研 究

時効及び復元現象に關する一考察*

篠 田 軍 治**

Gunji Shinoda : A Consideration on the Age-Hardening and 'Rückbildung'. It is commonly believed that the cause of the age-hardening of light alloy is based upon the internal strain. But we must take care to use the term "internal strain" to avoid confusion, because generally in the X-ray photograph when there exists internal strain, Debye-Scherrer rings displace or become diffuse. These are called the first and second kind of internal strains. When light alloys are aged at room temperature, these changes in Debye-Scherrer rings do not occur. Therefore the age-hardening must not be due to these two sorts of internal strains. The hardening must be related to the dislocations in the lattice, and atoms near these dislocations are somewhat displaced from their normal position. Therefore we can say that these atoms are strained. But these strains belong to short distant type and never to the above two kinds of internal strains. So we must call this type of internal strain as the third kind. The third kind of internal strains is formed by the formations of nuclei and whether these nuclei are formed at or above the room temperature is explained by Becker's theory of the nuclear formation in solid solution. Also the cause of artificial aging due to the addition of Si is easily explained. Next, the phenomena of hardening due to aging and softening due to 'Rückbildung' are explained as the damped oscillation in a mechanically vibrating system or as the transient phenomena in an electric circuit having electric capacity, self-inductance and resistance. And the rate of nuclear formation corresponds to the velocity of vibration or the current and the increase in the hardness to the electric quantity passed along a certain direction.

(Received July 24, 1943)

I. 緒 言

從來常溫時効の原因は溶質原子の偏析に伴ふ内部歪の發生にありと考へられてゐたやうであるが、この場合の内部歪といふ言葉には大いに注意せねばならぬ點があるので、先づ第一にこれに關する考察に就いて述べたいと思ふ。又復元現象の機構に就いても從來から熱力學的考察は相當進んでゐて、大體の説明は出來てゐる感があるが、これを運動論的見地から眺めてみたらどうなるか、この點に就いて考察を進め、最後に時効及び復元による硬さの變化する有様を他の現象と結び付けて類推してみたならば、數量的取扱が容易であらうと考へて等價電氣回路のやうなものを假定し、これで置き換へる試みを行つたので、これに就いても略述したいと思ふ。

II. 第三種内部歪と時効硬化

X 線寫眞に現れる内部歪は大體 2 種類に別けることが出来る。今彈性限を越えて曲げられたやうな金屬板を高角度反射法で寫眞を撮つてみると、デバイ・シェラー

環の位置は焼鈍したものに比して何れかへずれるが、それと同時に線の幅が廣くなる。これ等は次のやうにして出來たものである。板が彈性限を越えて曲げられると、表面は當然彈性變形と塑性變形とを受け、外側には張力を受けた層が存在する筈である。そこで X 線をこれに直角に當てると、X 線は表面に近い處から反射されるので、表面に直角な原子面間の距離に關係した反射、換言すれば面間距離の小さくなつた場合に相當する反射のみを生ずるので、結局焼鈍したものよりも反射角の大きな方へ線がずれる筈である。以上は金屬を等方質のやうに考へた場合であるが、實際には不規則な形の結晶粒子の集つたものであるから、塑性變形を起したやうな場合には同じ結晶粒でも、場所によつて歪りの程度が異なり伸び縮みの程度も亦異なる筈である。従つて同じ結晶粒でも境界に近い部分と内部とでは歪を受けてゐる程度が全く異なる筈であり、爲に試料全體を考へると表面に近い所では平均してある大いさの張力を受けてゐる筈であるが、個々の結晶粒に就いて言へば必ずしも一樣な張力を受けてゐる譯ではなく、場所によつては壓力が作用してゐるやうなこともあり得る譯である。結晶粒は 10^{-4} cm 程度のモザイク晶の集りであると考へられてゐる。この

** 大阪帝國大學工學部精密工學教室

• 昭和 18 年 3 月本會第 13 回東京大會に發表

程度の大きいものであると X 線の反射は正しく起つて線の幅はあまり廣くならない。併しこれは個々のモザイク晶が總て一樣な格子常数をもつ場合であつて、この場合のやうにモザイク晶によつて受けてゐる應力が或は張力、或は壓力といふ具合に變化してゐる時には面間距離も或は大に或は小になつて、結局 X 線の反射は種々の方向に起つて線が擴散して来る筈である。

以上のやうにして金属材料に現はれ、X 線的にも檢出出来る内部歪は 2 種類あることが明らかになつたので、これ等に區別をつけて第一種及び第二種と呼ぶのが適當であらう。これに關しては既に高瀬、互理兩氏⁽¹⁾の既に提唱してゐる處である。而してこれを他に類推を求め、第一種内部歪を氣體の全體としての流れに相當するものと見做せば、第二種内部歪は個々の分子の運動に相當するものである。従つて氣體の運動の場合に個々の分子の運動方向、速度が必ずしも流れの方向、速度と一致しないのと同様に、個々の結晶粒又はモザイク晶の歪即ち第二種内部歪は第一種即ち試料全體としての内部歪と大いさも方向も當然異つて極めて區々のものであつて差支へない。氣體論で取扱ふ氣體の性質は勿論個々の分子の性質、速度の分布等に關係したものが多く、氣體全體としての流れのやうなものにはあまり關係しない。これと同様に材料の性質と密接な關係のあるのは第一種よりも第二種の方であると考へられる。

金属材料の機械的性質の中で最も重要なものは強さであらうが、硬さは大體に於てこれと比例的な關係がある。そこで硬さの變化に對してこれ等 2 種類の内部歪が如何なる影響を及ぼすかを考察してみることにする。金属材料を常溫加工したやうな場合には經驗上、第二種の方は必ず現はれるが第一種の方は必ずしも現はれるとは限らない。事實金属材料を一樣に引張ると材料全體の伸び、換言すれば第一種の内部歪は初め應力を與へてゐる間は發生してゐるが、荷重を零に戻すと消失する。そして彈性限を越えない限り第二種は發生しない。併し彈性限を越えて荷重を與へた場合には様子は全く變つて來て、第二種内部歪を發生し、荷重を零に戻すと第一種の方は殆ど零に戻るが、第二種の方は消失しない。而して硬さその他の機械的性質に變化を起させるためには彈性限を越した荷重を加へる必要があり、これを元に戻した時に消失せずに残るものは第二種の方であるから、機械的性質

と密接な關係があるのはこの方であると考へるのが適當である。

常溫時効の原因は一般に内部歪であると言はれてゐる。結晶内に存在する内部歪が上記 2 種類だけならば、時効の原因をなすものもこれ等の中の何れかに屬する筈であるが、實際に種々検討してみるとこの何れにも屬しないことは著者の嘗つて指摘した如くである⁽²⁾。然るに加工硬化は結晶内に於ける轉位の發生及びその傳播と密接な關係があるものと信ぜられてゐる。轉位があればその附近の原子は當然變位を起してゐる筈である。従つて原子は歪を受けて居り、彈性體の歪はこれを構成する質點の變位に關係したものであるから、これも一種の内部歪と考へて差支へない。併しこの種の内部歪は飽くまでも微視的のものであつて、普通の意味での巨視的の内部歪とは全く性質の異つたもので、實證し難いものである。これに似た内部歪は固溶體に於ても見られる。一般に溶媒格子の中に溶質原子が入り込めば、異種の原子は半徑を異にするので、その附近の溶媒原子は當然變位を起してゐる筈である。従つてモザイク晶の内部に於て所々に内部歪を發生した部分を生ずる譯であつて、塑性變形を起した單體金屬内の轉位附近の歪に似て、これが固溶體が純金屬よりも硬い原因となつてゐるものと見て差支へない。従つて第二種の内部歪をモザイク晶全體としての歪、即ち個々の分子運動に相當するものと考へるならば、これはモザイク晶内部の極めて小さい部分を取つても場所によつてその値を異にするもの、換言すれば分子を構成する各原子相互間の振動その他の運動に相當するものである。又高分子化合物に類推を求めれば第二種内部歪は巨視的のブラウン運動、これは各結合機構間の微視的のブラウン運動に相當するものである。かやうにこの種の内部歪は第二種とも異つたものであり、勿論第一種とは全く性質の違ふものであるから第三種内部歪と呼ぶのが適當であると考へられる*。

歪を溫度のやうに考へるならば溫度は統計的のものであり、個々の分子の溫度といふものは意味をなさないもので、第三種の内部歪は普通の意味での内部歪とは違つたものである。又常識的に見て、よく焼鈍した固溶體は一般に内部歪が除去されてゐると見られてゐるので、内部歪といふ語をこの意味に使ふならば第三種内部歪は單に

(2) 著者、日本機械學會論文集、5 (1939) I-139.

* 最近の強磁性體理論に現はれて來る内部歪もこれに近いものであらう。

(1) 高瀬、互理、鐵と鋼、26 (1940)、737.

ある種の原子の歪又は變位を意味するだけであつて、内部歪とは呼び難い。併しこの場合にも原子は明らかに變位してゐるのであるから、モザイク晶の中を微視的に見れば各所に原子の變位即ち微視的の内部歪を發生してゐる筈である。従つて内部歪の語をこゝまで擴張して用ひるならば、第三種内部歪も明らかに内部歪の一種であり、時効硬化の原因も内部歪にありと言ふことが出来る。併しこの場合他の巨視的な内部歪と混同する怖れがあるので、これを避けるために第三種内部歪又は微視的の内部歪の語を使ふのが適當であらう。

近時の傾向は塑性變形に伴ふ硬化の原因を轉位の生成、傳播即ち第三種内部歪に關聯させるやうになつて來た。これは分子結晶に於て、その性質が全く分子の性質に關聯して、その配列には殆ど無關係なのに對應したものであらう。かやうな見地よりすれば金属材料の性質と最も密接な關係のある内部歪は實に第三種であると考へ得る。又第二種内部歪は第一種に比して第三種と密接な關係があるので、時効硬化のやうな特別な場合を除き、多くの場合第二種内部歪の狀況によつて金属材料の性質を類推し得る譯であるが、稍々間接的になるので多少鈍感であり、且つ性質變化に追隨するのが遅れ勝ちになるのは止むを得ない。

III. 時効及び復元現象の運動論的考察

上記のやうに時効硬化の原因は第三種内部歪にあることは明らかになつたが、硬化の機構に就いては別に述べたことがあるから省略することにする⁽²⁾。次の問題は、この種の内部歪は如何なる條件の下に、如何なる合金に發生するかであるが、これを運動論的に考察してみることとする。

常溫時効では原子の偏析が起り、焼戻時効では析出が起るがこれ等は何れも核の生成過程が進行することを意味する。そしてこの際に核の生成と結晶成長の速度との關係によつて種々の場合を生ずる譯であるが、冷却に伴ふこれ等の關係に就いては古くから有名な Tammann の理論⁽³⁾がある。それによると結晶核生成速度が最大になるやうな溫度で結晶成長速度が小さいやうな時には、合金は容易に高溫度の狀態を低溫度迄持ち來ることが出来ることであるが、この考へを使つて主として Al-Zn 合金に就き人工時効性合金の焼入焼戻機構を巧みに説明されたのが西村博士⁽⁴⁾の理論である。

Tammann の考は定性的のものであつて不完全を免れないがこれを定量的なものにしたのが Becker⁽⁵⁾ の理論

であつて、一般に結晶核生成速度には極めて著しい極大が存在して、それが固溶體の溶解限度を切る點よりも相當低い處で起ることを指摘してゐる。尤も Becker の理論に於ては核の生成に伴ふ自由エネルギーの増加 F を核の體積に比例する部分 F_1 と核の表面積に比例する部分 F_2 とに別けて考へてゐる。常溫時効の場合には生成する核は Preston⁽⁶⁾ の見出したやうな二次元的の極めて薄いものであり、且つ又未だ析出に至らないものと考へられるので Becker の理論をその儘用ひるのは少し無理であらうが、Al-Ag 合金の場合⁽⁷⁾ のやうに明らかに析出を伴ふ時にも尙 Preston の見出したやうな擴散散亂の現象が見出され、且つ同じやうな二次元的の格子を生成するので、常溫時効の場合には多少趣は違ふであらうが近似的には Becker の理論を借用しても大した誤りはなからうと思ふ。そこで Becker の理論に従つて常溫時効性合金の時効並に復元現象に就いて、定性的ではあるが考察を進めてみることにする。

Becker の理論によると結晶核を生成するためには第一に原子の擴散、第二にこれ等擴散した原子が衝突して核を形成することが必要であるから、前者のエネルギーを Q 、後者を A とすると結晶核生成の頻度は $e^{-\frac{Q}{kT}} e^{-\frac{A}{kT}}$ に比例する。核が生成すると自由エネルギーは増加し、核を單なる立方體と考へ、その一邊の長さを a とするとその函數であり、ある a の値に對して自由エネルギーは最大となり、 $\partial F / \partial a = 0$ の條件から最大に相當する A の値を求めることが出来る。即ちこの時の自由エネルギーの増加 $F(a_0)$ が A になる筈であるから

$$a_0 = \frac{4V(\alpha - \alpha_2)^2}{f(\alpha) - f(\alpha_2) + f'(\alpha)(\alpha - \alpha_2)} = \frac{4V(\alpha - \alpha_2)^2}{F_1/a_0^3} \quad \dots\dots\dots (1)$$

から

$$A = 2a_0^2 V (\alpha - \alpha_2)^2 \dots\dots\dots (2)$$

を得る。(1) の分母 F_1/a_0^3 は體積に關係した自由エネルギー増加の 1 原子當りのものを示してゐるので、これを ω' と置く。又 F_2 は $6a^2 V (\alpha - \alpha_2)^2$ で表はされるので、これを表面積 $6a^2$ で割つたものを σ' で表はすと (1) は

$$a_0 = 4\sigma' / \omega' \dots\dots\dots (3)$$

となる。この値を自由エネルギーの増加 F を表はす式* に入れると、結局 $F(a_0)$ が A になるので

$$A = 2a_0^2 \sigma' = 8\sigma'^3 / \omega'^2 \dots\dots\dots (4)$$

が得られる。然るに

$$f(\alpha) = f(\alpha_1) + f'(\alpha_1)(\alpha - \alpha_1) + 1/2 f''(\alpha_1)(\alpha - \alpha_1)^2$$

(6) G. D. Preston, Proc. Roy. Soc., (London) A, **167** (1935), 526.

(7) Barrett, Geisler, J. Appl. Phys., **11** (1940), 733.

* $F = -a^3 \omega' + 6a^2 \sigma'$

(3) G. Tammann, Z. anorg. allg. Chem., **107** (1919), 1.

(4) 西村, 京都帝大工學部紀要, **3** (1924), 133.

(5) R. Becker, Ann. Physik, **32** (1938), 128.

但し α は合金の組成、 α_1 及び α_2 はある温度に於て平衡の状態にある二つの相の組成を示し、 α_1 は α に近いものとする(第1圖)。

又 $f'(\alpha_1)=0$ であるから上式は

$$f(x)=f(\alpha_1)+1/2 f''(\alpha_1)(\alpha-\alpha_1)^2$$

となり、核の1原子當りの體積に關係した自由エネルギーの増加、 F_1/a_0^3 は $f'(\alpha)(\alpha_2-\alpha)$ で與へられるので
 $\omega'=F_1/a_0^3=f'(\alpha)(\alpha_2-\alpha)=f''(\alpha_1)(\alpha-\alpha_1)(\alpha_2-\alpha)$
 これを(4)に入れて

$$A=\frac{1}{(\alpha-\alpha_1)^2} \frac{8\sigma^3}{[f''(\alpha_1)(\alpha_2-\alpha)]^2} \dots\dots\dots(5)$$

が得られ、大體に於ては A は $A(\alpha-\alpha_1)^2$ に逆比例することになる。

第 1 圖

從つて A の値は溶解限度を示す曲線を切る温度に於て無限大になる筈であり、第2圖に示したやうになる。又核生成速度の最大になる温度 T_K は圖のやうにして求められる。

今常時効性合金として純アルミニウムに銅の加はつたもの又は24S型超デュラルミンのやうなものにと

これにSiが加はつてよく人工時効をなすやうになつたものを取り、その溶解限度を示すと第3圖の如くである。

從つて若しこれ等に於て α の濃度の合金に就き A と温度との關係を描けば第4圖の如くになる筈で

第 2 圖

第 3 圖

ある。尤も Si を含まないものでは超デュラルミンの場

合には析出すべきものは S 化合物であり、Si を含むものでは Cu Al_2 等になるので定量的に曲線を描くには尙相

第 4 圖

附近で、曲線が急に彎曲してゐるので $f''(\alpha_1)$ の値が急激に小になり、自然 A の増加の仕方も著しくなり、第5圖のやうなものになると考へて差支へない。

第 5 圖

Q の方も Si の影響で如何に變化するか明らかでないが、從來の擴散に關する實測値を見ると大體に於て合金の中へ擴散する方が純金屬の中へ擴散する場合よりも大になるやうな傾向がある。そこでこの考の下に T_K の値を求めると第5圖のやうになる。從つて結晶核生成速度と温度との關係は第5圖のやうになり、Si を含まない合金に於ては核生成速度の最大は温度の低い方にあつて、而も温度の高い方の側ではその曲線が著しく急傾斜になる。從つて常溫附近では Si を含まないものの方が核生成速度が大になつて常溫時効が起り易い。

然るに焼戻した場合には大いに趣を異にする。即ち結晶成長速度と温度との關係は尙充分明らかではないが、第5圖に點線で示したやうな形をとるものと考えれば、これと核生成速度を示す曲線とを組合せると析出の難易さを推定することが出来る。Si を含まない合金に於

當な困難があるが、定性的には圖のやうになるものと考えて差支へない。但し實線はSiを含まないもの、點線はSiを含むものである。そしてS化合物を析出する範圍のものでは溶解限度を切

ては温度の高い方の側の傾斜が著しく急なので、結晶成長速度が大になる温度では容易に核の生成が起らない。換言すれば析出は非常に困難になり、この程度の温度では軟化作用も相當存在するので、人工時効は起り難い筈である。又これに反して Si を含む合金では圖に示すやうに結晶成長速度の相當大きい邊に核生成速度の相當大なる部分が重なり合ふので、容易に析出が起り、人工時効も起り易くなる筈である。Mn を相當多量に添加した場合でも、これに似たことが言ひ得るものと考へられる。

著者は嘗て X 線によつて超デュラルミンに及ぼす Mn 及び Si の影響を研究し⁽⁸⁾、これ等の添加は 24S を常溫時効型から人工時効型に變化させるものであることを指摘し、後にこの點は Al-Cu 合金に就き住友氏⁽⁹⁾によつても確められたが、これは上記のやうにして説明し得るものである。

又 X 線寫眞は Mn 又は Si を含まないものでは容易に連続したデバイ・シェラー環にならずに、著しく粗い斑點が得られるが、これも上記の圖を見れば明らかなやうに、Mn 又は Si を含まないものでは結晶成長速度が大なる範圍では核の生成が非常に困難であることから容易に推定出来る。

以上のやうにして核が生成すれば、それが轉位の發生及びその傳播の妨害等に關聯し、硬化の原因となることは既に報告した處である。

雨滴の場合には核が安定であるためには、それが一定の大いさであることを必要とする。そして蒸氣壓即ち温度によつてこの値は當然異なる。これと同様に常溫時効によつて生成した結晶核も、温度を上げれば當然消失することもあり得る譯で、特に常溫時効性合金の場合には第 5 圖に見られるやうに核生成速度も結晶成長速度も共に小さな温度範圍があり得るので、この範圍に短時間加熱すれば一旦生成した核は殆ど全部消失し、所謂復元現象を呈することは當然である。併し圖から明かなやうに完全に時効前の状態に復歸するものとは言ひ難いであらう。

IV. 現象論的考察

以上のやうにして、定性的ではあるが運動論的に時効の原因たる結晶核生成の過程を理解することが出来た。併しこの考を進めて定量的のものとし、工業的に有用な機械的性質の時効率のやうなものを理論的に計算するには尙幾多の困難がある。Becker 及び Döring⁽¹⁰⁾は雨滴の核生成速度をある種の電氣回路網に直流が流れる場合

の電流として取扱つてゐるが、時効の場合には理論を運動論的に電氣回路網にまで擴散するには尙相當な底がある。然るに時効及び復元現象を見ると、硬さの變化は振動的に現はれ時効、復元を繰返すと硬さは増加及び減少を繰返すが結局その振幅は次第に小になつて零になる傾向をもつてゐる。そこで時効及び復元現象は現象論的には一種の減衰振動のやうに取扱ふことが出来るものと考へられる。

併しながら減衰振動を起させるためには、必ず振動系に於て速度に關係した抵抗が働く必要があるので、この種のを運動論的に取扱つた場合の諸量と關聯せしめる必要がある。機械的の振動系を取扱ふには等價電氣回路を考へてこれを解いたらよい。この場合最も問題になるのは機械的性質と關係づけることであるが、これは言ふまでもなく結晶核の生成、析出又はその消失(再溶解)と密接な關係がある。従つて單位時間に生成する核の数を考へる必要を生ずる。核が生成するに際しては當然ある種の抵抗又はインピーダンスの存在を認めざるを得ないが、生成の前後に於て必ずエネルギーの變化、換言すれば熱の發生又は吸収を伴ふものであるからインピーダンスは電氣抵抗又はダッシュ・ポットのやうな性質のものとなるものであらう。單位時間になされる仕事はこれ等に電流又は速度をかけたものであるから、核生成の速度は電流又は速度と見做すことが出来る。そこで振動系としては、先づ第一にダッシュ・ポット又は抵抗を含むことを第一條件とすることになる。次にこの種の變化には温度の變動を伴ふが温度はエネルギーに相當するもので、機械的性質の上から考へると温度を上げることは、彈性的歪を與へることと關聯したものである。従つて温度の變化はスプリングの伸縮、換言すれば蓄電器に蓄へられる電氣量と電氣容量との積と考へることが出来る。又

第 6 圖

第 7 圖

以上のやうな變化は決して瞬間的に起るものでなく、必ずある程度の慣性をもつてゐる筈である。そこで第 6 圖のやうな振動系を考へてみると、その等價回路は第 7 圖のやうになり、記號を圖示のやうに選ぶと回路の微分方程式は次の如くなる。

(8) 著者, 本誌, 3 (1939), 211.

(9) 住友, 本誌, 6 (1942), 209.

(10) Becker, Döring, Ann. Physik, 24 (1935), 719.

$$\begin{cases} L \frac{d(i_1+i_2)}{dt} + \frac{1}{C_1} \int^t (i_1+i_2) dt + iR = E \dots (1) \\ i_1 R - \frac{1}{C_2} \int^t i_2 dt = 0 \dots (2) \end{cases}$$

この方程式を解くために

$Q_2 = C_2 R \frac{dQ_1}{dt}$, $Q_1 - C_1 E = Q$ と置くと

$$\frac{d^3 Q}{dt^3} + \frac{1}{C_2 R} \frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C_1 C_2 R L} = 0 \dots (3)$$

を得る。この方程式を吟味することによつて種々の場合を類推することが出来るであらうが、簡単のために臨界抵抗を與へた場合をとつてみることにする。これは復元後の再時効で硬さが一定になり、その後は時間を充分かけてもあまり変化はないので、現象論的に見ると臨界抵抗を與へた場合によく似たものが起り易いからである。

臨界抵抗の條件は $C_1 = 8C_2$, $L/C_2 R = (3/2)^3$ で與へられるので、これ等を(3)に入れて解くと一般解として

$$Q = (K_0 + K_1 t + K_2 t^2) e^{-t/C_2 R} \dots (4)$$

を得る。初期條件として $t=0$ で $Q=0$, $dQ/dt=0$, $L \frac{d^2 Q}{dt^2} + LC_2 R \frac{d^3 Q}{dt^3} + E = 0$ を與へる。これは時効後の復元を考へるのであるから、ある程度の核の生成が起つて了つた後、換言すれば $Q_1 - C_1 E = Q$ であるから、 Q_1 がある値を既にもつてゐる状態を意味し、これから出發することになるのである。かくすると $K_0 = K_1 = 0$, $K_2 = E/2L$ であるから

$$Q = \frac{E}{2L} t^2 e^{-t/3C_2 R}$$

従つて

$$Q_2 = C_2 R \frac{dQ_1}{dt} = \frac{ERC_2}{2L} \left(1 - \frac{t}{3C_2 R} \right) e^{-\frac{t}{3C_2 R}} \dots (5)$$

を得る。この曲線の形は第8圖のやうになる。初期條件として既に時効したもの、換言すれば Q_1 がある値をもつてゐる状態から出發するのであり、且つ又 $t=0$ では電流即ち核の生成、消失は零であるから Q_2 の値はそれが正の時は Q_1 の減少、即ち核の消失、硬さの減少を意味する。従つて硬さの曲線は略々第8圖の逆のやうな形をとり大體に於て實驗的事實と一致する。

第 8 圖

次にこれの吟味であるが、曲線に見られる如く硬さの極大と極小が存在する。そして極大は

$$t_1 = 3C_2 R (2 - \sqrt{2}), \text{ 極小は}$$

$$t_2 = 3C_2 R (2 + \sqrt{2}) \text{ で起る。今 } 3C_2 R = \tau \text{ と}$$

置くと、これは緩和時間に相當するものになり、 $t_1 = 1.6\tau$, $t_2 = 3.4\tau$, 又 $t_2/t_1 = 2.2$ を得る。この値はデュラルミンなどの場合には今少し大きくなるやうであるが、大體に於て實驗的事實⁽¹¹⁾を表はすものと言へよう。 C は温度に逆比例するもの、 R は析出に對する抵抗であり、温度の増大は一般にこれ等の減少を伴ふので、緩和時間も當然減少する。従つて硬さの極大及び極小の現はれるまでの時間も自然短縮される筈であるが、この點は多くの實驗的事實がよく證する處である。

(11) 例へば朝倉、本誌、6 (1942), 156.

ニッケルを含まざる高力導電用銅合金の研究 (第3報)

Cu-Fe-P 合金を基とせる時効性銅合金に就いて*

小 西 芳 吉**

Y. Konishi : The Investigation into the Nickelless, High-Conductible and High-Strengthened Copper Alloys (3rd Report). The Aging Copper Alloys based on Cu-Fe-P Alloy. According to the 1st and 2nd reports, the present author investigated the changes of the mechanical properties, electrical conductivity and other properties in the most proper B3 Alloy (Fe 1.56%, P 0.46%, Cu Bal) by cold-working and heat-treatments. Thus, he could not obtain a bit of high strength, but obtain some extent of very

** 財團法人古河理化学研究所

* 昭和17年10月本會第12回富山大會に發表