

耐熱鋼のクリープキャビティの焼結速度

京野 純郎*・新谷 紀雄*・九島 秀昭*・堀内 良*²

Sintering Rate of Creep Cavities in Heat Resisting Steel

Junro KYONO, Norio SHINYA, Hideaki KUSHIMA and Ryo HORIUCHI

Synopsis: Experimental measurements of kinetics of creep cavity elimination by annealing and compressive creep are reported for a 1.3Mn-0.5Mo-0.5Ni steel. Samples of the steel were crept to implant creep cavities in the grain boundaries. The mean cavity size and spacing were obtained after measuring approximately 200 cavities and used for theoretical sintering rate calculation. The samples were then annealed for 800h at 550-700°C and compressively crept for 400h under 59-235 MPa and at 550-600°C to make the cavities shrink, and the creep cavity sintering rates were monitored using the highly sensitive density measurement technique.

The results showed that sintering rates under compressive creep are rapid and depend proportionally on compressive creep rates, whereas annealing causes only slight sintering. Two models of diffusional and constrained cavity growth were applied for the calculation of sintering rate, and it was shown that the sintering rates calculated using the constrained cavity growth model coincides with the experimental data. This coincidence means that the contraction in the neighborhood of cavities grain boundary due to the atom flow from grain boundary to cavity surface during sintering is constrained by the adjoining grain, causes local tensile strain in the neighborhood, and decreases the sintering rate driven by surface energy of creep cavity. Therefore it was indicated that the local tensile strain must be removed by compressive creep in the adjoining grains for progressive sintering.

Key words: sintering of creep cavities; sintering rate; constrained diffusion model; heat resisting steel.

1. 緒言

比較的高温強度の高い耐熱鋼を長時間クリープさせると、粒界にクリープキャビティが生成し、さらには、それらが連結して、延性の低い破壊を生じる¹⁾。

このクリープキャビティは、引張応力下では安定的に成長していくが、応力を除去すれば、不安定となる。そのため、HIPによる高圧や溶体化処理温度近くの高温にしなくても、実際の使用温度域近くの加熱保持だけで消滅していくと考えられる。そこで、このような熱処理により、クリープキャビティを焼結させて、材料劣化を回復させ、寿命を延長化させる試み^{2)~5)}がなされてきた。しかしながら、このような熱処理による材料劣化回復の効果は認められているものの、意図通りの実用的な寿命延長化技術になり得るかどうか、明確にされていないままとなっている。その主たる理由として、クリープキャビティの表面エネルギーを駆動力とし、粒界拡散律速としたクリープキャビティの焼結速度式から予測されるようにクリープキャビティは消失していない^{6)~9)}ことや、クリープキャビティ焼結の定量的な解析が不十分なことが挙げられよう。

クリープキャビティ成長に関する最近の理論的取り扱い¹⁰⁾をみると、粒界拡散成長に対する拘束を考慮する必要性を指摘している¹¹⁾¹²⁾。この拘束はクリープキャビティから粒界への物質移動に伴うひずみにより生じる¹³⁾¹⁴⁾としており、クリープキャビティ焼結においても粒界からクリープキャビティへの物質移動によるひずみが同じような拘束を引き起こすことが考えられる。クリープキャビティ成長における研究成果を取り入れて、改めてクリープキャビティの焼結を支配している過程を検討する必要があると考えられる。

本研究では通常の等温加熱に加え、焼結に伴う物質移動によるひずみを緩和する目的で圧縮クリープ条件下でクリープキャビティの焼結を行った。得られた結果をクリープキャビティ成長に関する理論に基づいて、解析した。

2. 実験方法

2・1 供試材

供試材として、ボイラ用鋼板の1.3Mn-0.5Mo-0.5Ni鋼 (JIS SBV 2) を用いた。本鋼種については、クリープデータシート作成のため、5チャージの鋼について、約10万時

平成4年9月2日受付 平成4年12月8日受理 (Received on Sep. 2, 1992; Accepted on Dec. 8, 1992)

* 金属材料技術研究所 (National Research Institute for Metals, 2-3-12 Nakameguro Meguro-ku Tokyo 153)

* 2 日本大学理工学部 (College of Science and Technology, Nihon University)

間までのクリープ及びクリープ破断試験を行っている¹⁵⁾。この鋼種は、比較的短時間で粒界にクリープキャビティを多数生成し、低延性の粒界破壊を生じる¹⁶⁾。本研究には、試験を行っている5チャージの鋼の中で、クリープキャビティ生成が最も顕著なチャージ¹⁶⁾を用いた。後の計算に必要な結晶粒の大きさ、 d は平均 $30\mu\text{m}$ であった。

2・2 クリープキャビティ導入のためのクリープ

供試材から直径8mm、標点間距離100mmのクリープ試験片を採取し、 550°C 、118MPaでクリープ試験を行った。破断寿命($t_r=900\text{h}$)に対する割合が0.6(540h)及び0.8(720h)の所でクリープ試験を中断し、クリープキャビティを導入した試料を得た。 $t/t_r=0.6$ の条件の試料は、焼結実験に多量必要としたので、同条件のクリープ中断試験を2回行い、2本のクリープキャビティ導入試験片を得た。

2・3 クリープキャビティの焼結処理

クリープ中断試験片から直径約8mm、長さ約10mmの円柱状試料をきりだして、焼結実験に用いた。

クリープキャビティの焼結は最初に等温加熱により行った。等温加熱温度を550、600及び 700°C 、そして最長加熱時間を800hとし、この間、所定の時間間隔で試料を加熱炉より取り出し、表面研磨後密度測定により、焼結の進行状況を把握した。次に、圧縮応力下加熱の圧縮クリープ条件下でクリープキャビティの焼結を行った。焼結条件は、温度 550°C については、圧縮応力59～235MPaの範囲の7段階の応力、そして圧縮応力59MPaについては575及び 600°C を加えた3温度の合計9条件である。この圧縮応力下加熱は、クリープ試験機の荷重負荷系に圧縮用治具を取り付けて行い、所定の時間の圧縮クリープ後、試料を取り出し、密度測定を行い、焼結の進行状況を把握した。この際、円柱状試料の両端面間の長さ測定を行い、圧縮クリープひずみも測定した。

2・4 クリープキャビティの観察及び計測

クリープキャビティの直接的観察は、円柱状試料の縦切り面を研磨・腐食し、走査電顕により行った。

観察されたクリープキャビティは楕円あるいは矩形状であるが、その大きさを示すのに、簡略化のため、球形と仮定し、その直径で表すことにした。また、観察されるのは、3次元形状の一断面であるので、断面の直径から球形の平均の直径を求めるのにFullman¹⁷⁾の方法を用いた。計測したクリープキャビティ数は200個である。また、クリープキャビティ間隔を求めるための計測は、クリープキャビティが比較的密に生成している粒界を対象に行った。クリープキャビティは偏在しており、一部の粒界に密に生成し、その粒界上のクリープキャビティが生成量の多くを占めている。観察される粒界上のクリープキャビティ間の平均距離から、クリープキャビティの大きさが一様であると仮定して粒界面上のクリープキャビティの生成数密度を算出し¹⁸⁾、さらに生成数密度から平均のクリープキャビティ間隔を得た。計

測は2000～5000倍で50視野について行った。クリープキャビティの総生成量及び焼結量は、密度測定¹⁹⁾²⁰⁾を行い、クリープキャビティが生じていないクリープ試験前に対する密度変化($\Delta D/D$)により定量的に把握した。なお、加熱中の組織変化による密度への影響が考えられるので組織変化の影響を調べるために、クリープキャビティ導入試験片のねじ部から密度測定用試料を採取し、焼結処理と同じ加熱処理を施した後、密度測定を行った。

3. 実験結果

3・1 クリープ試験により導入されたクリープキャビティ

供試料の1.3Mn-0.5Mo-0.5Ni鋼の 550°C 、118MPaにおけるクリープ曲線とクリープに伴う密度の減少曲線をFig. 1に示す。 $t/t_r=0.6$ で中断した2本の試験片A及びBについてのそれぞれの密度変化を図中に示した。密度の減少速度は、 $t/t_r=0.6$ までは比較的遅いが、それよりも長時間側になると急激に増大する。この減少傾向は、クリープ曲線の第3期クリープ域におけるクリープ速度の加速傾向と対応性がある。なお、破断試験片の密度測定は、破面から10mm以上離れたき裂の生じていない部分より採取した試料について行った。

クリープキャビティ焼結実験用試料は、 $t/t_r=0.6$ のA及びBの両試験片から採取した。試験片Aから採取した試料の密度変化は、 $\Delta D/D=-0.37\sim-0.48\times 10^{-3}$ 、そして試験片Bからの試料は、 $\Delta D/D=-0.51\sim-0.78\times 10^{-3}$ の範囲にあった。このように試験片AとBとではクリープキャビティの生成量は異なり、また同一試験片でも採取位置により、

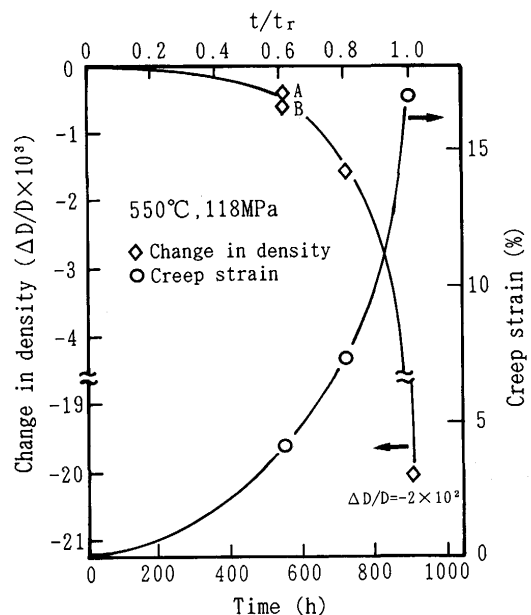


Fig. 1. Creep curve and change in density during creep at 550°C and 118MPa of 1.3Mn-0.5Mo-0.5Ni steel.

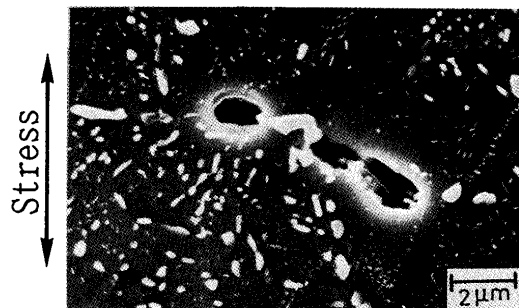


Fig. 2. Creep cavities formed in a specimen crept for 540h at 550°C and 118MPa.

クリープキャビティの生成量はやや異なる。しかし、その差異は、クリープキャビティの焼結実験を行うのに本質的な影響を与えるものではないと考え、同一水準のクリープキャビティを有する試料として以後の焼結実験に供した。

Fig. 2 に $t/t_r=0.6$ で中断した試験片 B から採取した試料 ($\Delta D/D = -0.56 \times 10^{-3}$) に生成しているクリープキャビティの走査電顕写真を示す。クリープキャビティはクリープ負荷応力に対して直角方向に近い旧オーステナイト粒界に生成している。その形状は楕円あるいは矩形状である。この試料についてクリープキャビティの長径、短径を測定し、得られたデータからクリープキャビティを球状と仮定したときの平均の直径 ($2r_0$) を Fullman¹⁷⁾ の補正式により求め、 $1.8 \mu\text{m}$ を得た。また平均のクリープキャビティ間隔 (λ) として、 $2 \mu\text{m}$ を得た。クリープキャビティの生成量は試験片 A と B とでは、異なり、また試料採取位置によっても多少異なるが、これらの値を 550°C 、 118MPa 、 $t/t_r=0.6$ (540h) におけるクリープキャビティの平均の大きさ、及び間隔の代表値とし、後の計算に用いた。

3・2 等温加熱によるクリープキャビティの焼結

クリープキャビティ導入試験片 A の標点間部から採取した試料を用いて、 550 、 600 及び 700°C で 800h までの等温加熱

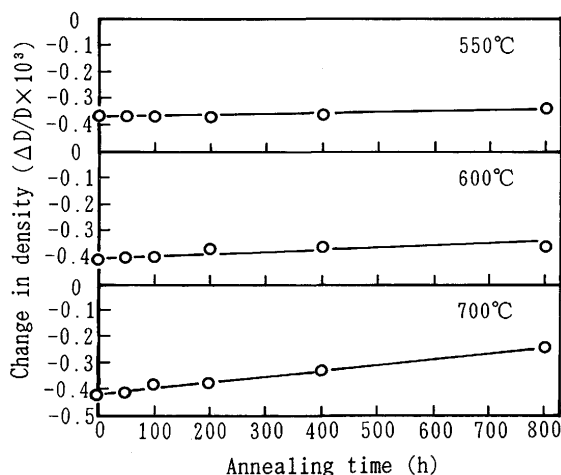


Fig. 3. Effect of normal annealing on change in density of crept specimens; change in density resulting from microstructural effect is compensated for the data annealed at 700°C .

を行い、加熱による密度変化からクリープキャビティの焼結量を求めた。加熱に伴う組織変化の密度への影響をみるための試験片 A のねじ部から採取した試料は、 550 及び 600°C の 800h までの加熱では密度測定誤差 ($\Delta D/D = \pm 0.05 \times 10^{-3}$) 以下の変化しか生じていなかった。そのため、 550 及び 600°C 加熱による組織変化の密度への影響は無視できるとした。 700°C では、 800h の加熱により、 $\Delta D/D = 0.2 \times 10^{-3}$ 変化し、組織変化による密度の影響は無視できないので、標点間部試料の密度変化からねじ部の値を引き、組織変化によるものを除いた。このようにして、等温加熱に伴う組織変化による影響を除いた密度変化を Fig. 3 に示す。 550 及び 600°C の等温加熱では、クリープキャビティ生成により減少した密度の回復をほとんど生じないが、 700°C では加熱時間とともに、回復していく傾向がみられる。

3・3 圧縮応力下加熱によるクリープキャビティの焼結

クリープキャビティ導入試料を高温、圧縮応力の圧縮クリープ下でクリープキャビティの焼結を行った。試料には試験片 A ($\Delta D/D = -0.37 \sim -0.48 \times 10^{-3}$) から採取したものと試験片 B ($\Delta D/D = -0.51 \sim -0.78 \times 10^{-3}$) から採取したものとを用いた。Fig. 4 (a) は、加熱温度を 550°C とし、圧縮応力を $59 \sim 235\text{MPa}$ の範囲にある 7 段階の応力を負荷し、クリープキャビティ導入により減少した密度の回復速度に対する圧縮応力の影響を示す。また Fig. 4 (b) は、圧縮応力を 59MPa とし、加熱温度を 550 、 575 及び 600°C とし、温度の影響を示す。圧縮応力が高い程、また加熱温度が高い程、減少した密度の回復速度が大きく、比較的短時間で、もとの水準の密度 ($\Delta D/D = 0$) に近づいている。

Fig. 5 は、上記焼結実験時に試料長さを測定して得た圧縮クリープ曲線である。

圧縮応力下加熱による密度の回復には、クリープキャビティの拡散による焼結に加え、圧縮ひずみによるクリープキャビティの機械的なつぶれの影響も加わっていることも考えられる。そこで、このような圧縮ひずみに伴うクリー

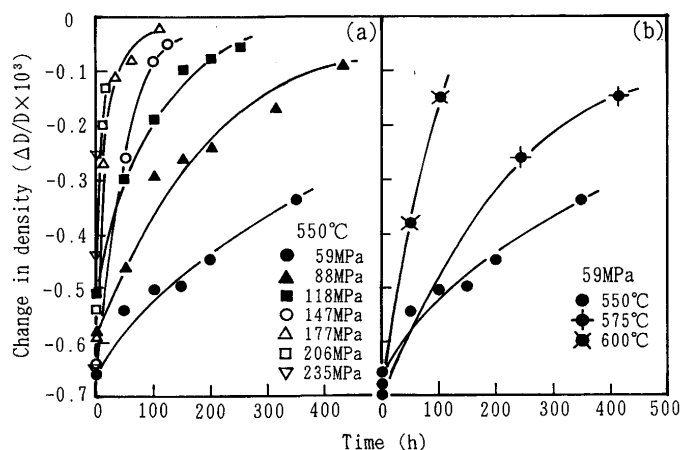


Fig. 4. Effect of compressive creep on change in density of crept specimens.

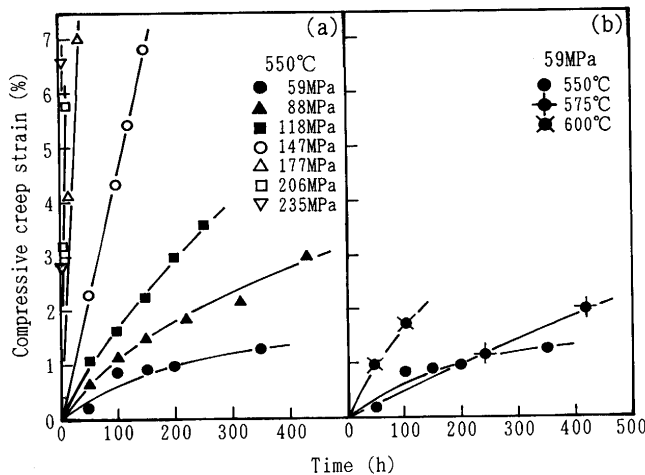


Fig. 5. Compressive creep curves.

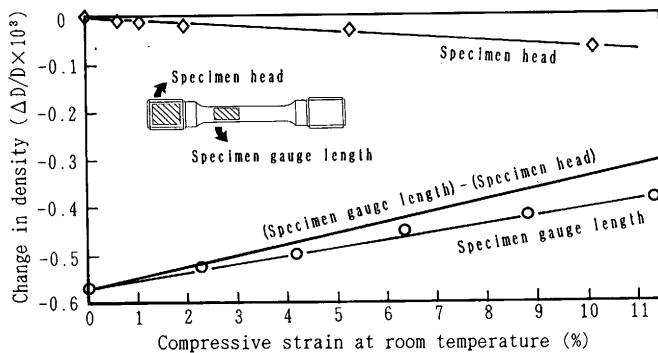


Fig. 6. Effect of compressive strain on change in density of a crept specimen.

プキャビティのつぶれによる密度の上昇分を測定する目的で、焼結の生じない室温で圧縮変形を行った。試料は試験片Aを用い、試験片のねじ部及び平行部から試料を採取した。ねじ部試料は圧縮変形による転位密度の増大や介在物の割れなどによるボイド生成等の影響を調べるため、また平行部試料は圧縮変形によるクリープキャビティのつぶれによる影響を調べるために使用した。Fig. 6に示すように、圧縮ひずみとともに平行部試料の密度は上昇、逆にねじ部試料の密度はやや減少している。平行部試料の密度上昇は主としてクリープキャビティがつぶれ、クリープキャビティの体積が減少することによるが、それに、変形に伴う転位密度増大等の影響が加わっているため、それを差し引く必要がある。このような補正を行った圧縮変形とキャビティの機械的つぶれによる密度変化の関係曲線すなわち、平行部の密度変化からねじ部の密度変化を差し引いた曲線を図中に実線で示した。

4. 考察

クリープキャビティの焼結と粉体焼結の後期段階の孤立ポアの焼結と異なる点は、粉体焼結の孤立ポアは比較的一

様に分布していると考えられるのに対し、クリープキャビティは特定の粒界に集中的に生成していることである。すなわち、クリープキャビティはクリープ時の応力に対して垂直方向の粒界で、しかもクリープキャビティの生成しやすい粒界の性格構造²¹⁾をもつ粒界に偏在している。そのため、粒界拡散によりクリープキャビティを焼結させようとする場合、粉体の焼結では起きないような現象も想定される。クリープキャビティの焼結による粒界からクリープキャビティへの原子の移動跡の原子流出層は一部の粒界のみに生じることになり、この流出層を埋めるため局所的な弾性ひずみが必要となり、一種の引きつれ現象が生じることが考えられる。

本実験では、耐熱鋼の使用温度近くと比較的低温で焼結を行っているため、焼結のための物質移動は粒界拡散に依存することになる。そうするとクリープキャビティ焼結においてもクリープキャビティ成長における空孔及び原子の移動とその経路は同じで、移動の方向が逆となっていると考えてよいであろう。そこで、クリープキャビティの焼結速度の解析に通常のクリープキャビティの拡散成長モデルに加え、上記引きつれ現象と同様な現象を考慮しているクリープキャビティの拘束成長モデルを導入して検討した。

4・1 粒界拡散支配成長モデルによる解析

従来、クリープキャビティ焼結の解析には、粒界における化学ポテンシャル勾配を考慮した拡散方程式に基づくクリープキャビティの拡散成長モデルが、焼結における場合と同じ律速過程であるとして、用いられてきた。クリープキャビティの拡散成長モデルは、Hull & Rimmer²²⁾が最初に定式化して以来、粒界における化学ポテンシャルの境界条件を正確にするなど改良が加えられ、Speight & Beeré²³⁾の式へと発展している。一方、Onakaら²⁴⁾はGibbsの自由エネルギー変化を考慮した別の手法によりクリープキャビティの成長速度式を導きだしている。その成長速度式はSpeight & Beeréの式と一致している。同式は信頼性が高いと考えられるので、Speight & Beeréの式における応力を0とした(1)式を等温加熱によるクリープキャビティの焼結速度計算に用いた。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\Omega D_{gb} \delta \gamma_s}{r^3 k T [\ln \lambda / 2r - (1 - 4r^2 / \lambda^2) (3 - 4r^2 / \lambda^2) / 4]} \quad (1)$$

ここで、 t : 時間、 λ : クリープキャビティ間隔、 δ : 粒界厚さ、 T : 絶対温度、 Ω : 原子体積、 γ_s : 表面エネルギー、 r : クリープキャビティ半径、 D_{gb} : 粒界拡散係数、 k : ボルツマン定数。

クリープキャビティは、球状で、一様な大きさで、かつ等間隔に分布していると仮定して、前記3・1節で計測した $r_0 = 0.9 \mu\text{m}$ を $t = 0$ のときの値として、また λ は焼結の間一定であるとして、 $\lambda = 2 \mu\text{m}$ を用いた。なお、使用した定数等をTable 1に示す。計算結果を実測値と比較してFig. 7に示す。

Table 1. The parameter and physical constants used for the calculation of creep cavity sintering rate.

Atomic volume	$\Omega = 1.18 \times 10^{-29} \text{m}^3$
Grain boundary self diffusion coefficient ²⁵⁾	$D_{gb} = 2.24 \times 10^{-3} \exp(-174000/RT) \text{m}^2/\text{sec}$
Gas constant	$R = 8.31 \text{J/mol/K}$
Grain boundary width ²⁶⁾	$\delta = 5 \times 10^{-10} \text{m}$
Surface energy ²⁷⁾	$\gamma_s = 2.2 \text{J/m}^2$
Boltzman's constant	$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$

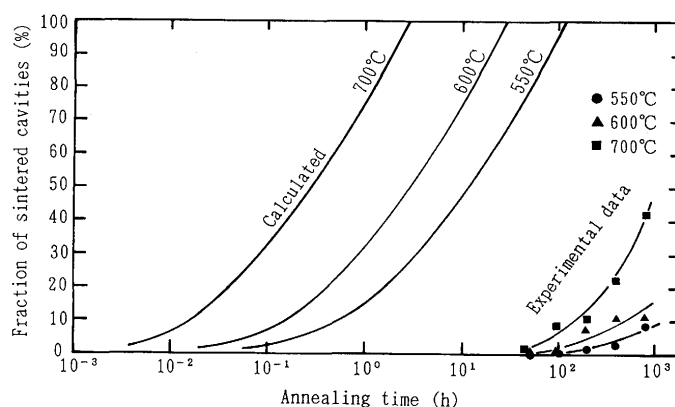


Fig. 7. Comparison between calculated sintering rate based on grain boundary diffusion model and experimental data of annealing.

図の縦軸は焼結率としたが、計算では、クリープキャビティが収縮する体積割合を、実測値では、クリープキャビティ導入により減少した密度の回復率を示している。計算値と実測値は4桁近くの焼結速度の違いがあり、クリープキャビティの焼結は粒界拡散支配成長モデルが仮定しているような粒界拡散支配によらないことを示しているといえよう。なお、計算ではクリープキャビティの大きさも、間隔も、その分布を考えずに一様としたが、実際には、大きさも間隔も一様ではない。このような分布を考慮にいたした場合と一様とした場合の比較をStevens²⁸⁾が行っているが、その差異は焼結率が100%に近い所を除けば、それほど大きなものではないことが示されている。

4・2 粒界拡散の拘束を考慮したモデルによる解析

Fig. 4の圧縮応力下加熱による密度変化とFig. 5の圧縮クリープ曲線から求めた密度変化と圧縮クリープひずみとの関係をFig. 8に示す。縦軸は、クリープキャビティ導入により減少した密度の回復率、すなわち焼結率とした。焼結率が約80%以下の範囲では、クリープひずみに比例して、焼結率が上昇している。80%を超えると比例直線から下側にずれてくる傾向を示している。この比例曲線の勾配をみると、圧縮応力が118MPa以上の応力範囲では、圧縮応力が高くなるにつれて勾配が小さくなっているが、118MPa以下では圧縮応力の依存性がみられずほぼ同じ勾配となっている。また圧縮応力が59MPaの550、575及び600°Cの3温度の比例直線は、ほぼ同じ勾配を示し、温度依存性がみられない。従って、低応力領域クリープ速度が比較的遅い領域では、

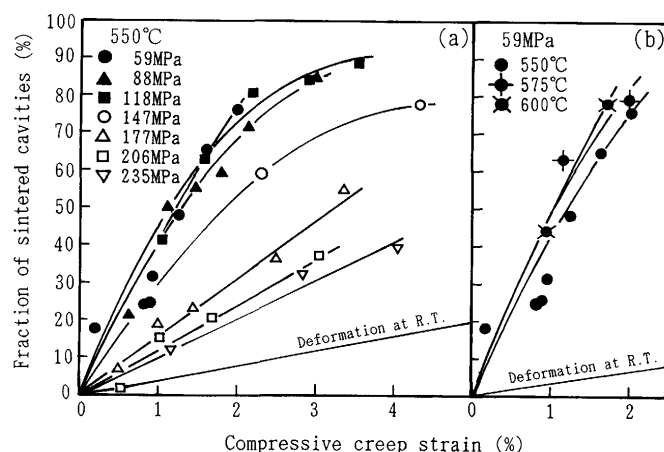


Fig. 8. Dependence of fraction of sintered cavities on compressive strain for sintering under compressive creep.

焼結率は圧縮クリープひずみのみに依存しており、焼結速度は圧縮クリープひずみ速度に依存することを示しているといえよう。

Fig. 8にFig. 6の室温圧縮変形によるクリープキャビティの機械的なつぶれによる密度の回復率も併せて示した。オーステナイトステンレス鋼⁹⁾や銅²⁹⁾における例と同様に機械的なつぶれによる密度の回復は小さいといえよう。

Dyson¹³⁾¹⁴⁾は、クリープキャビティの成長に伴い、クリープキャビティから粒界に移動して粒界に堆積する原子の層によって生じると見積られるひずみ速度が、この粒界を取りまく結晶のクリープ速度よりも大きい場合には、クリープキャビティの拡散成長に拘束が働くとしている。クリープキャビティの成長は粒界拡散によって生じるものの、その速度は拘束の緩和過程であるクリープ速度によって支配されるようになるとしている。

クリープキャビティ焼結においても同様な拘束が考えられる。クリープキャビティ成長においては、クリープキャビティから粒界に入ってくる原子の堆積層が引き起こす圧縮ひずみが、また焼結においては粒界からクリープキャビティへと出ていく原子の流出層を埋めるための引張ひずみが、本来起こるべき粒界拡散を拘束する。焼結に従って、粒界に引張ひずみが生じるメカニズムの模式図をFig. 9に示す。

そこで、Dysonのモデルをクリープキャビティ焼結に応用し、同モデルの成長速度式における引張ひずみ速度を圧縮ひずみ速度に置き換えた(2)式を用いて、焼結速度を計算した。

$$dr/dt = -\epsilon \lambda^2 d / 16r^2 \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 ϵ ：圧縮クリープひずみ速度、 d ：結晶粒の大きさ
計算には前項と同じ r 、及び λ の値を用い、結晶粒の大きさとして、 $d=30\mu\text{m}$ を用いた。計算結果と実測値とを比較してFig.10に示す。実測値はFig. 8における、550、575及び

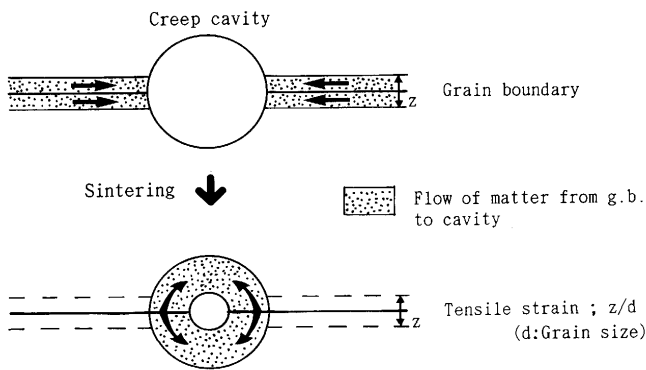


Fig. 9. Tensile strain caused by flow of matter from grain boundary to creep cavity during sintering.

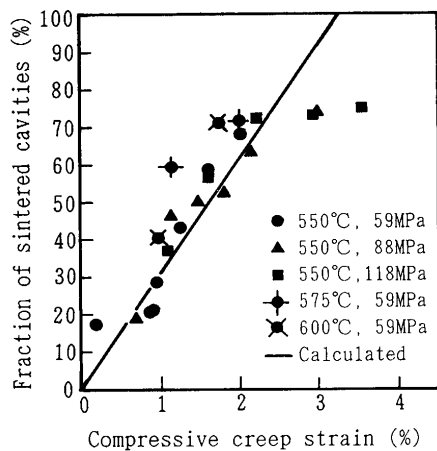


Fig. 10. Comparison of calculated relationship between fraction of sintered cavities and compressive creep strain based on constrained cavity sintering model with experimental results.

600°Cの圧縮応力118MPa以下の低応力域の焼結率が圧縮クリープひずみのみに依存する領域のデータを示した。これらのデータは、室温変形によって得た、クリープキャビティの機械的つぶれによると考える密度の変化分を除いてある。

計算結果と実測値とはよく対応しており、Dysonのモデルにおけると同様に、クリープキャビティの焼結においても粒界拡散に拘束が働き、焼結速度は拘束の緩和過程としての圧縮クリープ速度に支配されると考えてよいことになる。

4・3 従来のクリープキャビティ焼結研究との比較検討

クリープキャビティの焼結は、今までにいろいろ試みられてきた。これらの実験結果をみると、焼結温度を高くした体拡散によるものは、予想通りに焼結が進行する傾向を示すのに対し³⁰⁾³¹⁾、焼結温度を低くした粒界拡散によるものは、焼結がほとんど起きないか、あるいは焼結速度が粒界拡散支配モデルにより計算されるものより遅く、また途中で焼結が停止している^{6)~9)}。焼結が進行しない理由として、クリープキャビティ内のガスの影響だと考えられてい

る^{6)8)32)~34)}。このガス圧に打ち勝つため静水圧を負荷すると焼結が進行する³³⁾³⁴⁾としている。

Stevenら²⁸⁾はCr-Mo-V鋼を用いて、900~1000°Cの等温加熱のみによりクリープキャビティを焼結させ、その焼結速度は粒界拡散支配モデルの計算値とよく一致しているとしているが、これは例外的な実験例であろう。

過去のクリープキャビティ焼結研究と本研究を比較すると、等温加熱による焼結の結果はほぼ同様であるものの、焼結阻害機構の考え方は異なっている。従来のクリープキャビティ内のガス説では、本研究における焼結速度の圧縮クリープ依存性を説明できないし、また特別の場合を除いて、クリープキャビティ内に高压ガスが存在することは考えにくい。

本研究では、Fig. 9に示すように粒界からクリープキャビティへの原子の移動に伴い、粒界に生じる原子流出層を埋めるために生じるひずみが焼結の進行を阻害する原因と考える。オーステナイトステンレス鋼中のクリープキャビティも圧縮クリープにより、急速に焼結されており⁹⁾このような考え方があてはまる。またStevenら²⁸⁾の場合は、焼結温度が高く、逆変態オーステナイト領域での焼結を行っている。変態時のひずみが粒界の引きつれ現象を除去し、粒界拡散による焼結を可能にしたとすると、このような考え方があてはまる例といえよう。

5. 結言

1.3Mn-0.5Mo-0.5Ni鋼を用い、クリープ試験により、クリープキャビティを導入した試料を得た。クリープキャビティの導入された試料の等温加熱及び圧縮応力下加熱を行い、クリープキャビティを焼結させ、焼結量を密度測定により定量的に計測した。クリープキャビティ成長理論を導入して、クリープキャビティの焼結速度を解析し、次のような結論を得た。

(1)等温加熱によるクリープキャビティの焼結速度は、粒界拡散支配モデルにより予測される速度より4桁以上も遅い。従って、クリープキャビティは粒界拡散支配型の焼結機構によっては焼結されない。

(2)圧縮応力を負荷すると、クリープキャビティの焼結は格段に速くなり、また、圧縮クリープ速度が遅い、低圧縮応力領域では、焼結量は応力や温度には依存性を示さず、圧縮クリープひずみのみに依存する。

(3)クリープキャビティの焼結に伴い、粒界からクリープキャビティへ原子が移動し、粒界には原子の流出層ができることになる。この流出層をうめるための弾性ひずみによる引張応力が粒界拡散焼結を拘束していると考え、この考えに沿ったモデルにより、焼結量と圧縮クリープひずみとの関係を計算した。計算結果は実測値と比較的よく対応していた。

文 献

- 1) 新谷紀雄：日本金属学会会報, **26** (1987), p.807
- 2) P. W. Davies, J. P. Dennison and H. E. Evans: J. Inst. Met., **94** (1966), p.270
- 3) P. W. Davies, J. P. Dennison and H. E. Evans: J. Inst. Met., **95** (1967), p.231
- 4) H. E. Evans and J. S. Waddington: J. Nucl. Mater., **30** (1969), p.337
- 5) G. K. Walker and H. E. Evans: Met. Sci., **4** (1970), p.155
- 6) L. Martinez, J. Fustes and V. H. Tapia: Acta Metall., **35** (1987), p.1543
- 7) Yu. A. Rabaka and A. A. Yudin: Phy. Met. Metallogr., **28** (1969) 4, p.181
- 8) A. Gittins: Acta Metall., **16** (1968), p.517
- 9) 村田正治, 田中秀雄, 新谷紀雄, 堀内 良: 材料, **39** (1990), p.489
- 10) 堀内 良, 大塚正久: 日本金属学会会報, **22** (1983), p.293
- 11) J. J. Stephens and W. D. Nix: Metall. Trans. A, **17A** (1986), p.281
- 12) A. H. Chokshi: Mater. Sci. Technol., **3** (1987), p.656
- 13) B. F. Dyson: Met. Sci., **10** (1976), p.349
- 14) B. F. Dyson: Can. Metall. Quart., **18** (1979), p.31
- 15) 金属材料技術研究所: NIRM Creep Data Sheet No.18B (1.3Mn-0.5Mo-0.5Ni, Plate), (1987)
- 16) 新谷紀雄, 京野純郎, 九島秀昭, 横井 信: 材料, **33** (1984), p.441
- 17) R. L. Fullman: Trans. Metall. Soc. AIME, **197** (1953), p.447
- 18) R. T. Dfhoff and F. N. Rhines著, 牧島邦夫, 篠原靖忠, 小林尚志共訳: 計量形態学, (1983), p.36 [内田老鶴圃]
- 19) 新谷紀雄, 京野純郎, 横井 信: 鉄と鋼, **70** (1984), p.573
- 20) 新谷紀雄, 貝瀬正次, 岸本 哲, 江頭 満: 第23回高温強度シンポジウム前刷集 (日本材料学会), (1985), p.253
- 21) 渡辺忠雄: 日本金属学会会報, **19** (1980), p.253
- 22) D. Hull and D. E. Rimmer: Phil. Mag., **4** (1959), p.673
- 23) M. V. Speight and W. Beeré: Met. Sci., **9** (1975), p.190
- 24) S. Onaka, M. Kato, S. Soeta and T. Mori: Trans. JIM, **29** (1988), p.284
- 25) D. W. James and G. M. Leak: Phil. Mag., **12** (1965), p.491
- 26) C. J. Smithells: Metals Reference Book, (1976), p.869 [Butterworth, London]
- 27) H. Jones: Met. Sci., **5** (1971), p.15
- 28) R. A. Stevens and P. E. J. Flewitt: Metall. Trans. A, **14A** (1983), p.679
- 29) P. W. Davies and K. R. Williams: Met. Sci., **3** (1969), p.220
- 30) P. W. Davies and R. W. Evans: Acta Metall., **13** (1965), p.353
- 31) A. Gittin and H. D. Williams: Met. Sci., **3** (1969), p.226
- 32) H. E. Evans and G. K. Walker: Met. Sci., **4** (1970), p.210
- 33) W. B. Beeré and G. W. Greenwood: Met. Sci., **5** (1971), p.107
- 34) R. A. Stevens and P. E. J. Flewitt: Acta Metall., **27** (1979), p.67