 I と領域 II が存在する。しかし, 臨界温度はより高温側の 100 K あたりである。250 K 焼鈍材は非照射の温度依存性曲線とほぼ同一である。

高濃度合金 (48 appm C) において, 未焼鈍鉄合金に対しては, 軟化の消失する温度が低濃度合金よりかなり高温側に移動している。150 K, 200 K, 250 K 焼鈍材の温度依存性は純鉄並びに低濃度合金のもの

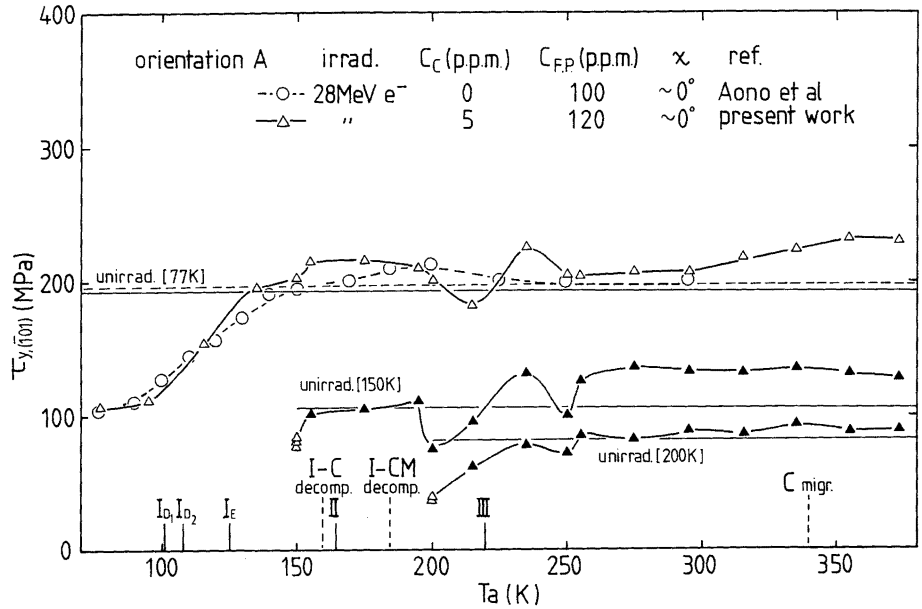


図 5 a) 鉄 5 ppm C 合金単結晶の降伏応力の等時焼鈍回復曲線 ($T_a = 77$ K, 150 K, 200 K, $\Delta T/\tan \alpha = 20$ K/20 分)

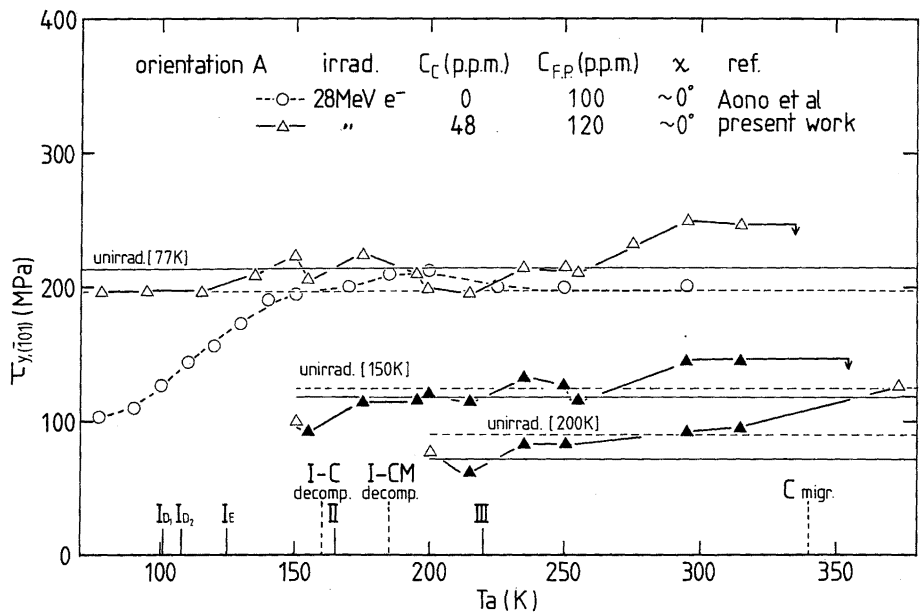


図 5 b) 鉄 48 ppm C 合金単結晶の降伏応力の等時焼鈍回復曲線 ($T_a = 77$ K, 150 K, 200 K, $\Delta T/\tan \alpha = 20$ K/20 分)

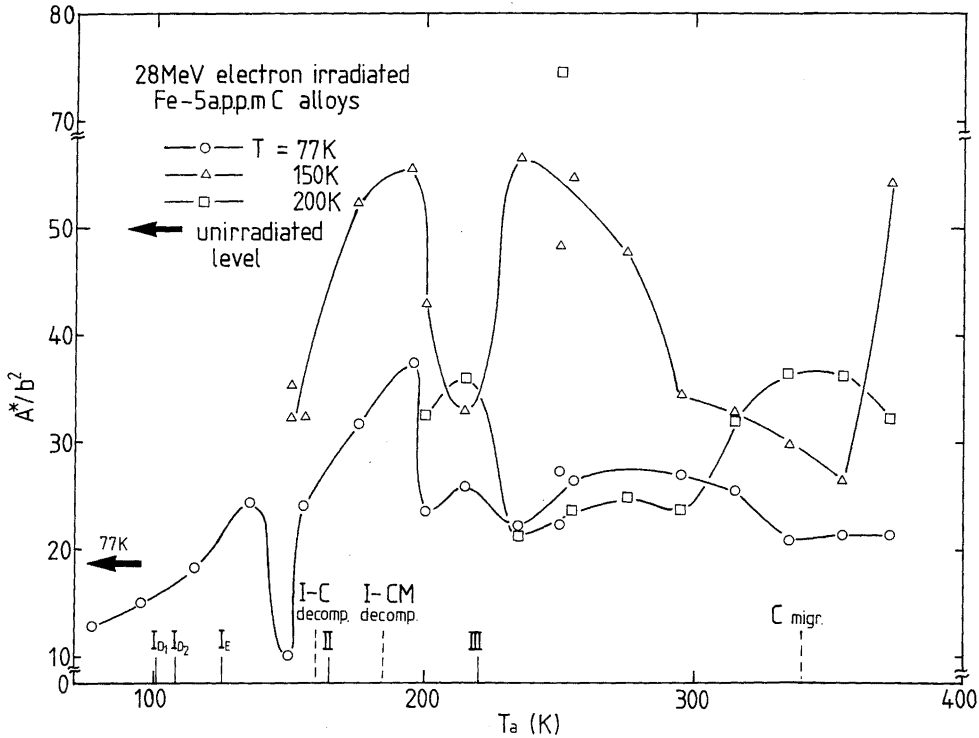


図 6 a) 鉄 5 appm C 合金単結晶の活性化面積の等時焼鈍回復曲線 ($T_d = 77 \text{ K}, 150 \text{ K}, 200 \text{ K}, \Delta T/\tan \alpha = 20 \text{ K}/20 \text{ 分}$)

のとほぼ同じ臨界温度を持っているが、そこでの不連続性が顕著に現れている点が異なる。

5, 12, 33, 48 appm C の四濃度の合金に対して降伏応力 τ_y の温度依存性より得られる $-\partial\tau_y/\partial T$ と応力緩和より得られる β/T の相関関係に及ぼす添加炭素濃度の効果を調べてみた (図 8 a), b), c), d) 参照)。転位が熱活性化過程を通して乗り越えるのに要する活性化エンタルピー ΔH は

$$\Delta H = -kT/b \cdot T/\beta \cdot (\partial\tau_y/\partial T) \quad (\text{式 3-1})$$

$$\Delta H/kT = \text{const. なら}$$

$$\beta/T \parallel \partial\tau_y/\partial T \quad (\text{式 3-2})$$

となり、応力緩和から求めた熱活性化パラメーター β/T と $\partial\tau_y/\partial T$ の相関性が有ることが、マクロな降伏応力の決定がミクロな熱活性化過程の起因していることのチェックになる。

未焼鈍合金のものについては、 $-\partial\tau_y/\partial T$ も β/T もピーク位置が炭素濃度の増加と共に高温側に移動するのが解る。150 K 焼鈍材についての $-\partial\tau_y/\partial T$ と β/T の相関性はピーク位置が炭素濃度に依存していない。200 K 焼鈍材においては、熱的に 150 K 焼鈍材より安定な二次欠陥であるので領域 I と II の臨界温度が高温側に移動した。

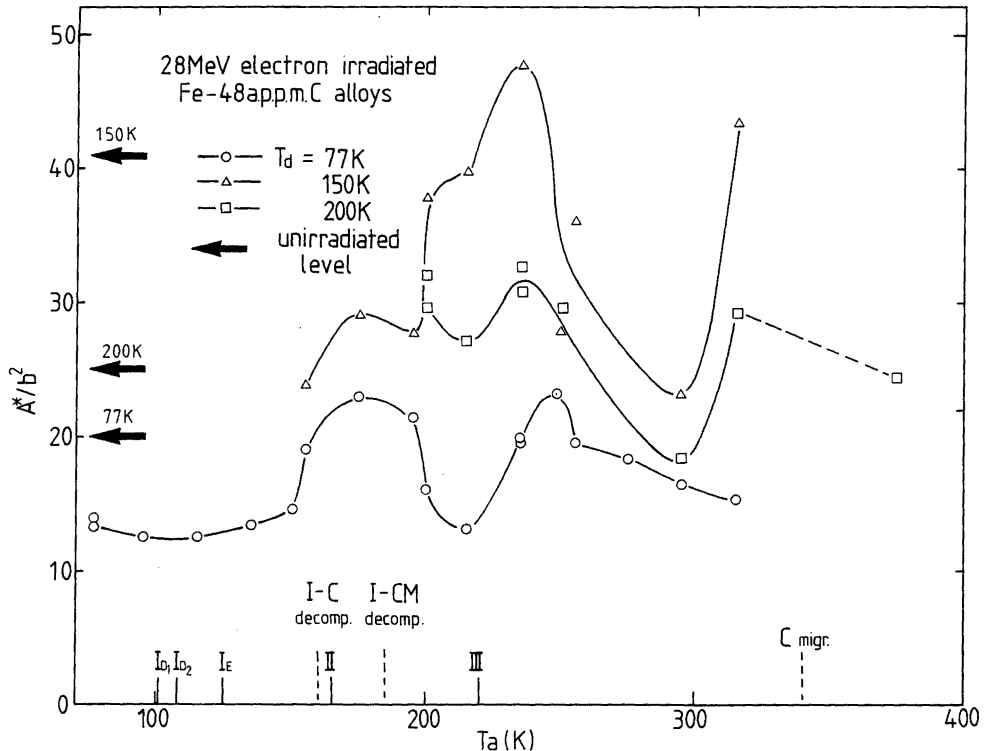


図 6 b) 鉄 4.8 appm C 合金単結晶の活性化面積の等時焼鈍回復曲線 ($T_d = 77\text{ K}, 150\text{ K}, 200\text{ K}, \Delta T/\tan_n = 20\text{ K}/20\text{ 分}$)

4. 考 察

4.1. 鉄系合金における‘一般化された侵入型点欠陥-らせん転位の相互作用’の概念

鉄を含めて BCC 金属の塑性変形における侵入型点欠陥とらせん転位との相互作用の問題は、微量侵入型不純物 (例えば, C, N) の存在がその変形挙動に多大な影響を及ぼすことが、長年基礎的な研究の中心として取り上げられてきた。また、焼入れによる C, N の点欠陥導入よりも、低温での照射欠陥導入は点欠陥のランダム分散を可能な手段として評価され、更には、原子炉材料の強度に関する基礎的研究の手段でもあった。このように、照射欠陥も含めた上述の問題の解決に対し、従来、極めて困難とされていた結晶の高純度化技術の飛躍的向上が近年に成され、V を除く V 族, Cr を除く VIa, Fe の全ての BCC 遷移金属において微量侵入型点欠陥の効果を調べるに足る高純度結晶が得られるに至った。したがって、当然の研究方向として上述の相互作用の問題に先んじて、高純度 BCC 金属の変形律速機構解明に向けて実験的研究が遂行された。また、モデル BCC 格子を用いた計算機シミュレーションから原子論的考察も成された。一部理論的に未だ論争はあるが、数多くの研究から、変形律速機構として BCC 結晶

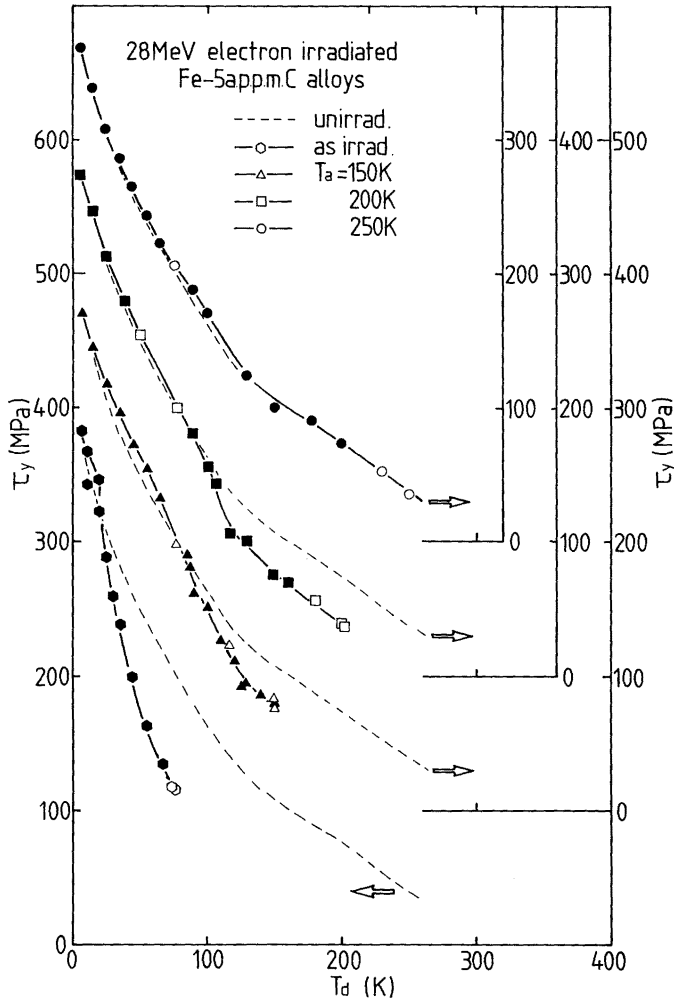


図7 a) 鉄 5 appm C 合金単結晶の降伏応力の温度依存性 (as-irrad, $T_a = 150 K, 200 K, 250 K$)

構造に由来するらせん転位芯構造の特殊性が、その低易動度特性を反映するとするパイエルズ機構が認められるに至った。侵入型点欠陥との相互作用の問題は上述の高純度結晶の変形機構の認識と、その結晶に制御された不純物溶質原子をドーピングした合金及び低温照射結晶に対する実験的研究より追究された。したがって、この問題は「一般化された侵入型点欠陥-らせん転位相互作用」として統一的に解決されなければならない。著者等によって、Fe-C, N 合金、特に照射欠陥に関する研究が詳細に成されてきた。これと並行して、近年応力下で運動するらせん転位の照射欠陥の半動的相互作用のシミュレーション研究も行われている。これらの研究を踏まえて、照射欠陥を中心に従来からの著者等の考えを以下に概説

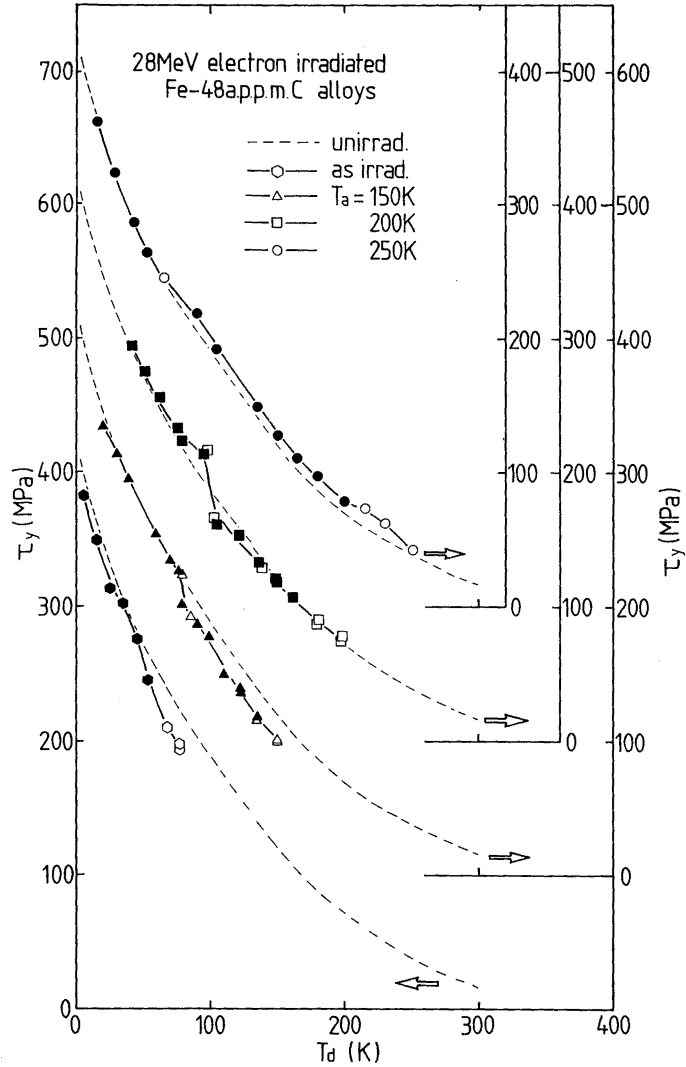


図7b) 鉄 48 appm C 合金単結晶の降伏応力の温度依存性(as-irrad, $T_a = 150 K, 200 K, 250 K$)

し、今回の研究の基にする。

点欠陥との相互作用の微細構造においては‘らせん転位芯(直接相互作用)’と‘長範囲弾性的相互作用’に分けられる。また、この二つのタイプの相互作用は、独立にらせん転位が熱活性的にパイエルズ障壁を乗り越える過程、キック対形成-キック伝播の二つの過程に影響を及ぼし、巨視的変形を決める。さらに、ここでの考察では、従来の弾性論を用いた相互作用の理論における転位の持つ応力場と歪場の大きさだけで特徴づける固定点とらせん転位との相互作用というモデルの特に高温域での限界を指摘し、相

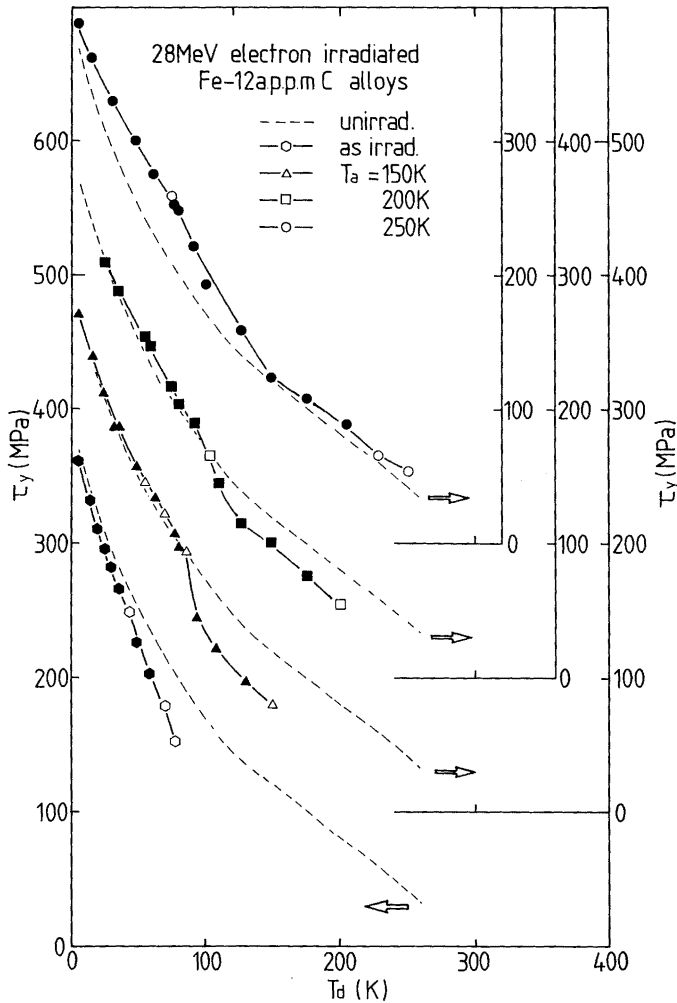


図7c) 鉄12appmC合金単結晶の降伏応力の温度依存性(as-irrad, $T_d = 150K, 200K, 250K$)

相互作用の反作用の結果として、点欠陥のリオリエンテーション、移動、消滅、再配列の微細構造の変化をも考慮した相互作用のモデルの確立を試みる。

4.2. 非照射鉄炭素合金単結晶の降伏応力の変形温度依存性

Sato-Meshii¹⁾の弾性論に基づく相互作用を考慮したストリングモデルによる結論を引用すれば、点欠陥(不純物、自己格子間原子等)による軟化は弾性相互作用によりキンク対形成が容易になり、キンク伝播時に、運動しているキンクが点欠陥と弾性相互作用を行ってもキンク伝播に対する抵抗が十分に小

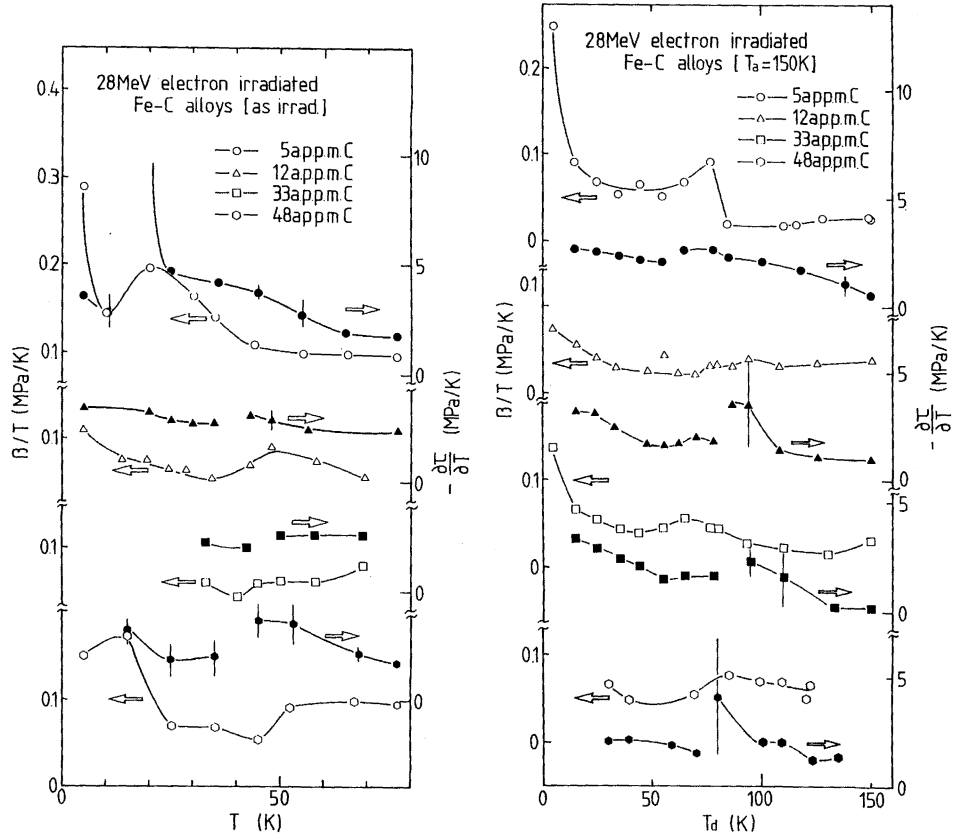


図 8 a) 照射後未焼鈍材の β/T と $-\partial\sigma_y/\partial T$ の相関関係に及ぼす炭素濃度の効果

図 8 b) 150 K 焼鈍材の β/T と $-\partial\sigma_y/\partial T$ の相関関係に及ぼす炭素濃度の効果

さく、彼らの理論からは軟化のみの現象しか出てこない。鉄炭素合金の特徴は炭素濃度の増加に伴い高温側での軟化と極低温での硬化である。この理論は十分には現在の結果、特に極低温における硬化を説明できない。前節において指摘したように、単純な点欠陥との転位芯相互作用及び点欠陥の移動エネルギーに強く依存する長範囲相互作用を考慮すれば低温での硬化は十分に説明できる。鉄中の炭素の熱的移動エネルギーは約 0.9 eV であり、低温では相互作用による移動、リオリエンテーションは不可能と考えられる。故に、運動しているキックと炭素原子が低温において弾性的相互作用とするならば、炭素がキックのモビリティを損失させ、抵抗となる。しかし、十分な高温域においては、熱的な助けによりキックのモビリティも上昇し、相互作用する相手側の炭素原子も熱的な助けによりリオリエンテーション又は移動が可能となり、キックとの相互作用圏外へ移動し、キックに対する抵抗としての効果が消失する。このために、らせん転位と炭素原子との相互作用によりキック対形成促進効果が現れ始め、

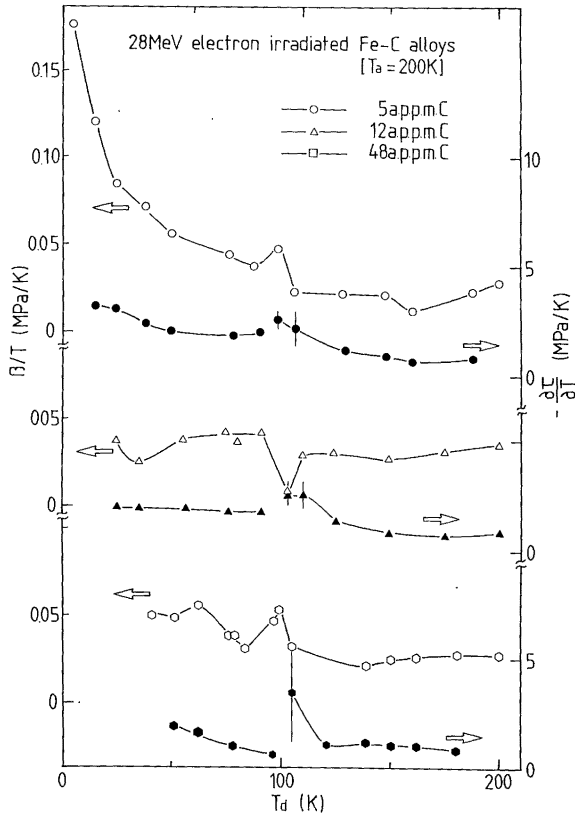


図 8c) 200 K 焼鈍材の β/T と $-\partial\sigma_y/\partial T$ の相関関係に及ぼす炭素濃度の効果

降伏応力並びに、流動応力の低下を招き、軟化が生じる。一方、鉄炭素合金の結果の特徴として、微量炭素原子添加により降伏応力の温度依存性曲線上に現れるハンプの低温への移動が生じることが揚げられる。150 appm C 合金においてはハンプは完全に消失していた¹³⁾。また、置換型合金において 0.1~1% 以下の濃度範囲で同様のハンプの低温への移動が報告されている。このことも考慮して、鉄炭素合金におけるハンプの低温への移動を次のように説明する。本研究で使用された様な微量濃度域においては相互作用の統計的問類として、らせん転位芯に存在する炭素の存在量は十分に小さい。むしろ、格子間炭素の持つ異方的な歪場（テトラゴナルディストーション）が長距離まで及ぶことにより、長範囲相互作用が大きな役割を果たす。純鉄のハンプの存在原因が一つにパイエルスポテンシャルの形状（キャメルハンプ型）に由来するというモデルがある。コンピューターシミュレーションより、その形状が転位芯構造に原因していると考えられている。長範囲相互作用により引き起こされる局所的な転位芯構造の乱れがキャメルハンプ型パイエルスポテンシャルの中央のくびれを浅くする。このことにより、キルク対形成過程においては、結果的にハンプの低温への移動を引き起こす。しかし、実際にはこの低温側での

キンク対形成過程と高温側でのキンク伝播過程が重なり合っていると考えられる。

4.3. 照射鉄炭素合金単結晶

塑性変形は内部組織の変化により敏感に影響を受けるので、塑性変形より運動転位をプローブとして内部組織との相互作用を通じて、その内部組織（歪場を持つもの）の変化を予測することができる。しかし、塑性変形挙動から得られる情報が運動転位と内部組織の相互作用の各素過程（鉄を含む BCC 金属においては、キンク対形成とキンク伝播の二つの素過程）の重ね合わせの結果得られるものである。統計的に平均化されているために、その組織変化の詳細について正確に言及するには困難な場合が多い。特に、複雑な変化をする鉄中の照射欠陥の回復過程に対しては困難であるが、幸いな事に、予め照射欠陥の情報が他の実験方法より得られている。故に、照射鉄並びに鉄合金においては、転位と点欠陥の相互作用のマイクロメカニズムにまで立ち入ることが十分に可能となる。変形中に統計的に平均化された運動転位と照射欠陥との相互作用（特に、鉄について）の詳細についての的確な理解を行うには、1) 鉄中でらせん転位の運動の素過程であるキンク対形成速度とキンク伝播速度は温度の関数であるということ、2) 相互作用する相手である点欠陥の熱的安定性（移動エネルギー、結合エネルギー等）、弾性場（サイズ効果、異方正）、電気的性質（弾性率効果）等の、点欠陥単独の性質、3) 欠陥濃度依存性のようにそれらの相互作用において決定される性質、と幅広い情報が十分に理解されていることが不可欠である。幸いな事に、残留不純物量は異なるものの全く同じ炭素濃度の合金を用いて陽電子消滅寿命測定⁹⁾が既に行われている。照射量も同程度である。陽電子消滅寿命測定は空孔型欠陥に敏感であるのでステージ III 以降の解釈にこの実験結果を参考にする。また、炭素濃度、照射量は異なるものの、この合金はいろいろの実験により照射欠陥の回復過程が知られているので、ステージ III 以前の解釈については電気抵抗測定を、格子間原子型欠陥（自己格子間原子、不純物）に対しては内部摩擦¹⁰⁾、磁気余効を参考に出来る。よって、以上の実験より得られている、電子線照射された鉄炭素合金中の点欠陥の回復特性を表 3 に示す。

4.3.1. 降伏応力の炭素濃度依存性

自己格子間原子の移動が始まるステージ I_D を越えていないので、結晶中には自己格子間原子、原子空孔、炭素原子が単独に存在している（表 3 参照）。フレンケル対（その内より大きな歪場を持つ自己格子間原子が効果的）はこの温度でらせん転位の運動を促進し（キンク対形成促進、低キンク伝播抵抗）、変形に要する外部応力を十分に低下させた。一方、炭素はキンク伝播抵抗を増大させるために、照射合金（鉄-自己格子間原子-炭素系）の変形機構は炭素によるキンク伝播抵抗が律速することになる。したがって、自己格子間原子導入により低キンク伝播抵抗が塑性変形を律速している状況下への添加炭素濃度の増加は急激な照射軟化抑制効果を引き起こす。しかし、フレンケル対の存在していないときの炭素によるキンク伝播の抵抗より、フレンケル対存在下での炭素によるキンク伝播の抵抗が弱められている。このことは、自己格子間原子によるキンク対形成機構、キンク伝播機構、炭素によるキンク対形成機構、キンク伝播機構が単独に変形機構を律速しているという考え方が導入できない事を示している。つまり、

表3 Recovery Process of Fe-C alloys

Stage	T	Obstacles controlling the movirity of dislocations	
		Fe-C	Fe
I _c	89 K	*SIA, C	*SIA
		SIA, C	SIA
I _{D1}	101.5 K	*SIA, C	*SIA
		SIA, C	SIA
I _{D2}	107.5 K	*SIA, C	*SIA
		SIA, C	SIA
I _E	125 K	*SIA, C	*SIA
I-C	160 K	I ₂ , I _n , I-C, C	I ₂ , I _n
		I ₂ , I _n , *I-C, C	↓
II	165 K	I ₂ , I _n , I _{1+a} -C, C	↓
		*I ₂ , I _n , I _{1+a} -C, C	*I ₂ , I _n
I-CM	185 K	I _n , I _n -C, C	I _n
		I _n , *I _n -C, C	↓
III	220 K	I _m , I _m -C, C, (*V)	(*V)
		CV, C, (*V ₂)	(*V ₂)
		CV, CV ₂ , C, (*V ₃)	(*V ₃)
		↓	↓
C _{mig.}	340 K	CV, ..., CV ₁ , C, (*V ₁)	(*V ₁)
		CV, ..., CV ₁ , *C	(*V ₁)
		CV, ..., C _j V _k , C	↓
		↓	↓

* アクティブな欠陥

単純なマクロな反応速度論的な取扱だけで、らせん転位と自己格子間原子と炭素原子の複合相互作用が取り扱えず、自己格子間原子と炭素が同時に存在するときのらせん転位の運動の素過程をストリングモデル或は格子モデルを用いて明らかにする必要がある。ただ、現在考えられる一つのモデルは、低炭素濃度域においては炭素-キンク弾性相互作用の起きる確立は空間的に僅かである。フレンケル対との相互作用により発生した多数のキンクの内の一部が炭素によりそのモビリティを損失している。つまり、ある瞬間に存在する自由なキンク数に対する炭素と相互作用しているキンク数の比が十分に小さい場合、つまり、自由なものの方が十分に多い場合、相互作用してモビリティを損失しているキンクに次のまだ相互作用していないモビリティの高いキンクが追い着いて1キンクのパイルアップが起きる。そして、そのパイルアップしているキンクの数がある程度多くなったときに、キンクが炭素との相互作用圏外へと脱出するという機構が考えられる。この機構が正しいとすれば、フレンケル対の存在下とそうでないときのキンク伝播に対する抵抗の違いが説明できる。つまり、フレンケル対の存在しないときには、単一のキンクが炭素原子と相互作用し、その抵抗が変形機構を律速する。フレンケル対が存在するときには、パイルアップしたキンクが炭素と相互作用し、その抵抗が変形機構を律速している。そして、このパイルアップによりフレンケル対が存在しているときの方が、変形に要する外力は小さくて良い。また、炭素濃度が上昇してくると、自由なキンクの数に対する相互作用しているキンクの数が非照

表4 らせん転位と各点欠陥との相互作用のまとめとその1 (自己格子間原子)

	キンク対形成	キンク伝播
転位芯相互作用	完全結晶で安定な<110>ダンベルはらせん転位芯では<111>クラウディオンに変換, 安定化, 非熱的に異なる二つの{110}面上に微小キンク対形成し, 局所的らせん転位-Iの複合体を形成 <キンク対形成エネルギーの減少> ※コンピューターシミュレーションより	転位芯相互作用に従属してキンク間種相互作用として生じる. 応力下でのらせん転位-I複合体の個々のキンクへの分解にはキンク間引力を乗り越えなければならない. その抵抗は, らせん転位のパイエルス応力よりも低い (キンク移動エネルギーの増加). 複合体のキンク伝播に伴う分解はIの消滅を引き起こす. — I 密度の減少 温度依存性
弾性相互作用	2d以上で作用 (それ以内は転位芯相互作用, d = すべり面間距離で $2\sqrt{2}/3b$) 絶対零度では最近距離2dにてキンク対形成, それ以上では不可. 温度依存性 <キンク対形成エネルギーの減少> ※Sato-Meshii より	反発的相互作用 2d位で最大の抵抗を示すが, らせん転位のパイエルス応力より十分小さい. 相互作用により低移動エネルギー (0.3 eV) のIのリオリエンテーションが起き, 抵抗の低減となる. このリオリエンテーションに伴うIの移動はVとの対消滅を引き起こす. 温度依存性
巨視的現象	熱エネルギーの十分な高温域においては, キンク対形成は極めて容易になり, また, キンクの抵抗も低下するため, 大きな軟化, Iの消滅が期待される. 低温では転位芯相互作用によりキンク対形成応力は低下するが, キンク伝播に対する抵抗として, 弾性相互作用よりもキンク間相互作用の抵抗が主役となる. そのためキンク間相互作用によるキンク伝播が律速となり軟化が減少して行く. 当然, Iの消滅頻度も減少する. 故に, 降伏応力の温度依存性は二段階になる.	

表5 らせん転位と各点欠陥との相互作用のまとめその2 (侵入型不純物, 炭素, 窒素)

	キンク対形成	キンク伝播
転位芯相互作用	転位芯での配置は不明であるが, Iと同様に非熱的なキンク対形成は可能. キンク対間隔はIに比べて小さい. <キンク対形成エネルギーの減少>	らせん転位-侵入型不純物原子複合体の分解に伴うキンク間相互作用. (キンク移動エネルギーの増加) キンク伝播後, 異種原子である不純物は残留 (消滅不可) 温度依存性
弾性相互作用	Iの場合の要因に加えて Iより歪場が小さい為にキンク対形成頻度は低い. 温度依存性 <キンク対形成エネルギーの減少> ※Sato-Meshii より	反発的相互作用はIに比べて小さい. 移動エネルギーはIに比べて大きく (0.9 eV) 相互作用によるリオリエンテーションは困難であり大きな抵抗となる. 温度依存性 (移動エネルギー増加)
巨視的現象	欠陥の高移動エネルギーの為, キンク伝播に対する大きな抵抗が予想される. 室温近くの高高温域では, 欠陥のリオリエンテーションの為, キンク伝播に対する抵抗が減少し, 軟化が生じる. 低温では, 上述のキンク伝播に対する抵抗 (弾性相互作用) が律速し, また, キンクの低易動度に起因するジョグ形成, ジョグドラッグ抵抗が増大し, 硬化が促進される.	

表6 らせん転位と各点欠陥との相互作用のまとめその3 (原子空孔)

	キンク対形成	キンク伝播
転位芯相互作用	侵入型ではないがキンク対形成を非熱的に起こす。 そのキンクはIの場合と逆の収縮タイプである為に逆のすべりに形成(局所的らせん転位-原子空孔複合体形成) <キンク対形成エネルギーの減少> *コンピューターシミュレーションより	転位芯相互作用に従属してキンク間相互作用として生じる。 複合体の分解に伴うVの消滅が期待される。 温度依存性
弾性相互作用	歪場が非常に小さいため期待できない。	左記に同じ。
巨視的現象	実験的にVだけを凍結させることは困難であるが、コンピューターシミュレーションより、特に転位芯相互作用において期待される。	

表7 らせん転位と各点欠陥との相互作用のまとめその4 (自己格子間原子集合体, 原子空孔集合体)

	キンク対形成	キンク伝播
転位芯相互作用	集合体の規模に対応して転位芯は大きく乱され、らせん転位との複合体は複雑になる。 非熱的に多数の複雑なキンク対形成。 <キンク対形成エネルギーの減少> *コンピューターシミュレーションより	多重キンク間相互作用が生じる可能性。 応力下でのキンクの移動抵抗は大きい。 集合体の分解は高温で可能であろう。 $E^{c1-DCs} = E^{c1s} - E^{c1-DCnt} < akT$ (低温では不可) E^{c1-DCs} : 転位芯における I_n, V_n の結合エネルギー E^{c1s} : 完全結晶中の集合体の結合エネルギー $E^{c1-DCnt}$: 転位芯と集合体の相互作用エネルギー akT : 温度 T でのエネルギー <キンクの移動エネルギー減少> 分解後の低次の欠陥は低易動度であれば、更に、転位芯と相互作用 温度依存性
弾性相互作用	集合体の歪は I, C に比べてより大きく、長範囲相互作用によるキンク対形成が期待される。 <キンク対形成エネルギーの減少> *Sato-Meshii より	大きい歪場のため抵抗は大きい。 高温では上式と類似した条件式で集合体の分解は可能、低温では不可。 上記の分解された低次元欠陥と集合体の反応により、集合体の成長が考えられる。 温度依存性。 <キンクの移動エネルギー増加>
巨視的現象	降伏応力の温度依存性はキンク抵抗の温度依存性によって支配されている。高温ではキンクの抵抗となる集合体との相互作用下での熱的分解により軟化が期待される。また、低温では分解は困難で硬化が予測される。Iの場合に類似して、降伏応力の温度依存性は分解現象に起因した二つの温度域に分けられる。	

射のものに近づいてくるので、パイルアップの効果も消失し始め、変形に要する外力も非照射のものに近付き、越えることはない。上述のとおり、ミクロなキンクの運動の素過程からの補正が必要になって来る。

4.3.2. 降伏応力、流動応力の歪量依存性

5 appm C 合金においては、77 K 変形中にらせん転位と転位芯、弾性の両相互作用を通して、欠陥数の減少をきたし、軟化が消失して行くという純鉄におけるメカニズムと同じものが支配している。ただ、変形の進展にともない自己格子間原子数の減少の結果、自己格子間原子数/炭素原子数が小さくなり、変形後半に於ては微量炭素でも軟化抑止効果が顕著になってくる。

一方、48 appm C 合金においては、変形初期に小さな軟化を示し、その後、急激な軟化から硬化への遷移が生じる。軟化については、前述の説明で理解できるが、小さな歪での急速な硬化への遷移は、1) 不均一変形に伴う加工硬化の促進か、或は 2) 弾性相互作用を通じて起きる自己格子間原子の移動にともなって、新しい $I-C$ 複剛体形成による大きなキンク伝播抵抗の発生のどちらかが原因しているものと考えられるが、決定づけることは現在のところ困難である。

4.3.3. 降伏応力の等時焼鈍曲線

降伏応力の等時焼鈍回復曲線を二次欠陥-転位相互作用の観点から解釈する事は照射欠陥の回復過程が複雑になればなるほど困難になる。なぜなら、焼鈍温度に依存した二次欠陥-らせん転位相互作用に対する τ_y-T 曲線を個別に記述しておかなくてはならないからである。欠陥の性質の変化及び濃度変化に伴う変動が生じるので、ここでは主に、照射 48 appm C 合金の結果に対して可能な考察を加える。48 appm C 合金の降伏応力の回復特性においては、未焼鈍材において照射軟化が著しく抑制されていることが解る。最も大きなフレンケル対の回復が起きるステージ I_D を過ぎても軟化量は変化しない。この間にも自己格子間原子の回復は起きているのに殆ど軟化が回復しない。そして、 I_E を過ぎると軟化が徐々に回復し始める。この温度域では I の自由な移動により転位の障害物として炭素原子、炭素原子-自己格子間原子複合体 ($I-C$, C に捕獲された I) 或は複格子間原子 (I_2) の三者が存在する。その内、相互作用時に分解移動が困難な $I-C$ 複合体がキンク伝播を抑制し始めるために硬化が一時的に起きることを示している。炭素に捕獲された自己格子間原子が解離するステージ II^* を過ぎると再び硬化に転じる。これは、キンク伝播を抑止して $I-C$ 複合体が解離、消滅して、一時的にキンク拡散が再び容易になり、軟化を引き起こしたことを示している。次に、 I_2 が自由な移動を起こし、微小格子間原子集合体 (I_n) 及び I_n-C 複合体を形成し、これらがキンク伝播を抑制するために硬化が再び現れる。ステージ III にかけてまた再び軟化へと転じて行くのだが、これは置換型、侵入型について特定の合金濃度において観測される共通の現象であり、純鉄では見られない現象である。そして、磁気緩和においてもこの温度域において合金に特有のピークが存在している(但し、ピークの同定は行われていない)。以上のことより、この温度域における降伏応力の低下は残留する各複合体の熱的分解反応に伴い生成する新しい欠陥の性質に起因するものである。但し、純鉄中では、 I_n のみが存在するので、対照的である。

原子空孔 (V) の自由な移動の始まるステージIIIを過ぎると軟化は無くなり、単調に硬化する。他のいろいろな実験方法による結果を考慮すると、この温度域においては微小原子空孔集合体 V_n 、 $V-C$ 複合体、 V_n-C 複合体が形成されている。この複合体がキンク拡散を抑制できるほど大きな歪場を持ち、熱的に安定で reorientation も分解もしにくいことを示している。そのため硬化を引き起こした。 V_n の効果はその歪場もの小さく、数も少ないため、純鉄においてはこの温度域においては降伏応力は非照射のレベルであった。250 K 以降、硬化が増大している温度域において、陽電子消滅寿命測定より空孔型欠陥の成長は起きず、磁気余効によると、照射材に特有の自由な炭素原子が reorientation するピークが急激に消失して行く過程 (250 K~340 K) が知られている。つまり、この温度域では炭素原子と原子空孔 (集合体も含む) の存在比が既に逆転しており、 V_n が分解して発生する可動 V も、 $C-V$ 複合体と合体成長する前に、余剰の炭素原子に捕獲され、結果的に、 $C-V$ 複合体の数密度を増大させる。この複合体の数密度の増大がキンク伝播抑制し、硬化を引き起こした。最後に、硬化が飽和した後、つまり、複合体の数密度も飽和した後、炭素原子が自由に移動するステージになると塑性変形を示さなくなる。これは、高濃度炭素合金においては、この時点においても残留固溶炭素原子がある程度存在し、それが移動し始め C_m-V_n 複合体という強固な複合体形成するために塑性変形を困難にすると考えられる。

4.3.4. 降伏応力の変形温度依存性

より低濃度の 5 appm C 合金の場合について述べる。未焼鈍材において、4.2.節の純鉄からの推論から、20 K でキンク対形成促進効果が消失し、変形中に起きる自己格子間原子の回復も起きなくなったことを示していると言える。したがって、 τ_y-T 曲線はキンク対形成機構の本質的变化に伴い二つの温度域に分けられる。150 K 焼鈍材中には、 I_2 、 $I-C$ 複合体、 C が存在している。その内、数密度の最も多い I_2 が主にらせん転位と相互作用していると考えられる。未焼鈍合金と類似して τ_y-T 曲線は二つの温度域に分けられる。80 K あたり折れ曲がり点が存在している。200 K 焼鈍材の臨界温度は 100 K あたりである。200 K 焼鈍材中には、 I_n 、 I_n-C 複合体が存在している。その内数密度の多い微小格子間原子集合体が主にらせん転位と相互作用していると考えられる。250 K 焼鈍材、 V_n 、 V_n-C 複合体が存在している。その内、原子空孔集合体は本来僅かな歪場しか持っていないのでらせん転位との相互作用は弱い。低濃度合金におけるこの複合体は回復特性で前述したように原子空孔を多数含んだ物であり、歪場の小さい物であるので、やはり、らせん転位との相互作用は小さい。そのために非照射の温度依存性に近いものを示した。

高濃度合金の温度依存性は、照射まま材に対しては軟化の消失する温度が低濃度合金よりもかなり高温側に移動している。これは、炭素原子によるキンク伝播抑制効果がより顕著に現れたためである。各温度での焼鈍材は、臨界温度は同じであるが、そこでの不連続性が顕著に現れている点が異なる。

次に、 $-\partial\tau/\partial T$ と β/T の相関関係に及ぼす添加炭素濃度の効果について述べる (付録参照)。未焼鈍材のものについては、 $-\partial\tau/\partial T$ も β/T もピーク位置が炭素濃度の増加と共に高温側に移動するのが解る。これは、前述したように炭素によるキンク拡散抑制効果が高濃度側で顕著になり軟化の消失する温度域が高濃度側に移動したことによる現象である。150 K 焼鈍材については、両者ともピーク位置が炭素濃度に

依存していない。照射後焼鈍された純鉄における領域 I と II の二つの領域が発生する理由は、各焼鈍温度で形成される二次欠陥の熱的な安定性に起因すると結論づけてきた。それは以下のものである。150 K 焼鈍材において存在する複格子間原子は無応力下では 165 K で分解されることが知られているが、それが、応力下つまり、弾性歪エネルギーの助けを借りてより低温側の 80 K あたりでも分解可能となった。そのため、複格子間原子はキンク対形成を促進し、なおかつ、キンク拡散抑制効果は複格子間原子分解により起きなかった。一方、より低温側では弾性歪エネルギーの助けを借りても複格子間原子の分解は起きず、キンク対形成は促進されたもののキンク拡散が抑制されたために軟化が起きなくなった。200 K 焼鈍材においては微小格子間原子集合体が存在しており、150 K 焼鈍材における複格子間原子より熱的により安定な二次欠陥であるので領域 I と II の臨界温度が高温側に移動した。以上の純鉄において得られた解釈が鉄炭素合金にも採用できる。どの濃度の合金においても 150 K 焼鈍材中に存在する二次欠陥は自己格子間原子-炭素原子複合体と複格子間原子である。両者はほぼ同じ熱的な安定性を有しており、そのために弾性歪エネルギーの助けを受けてより低温側で分解が起きてもその温度は純鉄の場合と同じで炭素濃度には依存しない。200 K 焼鈍材中に存在する二次欠陥は微小格子間原子集合体、それと炭素の複合体である。これらの熱的な安定性も焼鈍温度のみの関数と考えられるので、両者共に同じ安定性を有しているものと考えられる。故に、弾性歪エネルギーの助けを受けて分解温度が低温側に移動してもその温度は純鉄のものと同じで、炭素濃度には依存しない。

4. ま と め

らせん転位と相互作用するものの内、今回は、自己格子間原子、炭素原子(侵入型不純物として)、それらの複合体、集合体、炭素原子-原子空孔複合体を取り上げてきた。そのうち非照射材における、炭素原子は低温におけるキンク伝播抑制による硬化、高温でのキンク対形成促進による軟化を示すわけだが、このことに対して Sato-Meshii は炭素原子のみならず照射欠陥をも連続体中の完全な固定点と捕えてきた。大まかにはその考え方で解釈できる。しかし、よりミクロな立場から厳密に考察すると、点欠陥は確かに低温では固定点として扱えるが、ある程度以上の温度域において reorientation 或は拡散を起こし始め、固定点として扱えなくなり、その相互作用の仕方が変化し、結晶性を考慮したモデルが必要になってくる。例えば炭素原子の reorientation ステージ以下では炭素原子は固定点として扱って良く、その性質がキンク伝播を抑制する。しかし、炭素原子の reorientation ステージに達すると、運動キンクと炭素原子が相互作用することにより炭素原子の reorientation が起こり、キンクに対してアトラクティブな歪場から、相互作用の無い或は少ない歪場に変わればキンクの伝播を抑制することができなくなる(この reorientation により歪場の方向が変わるのは、点欠陥が球状の歪場を持っているのではなく、結晶の最密原子列方向、最密原子面内に大きな原子変位を持っているからで、結晶性を考慮すると理解できる)。そのために、固溶体軟化の起きる温度域と炭素原子の reorientation する温度域が同じになる。このように、らせん転位と相互作用する点欠陥の熱的安定性並びに結晶性に由来する歪場の異方性を考慮に入れたミクロな立場より、詳細に考察することができる。

照射材では考察において述べたように、より一層ミクロな立場からの理解が必要になって来る。特

に、回復特性のステージII以降において述べたように、降伏応力並びに活性化パラメーターが合金特有の挙動を示す。これは、照射欠陥の回復過程に炭素が加わることにより、二次欠陥の分布状態に異変をきたした。そのために、それら二次欠陥と相互作用しているらせん転位またはキンクのモビリティが大きく左右された。つまり、ミクロな二次欠陥が原因となり、マクロな強度特性に異変をきたした。また、純鉄では、相互作用する対称物ではなかった原子空孔型欠陥が炭素と結びつくことにより相互作用をし、その後の挙動が原子空孔と炭素原子の存在比に大きく依存することが解った。

また、全濃度の降伏応力の変形温度依存性より、応力下での二次欠陥の安定性は、焼鈍温度のみにより決定される事が解ったが、焼鈍特性の結果より、生成されている欠陥の種類より相互作用の仕方が異なっていた事が解った。前述の両者を総合すると、各点欠陥の存在比の違いにより、それらの持つ歪場の相違が生じ、同じ熱的安定性を有する二次欠陥であっても、弾性相互作用に相違が生じる。そのことは、その二次欠陥の有する歪場の相違によるものである。

5. 謝 辞

本研究を行うに際し、電気抵抗測定をお願いした安部助手、修士二年の上田君、に感謝したい。また、いろいろと装置を御借りした吉田直亮教授、宮本技官、照射で御世話になった吉田博行助教始め京都大学原子炉実験所の皆様、純鉄の微量分析結果を頂いた昭和電工の方々に感謝したいと思います。

6. 参 考 文 献

- 1) A. Sato and M. Meshii, *Acta Met.*, 21, p. 753, 1973.
- 2) A. Sato, T. Mifune, M. Meshii, M. Proc. 2nd Inter. Conf. on Strength of Metals and Alloys, Amer. Soc. Metals, Metals Park, Ohio, p. 747, 1970.
- 3) S. Takaki, J. Fuss, H. Kugler, and H. Shultz, *Radiation Effects*, Vol. 79, p. 87-122, 1983.
- 4) A. Vehanen, P. Hautajarvi, J. Jhonsson, J. Yli-Kaupila, P. Moser, *Physical Review B*, Vol. 25, No. 2, p. .
- 5) F. Walz, H. J. Blythe, and H. Kronmuller, *Phys. Stat. Sol. (a)* 61, P. 607, 1980.
- 6) H. J. Blythe, F. Walz, and H. Kronmuller, *Phys. Stat. Sol. (a)* 69, P. 237, 1982.
- 7) F. Walz and H. J. Blythe, *Material Science Forum* Vol. 15-18, P. 697-702, 1987.
- 8) F. Walz and H. J. Blythe, *Phys. Stat. Sol. (a)* 104, P. 343, 1987.
- 9) I. G. Ritcher, J. F. Dufrense, and P. Moser, *Phys. Stat. Sol. (a)* 61, P. 591, 1980.
- 10) P. Groh, V. Hivert, F. Vanoni and P. Moser,
- 11) 青野泰久, 飽 昇, 蔵元英一, 吉田博行: 九大応力研究所報第 60 号, P. 185, 1984.
- 12) 青野泰久: 九大学位論文
- 13) Y. Aono, E. Kuramoto and K. Kitajima, *Reports of RIAM, Kyushu Univ.* Vol. XXIX, No. 92, September 1981 p. 127.

(平成元年 5 月 31 日 受理)