

鉄の塑性変形および脆性破壊に関する基礎的研究 : IV

北島, 一徳

<https://doi.org/10.15017/4793650>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 19, pp.100-115, 1962. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



鉄の塑性変形および脆性破壊に関する基礎的研究IV

北 島 一 徳

4. 鉄鉋の脆性破壊

4. 1 序 論

前章において我々は、劈開破壊の諸過程につき、一般的な理論的考察を行なつた。本章においては、これらおよび前編、ならびに前諸章に述べた実験事実、および利用し得る諸実験事実に基づいて、鉄鋼における脆性破壊の諸特性につき説明を加えたい。

まず我々は純鉄の特性について考察したい。すなわち前章において我々は、劈開クラックの発生、および伝播の諸過程における完全結晶、Peierls 応力、Cottrell 効果、および塑性変形の役割を明らかにしたが、本章では純鉄について、これらが具体的にどのような特性を示し、それらが純鉄の脆性にどのような役割を果しているかを明らかにしたい。また我々は従来の諸理論や諸説についても述べ、上述の立場から批判を加えたい。これらの諸理論間の不一致¹⁸⁾の原因が、主として個々の要素機構についての信頼すべき実験や十分な理論的分析の欠除によると思われるからである。

次に我々は上述の考察に基づいて、多結晶鋼の破壊特性の説明に進みたい。よく知られている様に鋼材の破壊特性においては、含有不純物の役割は一般にきわめて大であり、種々の固溶不純物および析出物の金属学的挙動はきわめて複雑である⁷⁴⁾。しかしながら本章ではこれに対し問題を出来るだけ単純化するために、まず考察を低炭素鋼に限り、さらに破壊機構に及ぼす析出炭化物の役割の上から、鋼材を純鉄型と析出物型の二種類に大別し、それらにおける特性的な機構を典型的に把握するという立場から、分析を進めたい。実際従来破壊特性に及ぼす種々の含有不純物元素、および熱処理の影響は主としてそれらによる析出炭化物の挙動への影響を通じて理解されて来た所であり⁷⁴⁾²⁰⁾ それにもかかわらずこの点は従来の理論において、実験事実との対比に際し最も不明瞭に残された箇所であるためである。

4. 2) 純鉄における劈開クラックの発生

4. 2. 1) クラック発生の転位模型とその問題点

従来の理論は主として劈開クラックの発生に関するものであり、そこでは塑性変形に伴

なう応力集中の機構が主なる問題とされている。すなわち Stroh⁷⁾によれば、障害物たとえば結晶粒界によって阻止された単一すべり帯の端部には

$$\sigma_{max} \simeq n\tau, \quad n = \frac{\pi(1-\nu)\tau L}{Gb} \quad (4.1)$$

なる垂直応力が発生する。ここに L はすべり帯の長さ、 n は集積転位の数、また τ はすべり面上の剪断応力の成分である。これに対して Cottrell¹¹⁾ は、B.C.C. 金属について相異なる二つの (110) すべり系に属するすべり帯の交叉による応力集中の機構を提案し、またこの場合転位の合体

$$\frac{a}{2} [111] + \frac{a}{2} [\bar{1}\bar{1}1] = a [001] \quad (4.2)$$

に際して、系の弾性エネルギーが減少することから、この機構は、とくに B.C.C. 金属において有利なることを示した。さらに Chou⁷⁵⁾ らはこの模型に基づいて、具体的な応力集中を

$$\sigma_{max} \simeq n^{1.78} \tau \quad (4.3)$$

と示し、この機構は実際応力集中に有効なることを示した。

つぎにこのような応力集中の機構によつて実際にクラックが発生し得るためには、まずすべり帯の先端における垂直応力 σ が劈開応力 σ_{th} に到達しなければならない。

$$\sigma_{max} = \sigma_{th} \quad (4.4)$$

しかしながらそのためには、まず転位の集積点近傍において、二次的なすべりの発生により応力が解放されないことが必要である。これについてはつぎの二つの機構が考えられる。すなわち一つは、完全結晶中におけるすべりの核発生であり、他の一つは転位の集積点近傍における F.R. 源の活動である。また実際の結晶中における応力の集中については、すべり帯自身の具体的特性とともに、これを阻止すべき充分に強固な障害物の存在が問題になる。

4. 2. 2) 完全結晶の脆性

さてここで Stroh 及び Mott らは、完全結晶中におけるすべりの発生は起きないものと仮定して議論を進めた。しかしながら前章に述べた如くこれを単なる仮定として進むことは出来ない。我々はこのような立場より、前章においてこの問題を一般的に取扱い次のような結論を得た。すなわち応力の集中領域におけるクラック発生の難易は、一般にクラックおよび転位ループの核発生のせり合いになるが、これはその領域における応力の三軸度 α と結晶の常数 β との大小関係に結びつけ得る。常数 α については弾性論的にこれを追求することも出来るが、常数 β については、更に電子論的な詳細な研究を必要とする。ただ鉄を含む B.C.C. 遷移金属においては、 d 殻電子の相互作用により他の F.C.C. 金属に比

してより大なる β が期待され、従つてより大なる脆性を期待し得る。これに関し現在 β を直接示す実験データはないが、一般に B.C.C. 遷移金属において F.C.C. 金属に比し劈開を発生し易い事実は本質的にはこの特性に密接に結びついていると考えられるのである。

つぎにここで B.C.C. と F.C.C. 格子における応力集中機構の相異についての Cottrell の上述の理論について一言しておきたい。この模型においても α は Stroh の模型と同一になるから局所的なクラック発生 の 条件もまた Stroh の模型と同一になる。従つて、Cottrell の模型がたとえ B.C.C. 結晶における応力集中に関して有利であるとしても、クラックの発生自体には別の条件が必要である。たとえば同じく B.C.C. 遷移金属においても、鉄と Ta 等において脆性の相違する事実^(1, 35) はこのことを示しているものと考えられる^(註)。またこの模型については、不動転位による転位の集積の場合と同様に、局所的応力がクラックの発生応力に到達する前に、集積転位の分解が起るといふ Stroh の反論⁽⁷⁶⁾をも付け加えておきたい。

4. 2. 3) Cottrell 効果と降伏条件 Stroh は完全結晶の脆性を一応仮定した上で、劈開クラックの発生 の 原因を、B.C.C. 遷移金属に特有な侵入型不純物元素による F.R. 源の固着—Cottrell 効果—に帰した。この点は他の理論においても同様に前提されており、その意味で B.C.C. 遷移金属の脆性を説明する主要な原因であると考えられている。すなわち Stroh はまず結晶粒界によつて阻止されたすべり帯による応力集中によつて隣接粒子内集積点近傍の F.R. 源が炭素の固着より解放される場合に降伏が発生する。一下降伏点—とした。

$$\tau \left(\frac{L}{l} \right)^{1/2} = \tau_y \quad (4. 5)$$

ここに l は F.R. 源の平均の長さであり、 τ_y は、Cottrell の降伏応力 (Ⅲ. 4. 22) である。一方低温または高速荷重によつて、条件 (4. 4) が満される迄降伏を発生しない場合には、クラックが発生する。Stroh らはこの条件より (4. 4) (4. 5) を組合わせて鉄における遷移温度の特性を説明した。

さてここで上述のように果して Cottrell 効果が劈開の発生に不可欠の条件であるか否かについて議論を加えておきたい。すなわち前章において我々は、1~10% の前歴歪を与えた純鉄単結晶においても、鋭い切欠の存在のもとではなお劈開を示す事実を指摘した。一方前編 4 章の結果によれば、この程度の前歴歪によつて発生した転位の数は、先在転位のそれをはるかに上まわるから前歴歪の後には、炭素の固着による影響はきわめて少ないと考えられる。従つて我々の試料における劈開発生 の 原因は Cottrell 効果以外に求められね

(註) Ta, V, Nb 等五族元素は、Mo, W, Cr 等六族元素、および鉄の八族元素に比して劈開を発生し難いことが知られている。また B.C.C. アルカリ金属にはいまだ劈開は認められていない⁽⁷⁷⁾。

ばならないことは明らかであろう。また我々の行なつた他の実験³⁴⁾によれば、上述の鉄と同程度の歪を与え、流動応力に関してもほぼ相似な状態にある銅単結晶は、切欠の存在のもとにおいてもなお劈開を示さぬ事実が知られており、この事実は鉄の劈開の原因を切欠による応力集中や流動応力等の巨視的特性のみに帰することは不適當でありむしろ本質的には微視的な要素としての完全結晶、Peierls 応力および転位の集積等における原子的特性の相違に求められねばならないことを示している。

4. 2. 4) Peierls 応力、つぎに Petch¹²⁾ は (4.5) 式において転位の集積作用に有効に働く剪断応力 τ は、実際の平均応力 τ_m から転位の移動に対する抵抗 τ_r を差し引いたものであるとして、

$$\tau = \tau_m - \tau_r \quad (4.6)$$

とおき、一方多結晶における実験値の分析より τ_r を推定し、また彼自身の実験より τ_r に関する不純物の影響による部分 τ_{im} を引去つた残部 ($\tau_r - \tau_{im}$) を鉄の Peierls 応力によるものと推定し、その値は 300°K において 2kg/mm²、90°K においては 12kg/mm² 程度に変化することを示した。彼はまた彼の劈開の理論に基づいて、このような大なる温度依存性を持つ Peierls 応力が鉄の脆性の本質的原因であると推定した。また同様の考えは、Orowan⁷⁷⁾ および Mott⁷⁸⁾ によつても提出されている。

さてこれに対し我々の前編に述べた実験事実によれば鉄の Peierls 応力は、90°K においても 1kg/mm² 程度を越えぬことが示されている (I. 4. 4)。また内部摩擦に関する実験事実^{I. 47)67)}によれば、この値は更に小である可能性がある。従つていずれにしても鉄の Peierls 応力は Cottrell 効果や加工硬化による流動応力の変化に比して小さいから、Petch らの所論のように Peierls 応力が巨視的降伏応力を通じて、クラックの発生に大きな寄与を持つことはあり得ないと考えられる。また ($\tau_r - \tau_{im}$) には、従つて残存する Cottrell 効果 τ_c や、むしろ加工硬化 τ_h による寄与が大部分であると考えられる。

$$\tau_r = \tau_{im} + \tau_c + \tau_h \quad (4.7)$$

実際第 I 篇において我々は、変形初期における加工硬化の速度はきわめて速いことを述べたが、これよりみれば、多結晶体の下降伏点程度の歪量においては、流動応力 τ_h はかなり上昇するはずである。なおまた、流動応力の温度依存性は、前篇の分析によればかなり大であり、Cottrell 効果と同程度の活性化エネルギーを与える。(これらのために τ_c と τ_h との区別は一般につけ難いと考えられるが、 τ_c は歪量と共に急速に減少する事実 (I. 2. 2. 2) を考慮に入れて、 τ_r への両者の寄与を推定することが出来よう。) 従つて Petch の実験における τ_r の大なる温度依存性はむしろこの立場より説明される。

なおクラックの伝播の機構における Peierls 応力の寄与については前章において詳しく述べた。

4. 2. 5) 純鉄におけるクラック発生源の実験事実とその解釈

a) すべりによるクラックの発生 Stroh および Cottrell 等の理論において仮定されているすべり帯によるクラックの発生が純鉄において果して可能か否かは実験的に興味のある所であるが、前章に述べた単結晶、および複結晶に関する実験事実によれば、これは必ずしも肯定的ではない。すなわち MgO 等²⁶⁾ のイオン結晶に認められているような、典型的なすべり帯によるクラックの発生は認められず、ただ遷移温度に極めて近い場合に発生した空洞の端部や、極めて鋭い切欠の端部等、特殊の場合にのみすべりによるクラックの発生が認められているにすぎない。この事実は前編に述べた鉄におけるすべりの特性、すなわちすべり線は極めて微細であり、また均質的であり、またすべり距離も短かく集積転位数も少ない事実より、鉄においてはすべりによる応力集中は比較的に少ないものとして説明されると思われる。また多結晶に見られるすべり帯もこのような微細なすべり線の集合した巾広い帯状部分にすぎないから Stroh らの理論に仮定されている単純な転位模型とは、大なる差異がある事に注意しなければならない。従つてこの場合には、応力集中の機構を、すべり帯による巨視的な応力集中と、その端部における内部構造、すなわち F.R. 源程度の領域におけるすべり線による応力集中との二つの部分に分けて考え、究極の応力集中は両者の積として与えられるとすべきであろう。我々はこの立場より鉄中のクラック発生を考察した¹⁰⁾。またこの立場に従つてすべり帯の代りに切欠による応力集中を考えると、上述の諸例におけるクラック発生の機構も合理的に理解されるであろう。

b) 双晶によるクラックの発生 前章に述べた実験事実によれば、純鉄については遷移温度が十分に低い場合等多くの場合に、双晶によるクラックの発生の例が認められた。鉄の脆性破壊と双晶との関係については、従来多数の実験、および論議が寄せられているにもかかわらず、未だに実験的にも、理論的にも決定的な結論が得られているとは言い難い⁸⁾¹³⁾ 従つてここに双晶によるクラック発生の機構について少しく考察を加えておくのは適当であろう¹⁰⁰⁾。

まず双晶の発生条件³²⁾ については、双晶による降伏応力は一般に転位が分解を起して、部分転位—双晶転位—が単独に移動を始める応力であり、また分解を起す為には積層欠陥を拡大させる必要があるため、双晶の発生に要する活性化エネルギーは、Cottrell 効果におけるそれに比して大であると考えられる。従つて双晶による降伏応力は Cottrell 効果による降伏応力に比して、温度依存性は小さく、高温においては、すべり降伏応力より高く、低温では逆にすべりに先立つて発生するものと考えられる。これらは実験事実を良く説明する。

いま双晶発生の活性化エネルギーを A_i として降伏応力 τ_i は、

$$\dot{\epsilon} = Z_i \exp - A_i \log (\tau_{i0}/\tau_i) \quad (4. 8)$$

によつて与えられる。これは Cottrell 効果に関する (Ⅲ.4.22) に相当する。また多結晶中における双晶帯発生の条件は (4.4) に相当して、

$$\tau \left(\frac{L}{l_t} \right)^{1/2} = \tau_t \quad , \quad \tau = \tau_m - \tau_{rt} \quad (4.9)$$

を取つてよいであろう²⁸⁾。

また一度発生した双晶転位は、その移動に対する抵抗は完全転位に比して極めて小であるため、これに比して極めて大なる速度で伝播しうる。これより τ_{rt} はすべりのそれ τ_r に比して小なることが解る。また上述の発生および成長の特性によつて、すべりに比して極めて非均質的な変形を示すことが説明される。従つて L_t はすべりのそれ L に比してより大になる。これらの特性はすべりに比し応力集中の機構としてより有利であることを示す。

しかしながら一方、より微視的なクラック発生の機構に関しては、双晶転位はすべり転位のように同一すべり面上になく、合体してクラックを発生するには、より不適當であると言えよう。これについて Cottrell¹¹⁾ および Hull²⁸⁾ らは、前述 Cottrell の機構により二つのすべり面上の双晶転位の合体によるクラックの生成を推察しており、また Hull²⁸⁾ らは、3% Si-Fe について試料側面につきこの機構によると推定されるクラックの例を多数観察している。しかしながらこれらについては、破面についての直接の観察でないため、確定的な機構についてはなお疑点を残していると考えられる。例えば二つの双晶の発生は必ずしも同時的であるとは考えられないので、一方の双晶が他の双晶に対する障害として作用していることも考えられるし、また彼の用いた試料については非金属介在物の役割も無視出来ないであろう。

これに比較して前章 (Ⅱ) において我々の得た実験事実によれば、非金属介在物は出来るだけ除去するよう注意して製作された純鉄において切欠底附近より発生した特殊な例ではあるが (遷移温度が低いため板状試料についてのクラックの観察例は少なかった。)、単一の双晶より発生したクラックが観察され、破面についての微細構造よりクラックは、双晶より先にではなく、双晶発生の後に双晶と地鉄との境界部より発生していることが確かめられた。また、これらの例において、非金属介在物が本質的役割を果しているのではない事は、炭化物を含む結晶の実験例からも推察される。またこの場合 (Ⅱ.3.1.b) に述べた双晶の立体構造からも推察されるように、双晶転位のラセン成分の合体によるクラック発生の機構は考えられないからむしろラセン成分による巨視的な応力場が前述すべり帯と同様な巨視的応力場の役割を果しているものと考えられる³⁰⁾。

つぎに Biggs および Pratt^{1, 10)} は、単結晶における劈開の発生機構について、双晶境界に集積したすべり転位による Stroh 型の機構を提案している。これに対して前章に述べた複結晶についての結果 (Ⅱ.3.2.a) によれば、クラックは結晶粒界よりではなく、む

しる粒界付近に停止した双晶の境界部より発生しており、この事実は一般にクラックの発生機構において双晶境界は結晶粒界とは異なる役割を果していることを示しているものと言えよう。これに関する興味ある事実としては、まず Low²⁷⁾により報告された 3%Si-Fe について、双晶境界に沿って発生した分離が劈開に連なっている実験事実—同書 Fig. D3—がある^{註)}。また他の事実として Sb⁹⁷⁾、U⁸⁰⁾ など他の結晶系の金属については、双晶境界に沿う分離、いわゆる Parting の現象が知られており、また B.C.C. 金属についても、純鉄⁸¹⁾、3% Si-Fe²⁸⁾、P-Fe⁸²⁾、Cr⁸³⁾、Mo⁸⁴⁾、W⁸⁵⁾ 等について、破面および試料側面について、双晶境界に沿う分離が報告されている⁸⁶⁾。これらは少なくとも双晶と母金属との境界が一般に分離し易いものとして理解されるが、この特性から上述双晶より発生するクラックについては、この機構が主な役割を果していると推察することが出来よう³²⁾³³⁾。

つぎにまた前章の実験事実によれば、すべりによる前歴歪によつて、双晶の発生は著しく抑制され、それに伴なつて遷移温度も低下するが、これらの試料についても双晶より発生したクラックが多く認められている。

4. 2. 6) 総 括

以上の考察を総合して、純鉄における劈開クラックの発生機構については、完全結晶、Peierls 応力、Cottrell 効果、転位間の弾性的相互作用、すべり帯および双晶の特性等の諸要素の総合的結果と考えられる。このうちまず最も直接的な要素は完全結晶の脆性であり、つぎに Peierls 応力および Cottrell 効果は転位の運動の障害を通じて降伏応力を高め、またクラックの伝播に際して塑性仕事を減少させる。また転位間の相互作用の特性は直接応力集中に寄与する。しかしながらこれは前者に対してはより間接的な要素と言える。

また実験事実によれば、一般にすべりのみによるクラックの発生もあり得るが、鉄のすべりの特性は応力集中に関して必ずしも有利ではなく、むしろすべりに比較して非均質的変形と高速伝播性の故に、応力集中に関してより有利であり、また境界に沿って分離を起し易い双晶に伴なつて、より多くクラックが発生すると推定される。とくに遷移温度より低い温度では、実際にはクラックは主として双晶に伴なつて発生する。またすべりによる前歴歪は、それによる双晶の発生の抑制を通じて遷移温度を低下させる。

4. 3) 炭素鋼の脆性破壊

4. 3. 1) 低炭素鋼における脆性破壊の特性—鋼材の二つの型

つぎに純鉄と相違する炭素鋼に特有な脆性破壊の特性を抽出するため、ここに我々は二

(註) しかしながら、これについても破面についての直接の観察でないため、その場所が果して劈開の開始点であるか、または他の場所に発生したクラックが試料表面に迄伝播して来たものかなお不明である。

つの実験を引用することにしよう。すなわち一つは、Allen らによる純鉄基合金についての系統的研究所²⁰⁾であり、他の一つは主としてリムド鋼の単純引張試験についての Hahn らの詳細な研究所⁵⁹⁾である。

まず Allen らは、炭素 (0.002%) 窒素 (0.001%) および酸素 (0.001%) 程度の不純物含有量の充分低い純鉄 (99.99%) に炭素 (0.0025~0.12%) および Mn (0~2.0%) を添加し、950°C より水中急冷、空中放冷、および炉中徐冷の三種の熱処理をほどこした試料につき、種々の温度において Charpy 試験および単純引張試験を行なつた。Charpy 試験に及ぼす炭素の影響についての一例を (図 1) に示す。さてこれらの結果によれば、1)

0.02% 程度の微量の炭素を含む鉄について

ても、Charpy 試験におよぼす熱処理の影響はきわめて大であり、水冷試料の示すような遷移に比較して、炉冷試料はきわめてゆるやかに遷移を示し、両者における遷移温度の差は 150°C におよぶ (図 1)。これは通常鋼材の示す遷移温度の領域をほぼ蔽っている。2)

上述炉冷試料については結晶粒界に析出した炭化物膜が特長的であり、それより発生していると思われる多くの微視的クラックが見出される。3) しかしながら単純引張試験については、常温および 78°K における破断応力に両者の差は少ない。4) Mn の添加により粒界への炭化物の析出は抑制され、パーライトも粒状化され、熱処理のいかんにかかわらず上述水冷試料の特性に近くなる。

つぎに Hahn らは 0.039% C 純鉄および 0.22% C リムド鋼につき、いずれも 900°C~1250°C 以上より炉中徐冷した材料について、種々の温度における単純引張試験の諸過程につき、きわめて詳細な研究を行なつており、とくに彼らの研究においては試料内部に停止したミクロ

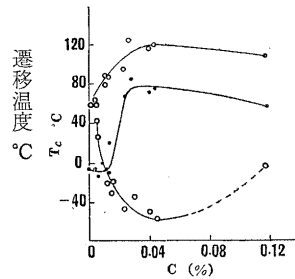


図 1 純鉄—炭素合金の Charpy 試験 Allen ら²⁰⁾による。

F.C. 炉中徐冷, A.C. 空中放冷, W.Q. 水中急冷, A.C. 0.01~0.02% C の間における急激な遷移温度の上昇は析出炭化物の量に依存することを示している。また W.Q. 0.01% C 以下では粒界破壊が見られる。

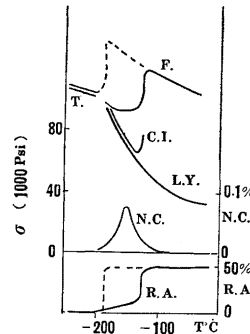


図 2 低炭素鋼の単純引張試験 Hahn ら⁵⁹⁾による。実線は Steel E, 0.22% C, 0.36% Mn, 1250°C より炉中徐冷, 粒度 0.106 mm, F. 破断応力, T. 双晶による降伏応力, C.I. クラックの発生応力, L.Y. 下降伏点, N.C. 停止したクラックの数の結晶粒子のそれに対する比, R.A. 断面収縮率, 点線³³⁾は Steel M; 0.16% C, 1.30% Mn のデータより推定した純鉄型の特性を示す。

クラックの分布について研究を行なっている点が興味深い。その結果によればまず試料の破断の特性は、試験温度によつて特性的な三つの領域に分かれる(図 2)。1) まず充分低い温度領域では双晶に伴う降伏が起り、その直後に殆んど断面収縮を伴うことなく破断する—脆性領域—。この領域では粒界に停止したクラックの数はきわめて少ない。2) より高温の領域では、すべりによる降伏が発生した後に Lüders Band の中にクラックが発生し、それらは主として粒界により停止させられ、その数は歪量と共に増加し、加工硬化の後に劈開破壊が試料全体に伝播する—遷移領域—。この領域において停止クラックの密度は極大を示す。3) 延性破壊の領域。つぎに Mn を多く含む (0.16% C, 1.30% Mn 圧延のまま) の鋼について一例が報告されており、これについては上述に比較して遷移領域はよりせまく、停止したクラックの数もより少ない。

さて上述の多結晶鋼における炭素量および熱処理の影響を、前章純鉄および 0.02% C 炉冷単結晶および復結晶におけるクラックの発生に関する研究と併せ考察するとき、鉄中の析出炭化物が、鋼材の脆性破壊においてきわめて著しい役割を持つことは容易に判明するが、我々はこの立場より一般に鉄鋼の脆性破壊の特性をつぎのような二つの典型的な型に類別して考察するのが適当と思われる。すなわちその一つは純鉄、急冷した炭素鋼および Mn を多く含む鋼など、一般に析出炭化物は微細であり、それらの破断に対する影響は比較的少ない鋼材であり、他の一つは徐冷した炭素鋼など大なる析出炭化物を含み、それらは破断の特性に著しい影響を及ぼしている鋼材である。ここでは前者を純鉄型、後者を析出物型と呼んでおくことにしよう。

4. 3. 2) 析出炭化物に伴うクラックの発生

さてここでクラック発生に及ぼす析出炭化物の役割⁸⁴⁾については、1) まず炭化物の幾何学的形状および弾性常数の相違による弾性的応力集中。2) すべりまたは双晶、転位の集積に対する強固な障害、3) 炭化物と地鉄との境界面における剝離の諸機構が考えられる。

まず 2) については鋼中より電解抽出された炭化物は一般に Whisker 状を示し数%の弾性変形に耐える事実⁸¹⁾、および鋼材について 5%の変形後に抽出した炭化物は、殆んど変化を示さないが、60%程度の変形によつては層状のキレツを発生する事実⁸³⁾は重要である。また 3) については、Turkalo による鋼材の脆性破面の電子顕微鏡観察⁸⁹⁾および前章に述べた我々の観察の結果において、炭化物に沿う分離の認められる事実をあげることが出来る。

これらのため析出炭化物の存在する場合には、純鉄の場合とは異なるつぎのようなクラック発生の機構が推察される。すなわち純鉄の場合には、すべりのみによるクラックの発生は困難であつたが、析出炭化物の存在する場合には、それに対するすべり転位の集積とそれに伴う応力集中の結果まず炭化物境界に沿つて剝離を生じ、それが劈開へと発展す

る機構である。またこの機構はすべりによる前歴歪の後にも阻止され難いと考えられる。前述単結晶の実験において純鉄の場合に比して、炭化物を含む鉄においてはすべりによる変形の後にも容易にクラックを発生し、また前歴歪による劈開発生応力の変化も少ない事実はこの機構を通じて理解される。

以上の機構はとくに析出物型に特性的な遷移領域における現象を説明するものとして重要である。これに対して十分に低い温度では双晶と析出物の交叉によりクラックが発生すると考えられ、前述単結晶の実験および Hahn らの脆性領域の特性はこの機構により合理的な説明が与えられる。

なお析出炭化物の存在する場合のクラックの発生応力については、理論的評価は困難であるが、Hahn らの実験において、始めてクラックの認められる応力より推して、純鉄におけるそれに比して低く約 1/2 程度であると言えよう (図 2) 参照。

4. 4) クラックの伝播と多結晶鋼の破断特性

すでに前章に述べたように、巨視的破壊の条件は、劈開クラック発生条件のみでなく、その伝播の種々の段階における諸条件に依存する。ここでは前節劈開クラックの発生および前章クラックの伝播に関する諸考察に基づいて、多結晶鋼の破壊特性につき説明を加えたい。またその際、とくに純鉄型と析出物型との特性的な相違点を明らかにしたい。

さて一般に巨視的破壊を規定する応力条件としては 1) 双晶 σ_i またはすべり σ_y による降伏応力、2) 劈開クラックの発生応力 σ_{fi} 、3) 粒内におけるクラックの伝播応力 σ_{fp} 、4) 粒界におけるクラックの伝播応力 σ_{fb} 、5) 巨視的段階におけるクラックの伝播応力 σ_{fm} の 5 つの条件が考えられ、巨視的破壊応力 σ_f はこのうち最大の応力によつて与えられる。

4. 4. 1) 純鉄型 まず純鉄型については、前述のようにすべりのみ、またはすべりと微細析出物のみによるクラックの発生は困難であり、むしろ双晶によるクラックの発生がより容易である。いま (図 3) に種々の温度における同一試料についての単純引張試験における σ_i , σ_y , σ_{fi} , σ_{fp} , σ_{fb} の関係を、また (図 4) に同一大いさの結晶粒子を持つ試料について、種々の応力状態 (σ/τ) における σ_{fi} , σ_{fp} , σ_{fb} の関係を模式的に示す。なお σ_{fm} についてはしばらく考察外におくことにする。ただしここに σ_{fi} は (4. 1) (4. 4) によつて

$$\sigma_{fi} = \tau_{fi} \left(\frac{\sigma}{\tau} \right)$$

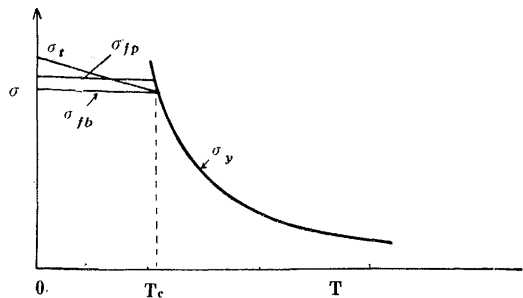


図 3 単純引張試験における種々の応力の関係の模式図

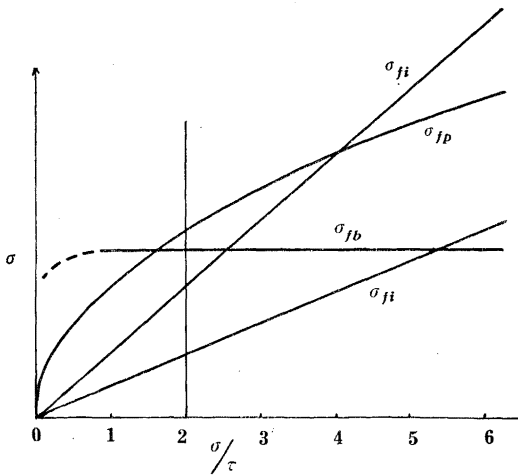


図 4 種々の応力状態における諸応力の関係の模式図
純鉄型； σ_{fi} (上方)， σ_{fp} ， σ_{fb} 析出物型；
 σ_{fi} (下方)， σ_{fb} 。

性破壊への遷移温度 T_c は条件

$$\sigma_f = \sigma^y \quad (4.10)$$

によつて定められ，また遷移はきわめて急激であると考えられる。

さて Stroh⁹⁾ はクラックの発生の条件 (4.4) を破壊の条件と考え，理論と実験値を比較している。これに従えば，まず条件 (4.4) は (4.1) によつて最大剪断応力一定の条件を与えるが，一方すべりによる降伏条件 (4.5) もまた最大剪断応力一定の条件を与える故，(4.10) より定められる遷移温度 T_c は応力状態 (σ/τ) に依存しない一定値を取ることになる。従つてこの理論によつてはまず鋼材の脆性破壊において特徴的な切欠脆性の実験事実に対して説明を与えることが出来ない。また前章複結晶および Hahn らの実験において結晶粒内および粒界において停止しているクラックの事実はクラック発生の条件が必ずしも破壊の条件を規定してはいないことを示している。

これに対して，Kitajima¹⁰⁾，Cottrell¹¹⁾ および Petch¹²⁾ は，クラックの伝播の段階において塑性仕事 w を無視し，表面エネルギー γ のみを考慮する限り， $\sigma_{fi} > \sigma_{fp}$ となるが， w を考慮すれば $\sigma_{fp} > \sigma_{fi}$ となり得ることを指摘し，また w の値として γ に比し 10 倍程度大なる $w \approx 10^4$ C.G.S. なる一定値を仮定して， σ_{fp} を求め，(4.10) の条件より遷移温度を決定した。前章において我々は更に w の物理的内容を分析し，これに基づいて w の温度およびクラック伝播速度依存性を求め，また応力場におけるクラック伝播の動的特性を考慮に入れて， σ_{fp} の条件 (Ⅲ.4.35) を提出した。その際述べたように，求められた数値的結果については，常数係数を除いて上述 Kitajima らの理論と本質的相違はないので，

$$= \text{const.} \times \left(\frac{\sigma}{\tau} \right)$$

等と書表わされ，図示されている。なお (図 3) は (図 4) において (σ/τ) = 2 の位置に相当する。また単純剪断応力の場合には (σ/τ) = 1，きわめて鋭い切欠を持つ試験片では (σ/τ) = 5~6 となる。

さて前述のように純鉄型の場合には，すべりによる降伏の後には歪量の増大とともに，双晶従つてまたクラックの発生も抑制されるので， $\sigma_f > \sigma_y$ の温度範囲では，劈開破壊は起らぬと考えてよいであろう。従つて脆性破壊より延

我々はその結果を引用することにする．すなわち Kitajima の論文より (Ⅲ.4.37) によって求められた遷移温度，破壊応力と実験値との比較を (表 1) に示す．

(表 1)

	σ/τ	T_c °K		σ_y kg/mm ²		文 献
		理 論	実 験	理 論	実 験	
三軸応力 単純引張 鋭い切欠	2 5	60 100	60 130*	120	120	Collins (90) Reinbolt(91)
結晶粒度 d=0.02mm d=0.1 mm	2 2	60 90	60 77	120 54	120 65	Collins (90) Petch (92)
歪速度 活性化エネルギー		U= 0.2eV	0.25eV			Wittman and Stepanov(93)

* Reinbolt の Charpy 試験の結果より，歪速度の影響を理論により校正して静的引張の場合に直している．

ただしここに，常数 w の値は，単純引張試験に関する Collins⁽⁹⁰⁾ の実験値に一致するように $w = 2.1 \times 10^4 \text{erg/cm}^2$ と定めまた降伏応力 σ_y の常数は，結晶粒度依存性を含めて，Petch⁽⁹²⁾ の実験に一致するように定められている．また実験値は出来るだけ純鉄型に近い条件のものを選んでいる．(表 1) に見られるように，遷移温度および破壊応力の結晶粒度，歪速度および三軸応力比への依存性については，理論値は定性的にはよく実験値を説明していると言つてよいであろう．Cottrell⁽¹¹⁾ および Petch⁽¹²⁾ の解析もほぼ同様であり，種々の実験事実をよく説明しているが，とくに Cottrell は降伏応力の式における τ_r に着目し，中性子照射による σ_r の上昇を脆性の上昇に結びつけて説明している．Petch もまた τ_r を主として Peierls 応力に依るものとし，脆性の主要な原因をこの項に帰している．しかしながら後者については前述のように妥当でなく τ はむしろ Cottrell 効果や加工硬化によるものが大部分であることを示した．いずれにしてもこれらの理論によつて，クラックの粒内伝播の過程を考慮することにより，切欠脆性其他の現象に対して合理的な説明の途を拓いた点は重要である．

しかしながらこれらの理論はなお次の諸点に問題を残している．すなわち，まず粒界における伝播の条件に関して， $\sigma_{fp} > \sigma_{fp}$ の可能性の吟味が残されている．さてこれに関して前章に述べた理論によれば，まず (σ/τ) の大なる場合には，(Ⅲ.20 図) に示されているように，粒内伝播の臨界応力 σ_{fp} を越えて発生したクラックは，クラックの臨界長さ ξ_c の距離進行した後には急速に再加速され，これによつて得られた運動エネルギー $E\eta_d$ によつて容易に粒界での伝播の条件 (Ⅲ.4.38) を満たすと考えられる．これに比して臨界応力に達しないクラックは粒内で停止させられるか，または粒界まで到達しても運動エネルギーは小さく，容易に停止させられる．従つてクラックの伝播の条件は，結局粒内における伝播の

臨界条件により規定されると考えられる。すなわち

$$\sigma_{fp} \geq \sigma_{fb} \quad . \quad (4. 11)$$

これに比較して (σ/τ) の小なる場合には、(Ⅲ. 20 図) より知られるように粒界の位置は粒内伝播の臨界長さに近く、従つて臨界条件に近いクラックについても、再加速により得られる運動エネルギーは小さく、従つてまた粒界の通過に利用される運動エネルギーも少ないから、むしろ粒界により停止させられる可能性が大きい。すなわち粒内伝播の条件よりはむしろ粒界通過の条件が卓越する。

$$\sigma_{fb} < \sigma_{fp} \quad . \quad (4. 12)$$

さて鋼の単純引張試験に関する Hahn らの⁵⁸⁾ 実験事実によれば、一般に脆性領域においては、粒界に停止するクラックの数は少なく、また純鉄型に近いと思われる 1.30% Mn 鋼においても停止クラックは少ない。これらの実験事実より我々は、 $(\sigma/\tau)=2$ の場合には、少くとも σ_{fb} は σ_{fp} に近いが、むしろより低いことを推定してよいであろう。従つて我々はここでは $\sigma_{fp} \geq \sigma_{fb}$ を仮定する。つぎの上述のように σ_{fb} の (σ/τ) への依存性は条件(Ⅲ. 4. 38) より推察されるように $(\sigma/\tau)^0 \sim (\sigma/\tau)^{1/2}$ の中間、または運動エネルギーの影響を考慮に入れると、 (σ/τ) の増大と共に逆に減少することが期待される。従つて $(\sigma/\tau) > 2$ の領域においても同様に、 $\sigma_{fb} < \sigma_{fp}$ を推察してよいであろう。これに比して $(\sigma/\tau) < 2$ の領域では、 $\sigma_{fb} > \sigma_{fp}$ となることが予想される。これらの関係は模式的に (図 4) に例示されている。

4. 4. 2) 析出物型の破壊特性

つぎに、上述の Kitajima および Cottrell らの理論はその内容から明らかなようにむしろ純鉄型に対して適用されるのであつて、純鉄型と析出物型との相違に関してはいまだ明確な説明は与えられていないのである。

さて前節において我々は、析出物型におけるクラックの発生に関し、まずすべりと析出物との共同作用によつて、純鉄型に比し低い応力のもとでもクラックを発生し得ること、またこの機構による σ_{fb} の前歴歪への依存性はより少なく、すべり変形の後も容易にクラックを発生し得ることを述べた。つぎにこのようにして発生したクラックが、巨視的破壊にまで生長し得るためには、我々は前章(Ⅲ. 4. 4. a) に述べた二つの機構を考えることが出来る。すなわちまず加工硬化による降伏応力の上昇の後に、はじめのクラックとは無関係に発生したクラックについて、伝播の条件(Ⅲ. 4. 35) が満たされる機構である。この場合には (4. 10) の代りに

$$\sigma_{fp} = \sigma_h \quad (4. 13)$$

によつて遷移温度 T_c が与えられる。ただしここに σ_{fp} の機構については、純鉄の場合と

ほぼ同様であるが、 L , σ_r 等は前歴歪量 ϵ により変化することを考慮に入れなければならない。また σ_h は流動応力であり、その歪量 ϵ , 温度, および歪速度依存性については前篇において考察した。

つぎに今一つの機構は、粒界により一旦停止させられたクラックによる応力場によつて、加工硬化後はじめのクラックの隣接粒子内に新たなクラックが発生する機構である⁵⁷⁾⁵⁹⁾ この場合の σ_{fb} は (Ⅲ.4.40) によつて与えられ

$$\sigma_{fb} = \sigma_h \quad (4.14)$$

によつて遷移温度が与えられる。Hahn らによる粒界に停止させられたクラックの実験事実⁵⁷⁾は、むしろこの型の機構を示唆する。またこの機構に関しては $m=0$ の model よりは $m=1$ または 2 の模型の方が停止クラックの長さがより長い意味において、粒界に停止するクラックの説明に有利である。

いずれにしても析出物型においては、純鉄型と異なり初めのクラックの発生によつてではなく、大なる前歴歪の後にはじめて巨視的破壊の条件が満たされる特性があり、これが一般の鋼材において通常知られている、いわゆる遷移領域の存在を説明するものと考えられるのである。いま上述第二の機構を取り

σ_{fb} として (Ⅲ.4.40)' 式

$$\sigma_{fb}^2 = \frac{2Ew_b}{\pi(1-\nu^2)d} \quad (4.15)$$

を仮定し、 w_b として多結晶の実験値⁵⁷⁾⁵⁹⁾より 10^5 erg/cm^2 程度の値を仮定すれば、純鉄型との大なる遷移温度の差を説明することが出来る (図 5 参照)。

また (4.14), (4.15) の仮定は従来の現象論的理論すなわち流動応力、破壊応力の概念に基づく理論^{14~17)} と形式的に同等であり、上述の理論によつて流動応力および破壊応力の内容が明らかにされたことになる。

従つてまた具体的な実験例との比較についてはそれらの研究¹⁷⁾に譲ることにしたい。

5. 第 2 編 結 論

1. 1) まず純鉄および析出炭化物を含む単結晶および複結晶について破壊の特性および機構が実験的に追求され、とくに破壊発生源についての光学顕微鏡および電子顕微鏡に

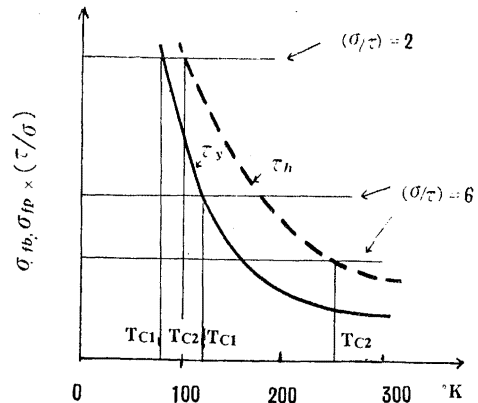


図 5 純鉄型と析出物型における遷移温度の比較

純鉄型; $(\tau/\sigma) \sigma_{fb} = \tau_y$, T_{C1} , (Ⅲ.4.37), (4.10)
析出物型; $(\tau/\sigma) \sigma_{fb} = \tau_h$, T_{C2} , (4.15), (4.14)
ただし $(\tau/\sigma) = 2$ において $\sigma_{pf} = \sigma_{fb}$ と仮定している。

よる直接の観察に基づいて前者では双晶が、後者では析出炭化物がクラックの発生に主要な役割を持つことが確かめられた。なお前歴歪によつて、前者ではクラックの発生が抑制されるが、後者では前者に比し、その程度はより少ないことが示された。

1. 2) 上述の実験事実および多結晶鋼に関する従来の実験事実の分析に基づいて、鉄鋼の脆性破壊はその特性の相異の上から二つの型、すなわち純鉄型および析出物型に分類された。まず純鉄型ではクラックの発生応力は高く、クラックは主として双晶に伴なつて発生する。また前歴歪によつてクラックの発生は抑制され、延性破壊より脆性破壊への遷移はするどい。これに比較して析出物型ではクラックは低温（脆性破壊領域）では双晶—析出物、より高温（遷移領域）ではすべり—析出物の機構によつて発生し、その発生応力は純鉄型に比して低く、前歴歪への依存性はより少ない。また遷移温度はより高く、遷移の特性もより緩やかである。

2. 1) つぎに結晶の劈開破壊機構に対する一般的な理論的考察が行なわれた。まず一般に原子的尺度の領域においては、完全結晶の脆性が主要な役割を果すべきことが述べられ、0°K におけるその Criterion が提案された。つぎに有限温度におけるクラックおよび転位ループの核発生の機構が吟味され、それらの活性化エネルギーが計算された。それらの結果によれば従来の推定値に比してかなり小なる値を与える。

2. 2) つぎに劈開クラックの発生および伝播の機構において、上述の要素の果すべき役割が調べられ、他の種々の要素すなわち Peierls 応力、先在転位および Cottrell 効果等のそれらと比較された。またこれに基づいて、とくに劈開クラックの伝播に伴なう塑性仕事量が評価され、その立場から LiF, Fe, Cu における脆性の相違が説明された。

2. 3) つぎに上述の結果に基づいて、多結晶中におけるクラックの伝播の機構が吟味され、とくに結晶粒内におけるその動的特性が明らかにされ、粒内および粒界における伝播の条件が求められた。

3. 1) 最後に前編および上述の実験および理論的研究に基づいて、鉄鋼における脆性破壊の機構が論ぜられた。すなわちまず純鉄における劈開破壊の基本的問題に関し、従来の理論および諸説が批判された。そこではまず、Cottrell 効果は鉄の脆性に不可欠の要素ではないこと、および Peierls 応力は従来の推定に比して小さく、巨視的降伏応力を通じて脆性に寄与を持つのではないことが述べられ、鉄の脆性は、基本的には完全結晶の脆性および Peierls 応力を通じて鉄の原子的特性に帰せらるべきことが指摘された。なお純鉄においてはすべりのみよりもむしろ双晶に伴なつてクラックが発生し易いことが述べられ、それぞれすべりおよび双晶の特性に結びつけて説明された。

3. 2) つぎに多結晶鋼に対する現象論的理論が提案された。すなわち一般に巨視的破壊の条件は微視的劈開クラックの発生の条件よりも、むしろ種々の段階におけるクラック

の伝播の条件に依存すべきことが述べられ、純鉄型と析出物型の相違は、前者ではクラックの発生応力は高く破壊の条件は主として粒内での伝播条件に依存するのに比較して、後者ではクラックの発生応力は低く従つて破壊の条件は主として加工硬化の後における粒界でのクラックの伝播の条件に依存するものとして説明された。またこの理論に基づいて、破壊応力、遷移温度およびそれらの結晶粒度、三軸応力依存性等に関する種々の実験事実に対し、合理的な説明を与え得ることが示された。

謝 辞

本稿を終えるに当り、本研究の遂行に多大の御便宜を与えられた九州大学名誉教授応用力学研究所前所長渡辺恵弘博士、所長栗原道徳教授、種々有益な御討論を頂いた九州大学石橋正教授、大森恭輔教授、樋口正一教授、北島貞吉助教授、東北大学横堀武夫教授、原子力研究所鈴木秀次博士、純鉄製作につき種々御教示を頂いた前九州大学教授谷村熙博士、試料の分析に御協力を頂いた九州大学松田公扶教授、八幡製鉄所技術研究所守田貞義氏、神鋼金属株式会社研究部高尾善一郎氏、九州電力株式会社研究部柳ヶ瀬健次郎氏および実験の遂行に協力を頂いた福田重久氏に厚く感謝申し上げます。
