

COMPORTAMENTO A CREEP A CARICHI VARIABILI IN SUPERLEGHE DI NICHEL

M. Maldini, V. Lupinc, M. Marchionni, G. A. Osinkolu

CNR -ITM, Via Induno 10, 20092 Cinisello Balsamo (Mi)

Sommario E' stato studiato il comportamento a creep a carichi variabili di due superleghe di nichel solidificate direzionalmente. I risultati ottenuti mostrano che un modello in grado di descrivere in modo ottimale il lungo stadio terziario tipico di queste leghe è in grado di prevedere più accuratamente l'andamento della deformazione ed il tempo a rottura in prove di creep a carichi variabili rispetto a leggi empiriche quali la legge dello strain hardening.

1. INTRODUZIONE

Un componente in servizio è generalmente soggetto a sollecitazioni variabili nel tempo. Data l'impossibilità pratica di simulare sperimentalmente ogni condizione di sollecitazione alle quali un generico componente è sottoposto, risulta necessario al progettista estrapolare il comportamento a creep dei materiali sottoposti a sollecitazioni variabili utilizzando un ristretto numero di prove a carico e temperatura costanti. Per far fronte a questo problema sono state sviluppate diverse leggi di tipo empirico con lo scopo di predire sia il tempo a rottura come la legge di Robinson, nota anche come legge della vita frazionaria (LVF), sia l'andamento della curva di creep in funzione del tempo come la legge dello strain hardening (LSH).

In base alla legge di Robinson la frattura a sollecitazioni variabili può essere predetta sommando le frazioni di vita "consumate" a ciascuna sollecitazione fino a che la loro somma, λ , raggiunge l'unità, nel caso di prove di creep con variazione a gradino del carico ed a temperatura costante si ottiene:

$$\sum t_i / t_{fi\sigma} = \lambda = 1 \quad (1)$$

dove t_i e $t_{fi\sigma}$ rappresentano rispettivamente il tempo durante il quale il materiale è stato sottoposto alla sollecitazione σ ed il tempo a rottura allo sforzo costante σ .

La legge dello strain hardening assume che il danneggiamento del materiale è solo una funzione della deformazione da creep accumulata ed è indipendente dalla storia di sollecitazioni che il materiale ha sperimentato per raggiungere quella data deformazione.

Secondo tale legge all'equazione di una data famiglia di curve di creep, ricavate a temperatura e carico costanti ed espressa nella forma:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(\sigma, T, \epsilon) \quad (2)$$

viene data "validità universale" nel senso che è considerata valida anche in condizioni di carico e temperatura variabili. La predizione della LSH di una prova a sollecitazione variabile si ottiene, quindi, modificando il valore dello sforzo e della temperatura durante l'integrazione numerica della relazione (2). Come esempio in fig. 1 sono rappresentate due generiche curve di creep ottenute rispettivamente a σ_1 e σ_2 ($\sigma_1 < \sigma_2$). La curva in grassetto rappresenta l'andamento della deformazione predetto dalla LSH al carico σ_2 dopo aver accumulato una deformazione ϵ_1 allo sforzo σ_1 : graficamente l'andamento della curva di creep dopo la variazione di carico si ottiene traslando orizzontalmente la curva ottenuta al carico costante σ_2 in modo che il punto A venga a coincidere con il punto B.

Se si rappresentano graficamente le due curve di fig. 1 in funzione del tempo normalizzato con il tempo a frattura, fig. 2, si nota che in generale la legge dello strain hardening è in contraddizione con la legge di Robinson: infatti, supponendo la deformazione a frattura indipendente dalla sollecitazione, la validità della LSH comporta che la somma delle frazioni di vita risulta maggiore o minore di 1 a seconda che il primo carico sia σ_1 o σ_2 .

Le leggi di Robinson e dello strain hardening risultano quindi compatibili solo se le curve di creep hanno la medesima forma: vale a dire se le curve ottenute a differenti carichi e temperature coincidono in un grafico normalizzato $\epsilon - t/t_f$, in questo caso la deformazione da creep accumulata quantifica in maniera univoca sia il danno sia la frazione di vita del materiale.

In molte leghe, ed in particolare nelle superleghe a base di nichel, c'è una sistematica variazione della forma della curva di creep con lo sforzo applicato: in generale la curvatura aumenta al diminuire del carico. La LSH prevede quindi un tempo a rottura superiore a quello previsto dalla legge di Robinson se si esegue una prova di creep a carichi crescenti, ed inferiore nel caso di carichi decrescenti.

L'influenza della temperatura sulla forma della curva di creep è sperimentalmente molto più limitata [1], quindi due curve di creep ottenute ad uguale sforzo, ma a diverse temperature, presentano una forma simile. In questo caso le due leggi in esame sono compatibili.

E' da notare che un'ampia campagna sperimentale di prove di creep a carico e/o temperatura variabile ottenute su acciai ferritici basso legati hanno mostrato che la legge di Robinson risulta valida solo per prove di creep a temperatura variabile e carico costante [2].

Gli approcci qui sopra menzionati sono puramente empirici e non basati su modelli fisici e quindi possono dare solo occasionalmente dei buoni risultati. Solo equazioni costitutive in grado di seguire il danno che effettivamente avviene nel materiale, in funzione dello sforzo e della temperatura applicati e della deformazione accumulata, possono adeguatamente predire il comportamento a creep in condizioni di carico e temperature variabili [3].

Una equazione costitutiva dovrebbe essere in grado di descrivere anche l'andamento della deformazione transitoria che avviene immediatamente dopo una variazione di carico e/o di temperatura. Questo ultimo punto può essere meno importante per le superleghe di nichel che esibiscono un piccolo e corto stadio primario, mentre praticamente l'intera curva di creep è costituita dallo stadio terziario dovuto all'accumularsi del danno [1]. Per questa ragione lo stadio primario è stato qui trascurato e considerato il solo stadio terziario.

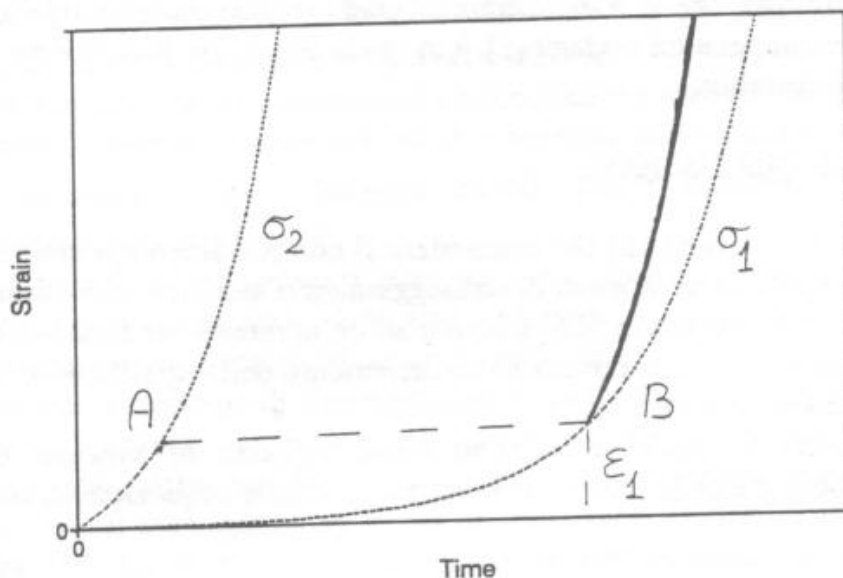


Fig. 1 - Curve di creep a sforzo costante σ_1 e σ_2 (curve tratteggiate) ed andamento della deformazione da creep previsto con LSH dopo un aumento del carico applicato a σ_2 successivo ad una deformazione ϵ_1 accumulata allo sforzo σ_1 (curva in grassetto): graficamente la curva relativa al carico più alto viene tralata orizzontalmente in modo che il punto A venga a coincidere con il punto B.

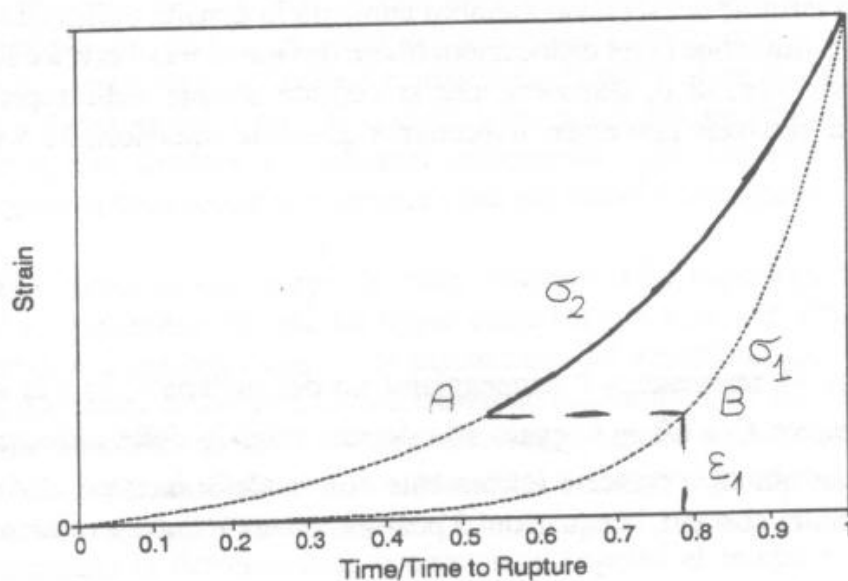


Fig. 2 - Rappresentazione delle curve di fig. 1 con in ascissa il tempo normalizzato con il tempo a rottura: in generale a carichi più elevati viene raggiunta una determinata deformazione in una frazione di vita inferiore.

Scopo di questo lavoro è valutare l'effetto di variazioni di carico di tipo a gradino sul comportamento a creep di due superleghe di nichel solidificate direzionalmente, CMSX-2 e IN738ds, con l'obiettivo di verificare l'applicabilità di differenti leggi empiriche e se una equazione costitutiva, che si è dimostrata in grado di ben descrivere la forma delle curve di creep a carico e temperatura costanti [1], è in grado di predire il comportamento a creep anche a sollecitazione variabile.

2 RISULTATI E DISCUSSIONE

Il lungo stadio terziario che caratterizza il comportamento a creep nelle superleghe di nichel non è il risultato di processi di danneggiamento associati a meccanismi di frattura, ma come indicato in diversi lavori [4,5] è legato ad un aumento del flusso di dislocazioni mobili con la deformazione da creep dovuto ad un incremento della densità delle dislocazioni mobili, oppure della velocità di recovery.

La velocità di deformazione può essere espressa in funzione della densità delle dislocazioni mobili ρ e della loro velocità media v , tramite l'equazione di Bailey e Orowan:

$$\dot{\epsilon} = b\rho v \quad (3)$$

dove b è il vettore di Burgers. In assenza di altri tipi di danneggiamento, la variazione della velocità di creep deve essere legata ad una variazione dei parametri ρ e v .

Una equazione del creep universale, derivata dalla dinamica delle dislocazioni, è ancora mancante, ma con alcune ipotesi semplificative l'evoluzione di ρ con il tempo è descritto dalla seguente relazione:

$$\dot{\rho} = \delta\rho v - R\rho^2 \quad (4)$$

Il primo termine del secondo membro aumenta la densità delle dislocazioni, il secondo tiene conto della riduzione delle dislocazioni libere dovute al recovery, δ e R sono costanti.

Per bassi valori di ρ , situazione che si verifica sempre nelle superleghe di nichel, il termine legato al recovery può essere trascurato e quindi le equazioni 3 e 4 si semplificano nel seguente modo:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon} &= \dot{\epsilon}^0(1 + w) \\ \dot{w} &= C\dot{\epsilon} \end{aligned} \quad (5)$$

dove $w = (\rho/\rho^0) - 1$ rappresenta il danneggiamento del materiale, $\dot{\epsilon}^0$ è la velocità iniziale di creep e il parametro $C = \delta/b\rho^0$ è legato alla densità iniziale delle dislocazioni libere ρ^0 . La variabile w viene quindi a crescere linearmente con la deformazione. Sotto le condizioni di sforzo e temperatura costanti, le equazioni 5 possono essere integrate ottenendo:

$$\begin{aligned} \epsilon &= [\exp(C\dot{\epsilon}^0 t) - 1] \\ w &= C\epsilon \end{aligned} \quad (6)$$

Nel caso delle superleghe di nichel solidificate direzionalmente questo risulta essere il principale meccanismo che causa il creep terziario, eccetto per gli ultimi per cento della vita a

creep quando processi di frattura producono una ulteriore accelerazione nella accumulazione della deformazione [6,7].

Il parametro C , fattore di proporzionalità fra la deformazione ed il danno, è un parametro che controlla la forma delle curve di creep, mentre $\dot{\epsilon}^0$, velocità di deformazione all'inizio del terziario, controlla il tempo a rottura del materiale.

L'interpolazione delle curve sperimentali a sollecitazione costante tramite le relazioni 6, permette di ottenere i valori dei parametri C ed $\dot{\epsilon}^0$ in funzione delle condizioni di prova.

In genere il parametro ϵ^0 risulta dipendere sia dal T che da σ , mentre il parametro C è una funzione decrescente di σ soltanto [1].

I valori dei parametri così ottenuti possono essere susseguentemente utilizzati per predire l'andamento della deformazione dopo una variazione di sollecitazione aggiornando, durante l'integrazione numerica, i valori dei parametri nelle equazioni 5.

E' da notare che questo tipo di danneggiamento continua ad aumentare la velocità di deformazione, ma la frattura finale avviene, nelle superleghe di nichel solidificate direzionalmente, ad una deformazione praticamente costante indipendentemente dalle condizioni di prova per il sopraggiungere di un ulteriore meccanismo di danneggiamento: l'instabilità plastica [7]. La strizione localizzata risulta quindi essere il meccanismo di danneggiamento che causa direttamente la frattura, ma essa contribuisce alla deformazione solo negli ultimi per cento della vita a creep del materiale: prove, interrotte ad 80% del tempo a rottura, hanno evidenziato l'assenza di un inizio macroscopico di strizione localizzata e di cavità all'interno di questo tipo di leghe [6].

La totalità della curva di creep, quindi, può essere ben descritta dalle equazioni 5 supponendo che la rottura avvenga al raggiungimento di una deformazione prefissata.

E' da notare quindi che per le leghe qui in esame la frattura avviene per valori diversi del parametro $w = C\epsilon_f$.

Il fatto che il parametro C è generalmente una funzione decrescente dello sforzo applicato, implica che il danno $w = C\epsilon$ non risulta essere solo una funzione della deformazione accumulata, come implicito nella legge dello strain hardening, ma viene a dipendere anche dalla storia di carichi a cui è stato sollecitato il materiale; in particolare una deformazione da creep, accumulata a bassi sforzi e quindi con un alto valore del parametro C , risulta più danneggiante, vale a dire produce un maggior incremento nella velocità di scorrimento, comparata con la stessa deformazione accumulata a più alti valori dello sforzo e quindi con più bassi valori di C .

In fig. 3 sono mostrate due curve di creep ottenute sulla superlega monocristallina CMSX-2 a carichi e temperature diversi. La figura enfatizza che a più alti sforzi è necessaria una minore frazione di vita per raggiungere una determinata deformazione; questo implica che, secondo la legge dello strain hardening, la deformazione accumulata ad alti sforzi risulta più danneggiante e quindi se si diminuisce il carico si dovrebbe ottenere una vita a creep superiore a quella predetta dalla legge di Robinson. La situazione si capovolge se si considera come danno il prodotto $w = C\epsilon$ come mostrato in fig. 4.

Le fig. 5 mostrano la deformazione sperimentale rispetto al tempo dopo una ampia variazione a gradino dello sforzo e temperatura. Nella stessa figura sono mostrate le predizioni ottenute tramite la legge dello strain hardening e le curve ottenute integrando numericamente le equazioni 5: le curve predette dal modello proposto sono in ottimo accordo con i dati sperimentali, mentre la legge dello strain hardening fallisce completamente.

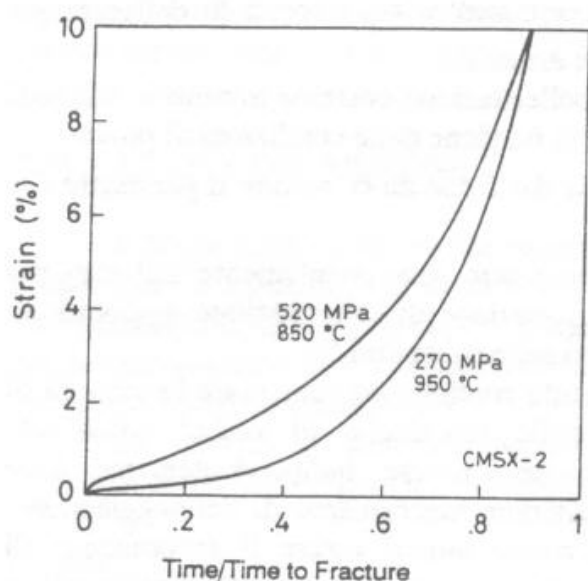


Fig. 3 - Curve di creep sperimentali: in ascissa tempo normalizzato con il tempo a rottura.

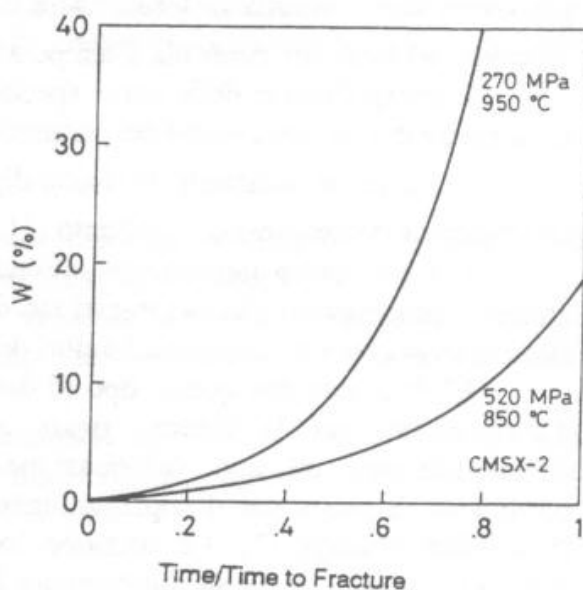


Fig. 4 - Evoluzione del danno w in funzione del tempo normalizzato per le due prove di fig 3.

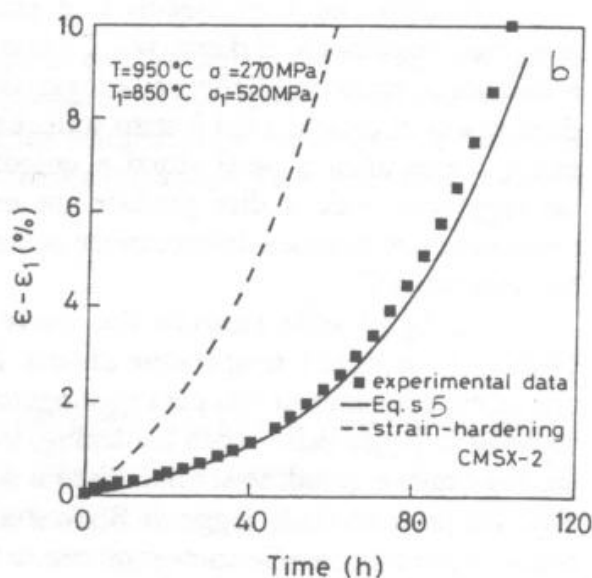
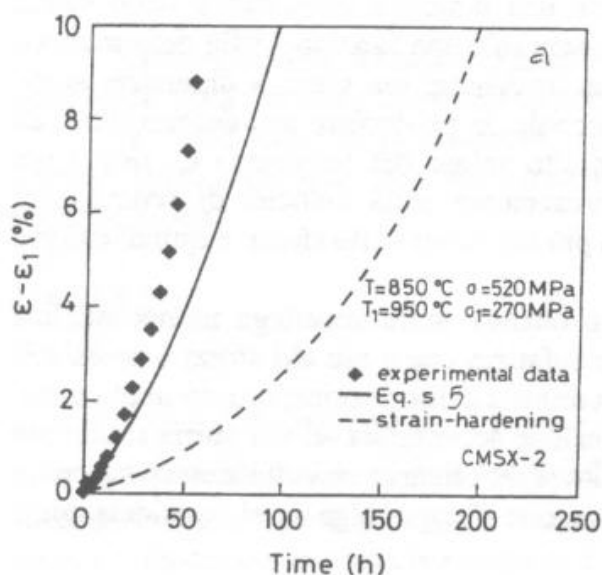


Fig. 5 - Confronto fra curve sperimentali di creep dopo un aumento dello sforzo applicato ed una diminuzione della temperatura (a) e un decremento dello sforzo ed aumento della temperatura (b) con le previsioni ottenute dalle equazioni 5 e dalla LSH.

Facendo sempre riferimento alla fig. 1 e supponendo che C_1 e C_2 , t_{f1} e t_{f2} , ε_{f1} e ε_{f2} siano rispettivamente i valori del parametro C, del tempo e della deformazione a frattura associati agli sforzi σ_1 e σ_2 , si dimostra che la legge di Robinson si modifica come segue [8]:

$$\frac{t_1}{t_{f1}} + \frac{t_2}{t_{f2}} = \lambda = 1 + \left(1 - \frac{\ln(c_1 \cdot \varepsilon_{f1} + 1)}{\ln(c_2 \cdot \varepsilon_{f2} + 1)} \right) \cdot \frac{t_1}{t_{f1}} \quad (7)$$

E' da notare che se la variazione di carico è ridotta, oppure se si eseguono prove in cui si varia unicamente la temperatura e quindi i valori dei parametri C associati alle varie condizioni risultano simili, il valore del parametro λ tende ad 1 come nella versione classica della legge di Robinson.

In Tabella 1 sono confrontati i valori sperimentali della costante λ della legge di Robinson con i valori dedotti dalla (7) per la lega solidificata direzionalmente IN738ds.

I dati sperimentali sono tratti da [9], mentre i valori di C_1 e C_2 da [10].

Se le variazioni di carico risultano in generale N, le equazioni 5 implicano che la legge di Robinson diventi [8]:

$$\sum_1^N \frac{t_i}{t_{fi}} = 1 + \sum_1^{N-1} \left(1 - \frac{\ln(c_i \cdot \varepsilon_{fi} + 1)}{\ln(c_{i+1} \cdot \varepsilon_{f_{i+1}} + 1)} \right) \cdot \frac{t_1}{t_{f1}} \quad (8)$$

Con questa relazione è possibile prevedere la durata del campione sollecitato alle condizioni ennesime dopo essere stato assoggettato in precedenza alle n-1 condizioni di sforzo e temperatura.

Più interessante può risultare determinare il numero di cicli a frattura in una prova di creep ciclico.

Si supponga per semplicità che il ciclo sia costituito dal susseguirsi di due sole condizioni di sollecitazione σ_1 per un tempo t_1 e σ_2 per un tempo t_2 . Supponendo che la frattura avvenga quando viene raggiunto il minore fra i due danni a frattura calcolati da prove di creep a sollecitazione costanti σ_1 e σ_2 , si può dimostrare che il numero di cicli a frattura N deve soddisfare la seguente relazione [9]:

$$N \cdot \left[\frac{t_1}{t_{f1}} \cdot \ln(1 + c_1 \cdot \varepsilon_{f1}) + \frac{t_2}{t_{f2}} \cdot \ln(1 + c_2 \cdot \varepsilon_{f2}) \right] = \ln(1 + c \cdot \varepsilon_f) \quad (9)$$

con $C\varepsilon_f = \min(C_1\varepsilon_{f1}, C_2\varepsilon_{f2})$

La Tabella 2 mostra il numero di cicli a frattura per prove sperimentali di creep ciclico confrontati con il numero predetto dalla (9) e dalla legge di Robinson.

Sono state eseguite anche ulteriori prove in cui sono state applicate variazioni cicliche di carico relativamente piccole sempre con lo scopo di verificare le equazioni 5 sulla superlega monocristallina CMSX-2.

In fig. 6 sono rappresentate due curve di creep in funzione del tempo normalizzato con il tempo a rottura. Le due curve praticamente coincidono fino alla rottura rivelando che il valore del parametro C associato con i due sforzi è simile. In queste condizioni le previsioni ottenute integrando numericamente le equazioni 5, tramite la legge dello strain hardening e di Robinson

devono coincidere per le prove a carico variabile. Infatti i dati in Tabella 2 confermano che i valori della costante λ sono prossimi all'unità, benché sempre <1 . La fig. 7 dimostra il buon accordo fra il risultato sperimentale e le predizioni del modello proposto in un grafico $\epsilon - t$. In Fig. 8 la velocità di deformazione in funzione della deformazione di due prove descritte nella Tabella 3 sono confrontate con le curve a carico costante. Il modello e la legge dello strain hardening prevedono che le curve a carico ciclico dovrebbero sovrapporsi alle curve a carico costante. Il risultato sperimentale indica una diversa situazione : riducendo lo sforzo, l'andamento della deformazione transitoria è caratterizzata da una velocità di deformazione decrescente fino a raggiungere un valore minimo, dopo di che aumenta restando comunque sempre al di sotto della curva a carico costante. Un risultato simile è già stato riportato per superleghe di nichel ed è stato interpretato da una redistribuzione di sforzi interni [11]. Durante il ricarico, la velocità di deformazione decresce rapidamente da un valore molto elevato fino ad un minimo, per poi risalire di nuovo. Alla fine del transitorio la velocità di deformazione resta al di sopra delle curve a carico costante. Tralasciando il transitorio, non considerato dalle equazioni 5, la velocità di deformazione, dopo una variazione a gradino nello sforzo, si stabilizza rispettivamente ad un valore più alto o più basso di quello predetto a secondo se il carico è stato aumentato o diminuito. Altri risultati sperimentali sulla lega CM247LC [12] confermano che, dopo una variazione del carico c'è un sistematico shift fra la velocità di deformazione sperimentale e quella predetta dalle equazioni 5. E' da notare che il divario fra la velocità sperimentale e la velocità predetta dal modello proposto risulta comunque piccola e può essere considerata trascurabile da un punto di vista ingegneristico. Ulteriore lavoro teorico è comunque necessario per spiegare questa discordanza.

3 CONCLUSIONI

Il modello proposto è in grado di descrivere l'andamento della deformazione e il tempo a rottura dopo una variazione di sollecitazione in modo più accurato rispetto a metodi puramente empirici.

4. BIBLIOGRAFIA

- 1 - M. Maldini, V. Lupinc Scripta Metall., **22**, (1988) 1737.
- 2 - H. Wiegand et al. Arch. Eisenüttenwes, **46**, (1975) 533.
- 3 - M. Maldini, V. Lupinc, in "Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures" curato da B. Wilshire e R. Evans, The Institute of Metals (1990) 951.
- 4 - M. F. Ashby, B. F. Dyson in "Adances in Fracture Research" Ed. S. S. Valluri et al. Pergamon Press, Oxford, (1984) 3.
- 5 - B. F. Dyson, M. McLean, Acta Metall., **30**, (1983) 17.
- 6 - S. H. Ai, V. Lupinc, M. Maldini, Scripta Metall. et Mat., **26** (1992) 579.
- 7 - M. Maldini, V. Lupinc, Scripta Metall. et Mat., **32** (1995) 337.
- 8 - M. Maldini, Rapporto CNR- ITM N. R-90/1, Gennaio 1990.
- 9 - M. Maldini et al., NPL Report DMA A 126, Teddington UK, Gennaio 1987.
- 10 - J. C. Ion et al. NPL Report DMA A 115, Teddington UK, Aprile 1986.
- 11 - M. Maldini, in "Aspect of High Temperature Deformation and Fracture in Crystalline Materials", Ed. Y Hosoi et al., The Japan Institute of Metals, Sendai, (1993), 75.
- 12 - G.A. Osinkolu et al., in "Materials for Advanced Power Engineering" Ed. D. Coutsouradis et al., Kluwer Academic Publishers (1994), 1155

Tabella 1 – Prove di creep a carico variabile eseguite su IN738ds: confronto fra il valore sperimentale della sommatoria delle frazioni di vita ed il valore dedotto dalla relazione 7.

T (°C)	σ_1 (MPa)	t ₁ (h)	σ_2 (MPa)	t ₂ (h)	Sperimen.	Rel. 7
850	250	354	300	234	0.82	0.87
850	250	940	300	70	0.87	*
850	250	497	300	175	0.79	0.82
850	300	238	250	827	1.19	1.18

* Il danno accumulato nel campione dopo 940 h a 250 MPa è maggiore del danno a frattura accumulato da un campione provato a 300 MPa.

Tabella 2 – Prove di creep ciclico eseguite sulla lega solidificata direzionalmente IN738ds: confronto fra il numero sperimentale dei cicli a frattura, con il valore predetto dalla relazione 8 e dalla legge di Robinson.

Condizioni di prova			Numero di cicli a frattura		
T (°C)	Sforzo (MPa)	Tempo (h)	Sperimen.	Rel. 8	Robinson
850	250/300	0.95/1.05	261	280	310
850	250/300	4.1/1	91	143	183
850	250/300	0.25/1	307	375	389
850	250/300	20/21	12.5	13.8	15.3
850	250/300	10/1	83.6	73.5	100
850	200/250	1/1	764.5	1107	1108

Tabella 3 – Prove di creep cicliche eseguite sulla lega monocristallina CMSX-2.

Sforzo (MPa)	Tempo (h)	λ (relazione 1)
270/200	24/24	0.95
270/200	1/1	0.86
270/200	0.042/0.042	0.94
270/200	24/120	0.96

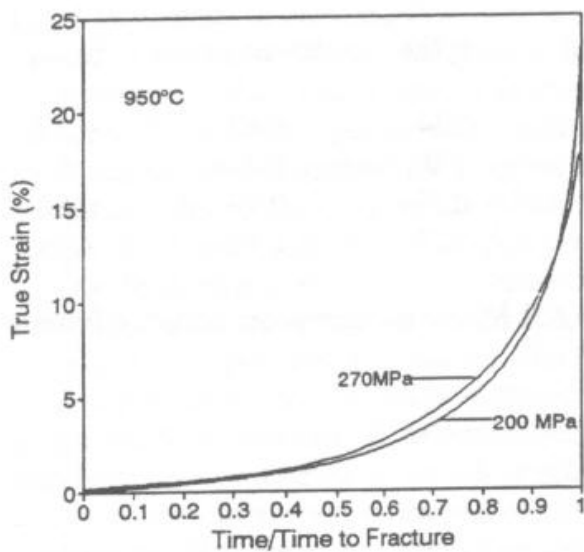


Fig. 6 - Curve di creep in funzione del tempo normalizzato con il tempo a rottura.

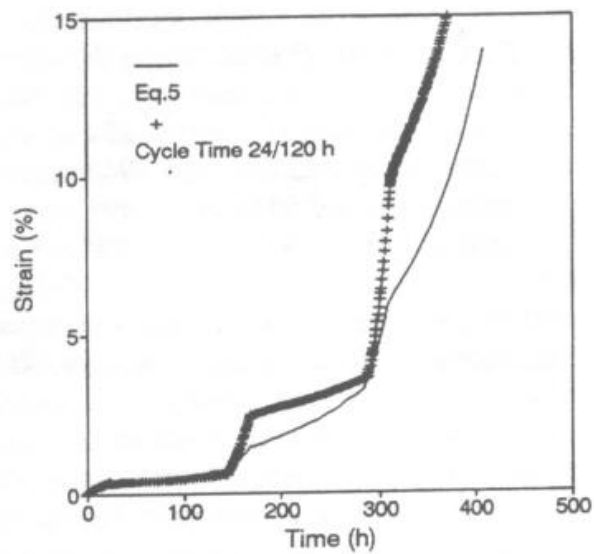


Fig. 7 - Capacità delle equazioni 5 di prevedere l'andamento di creep di una prova eseguita con carico ad onda rettangolare.

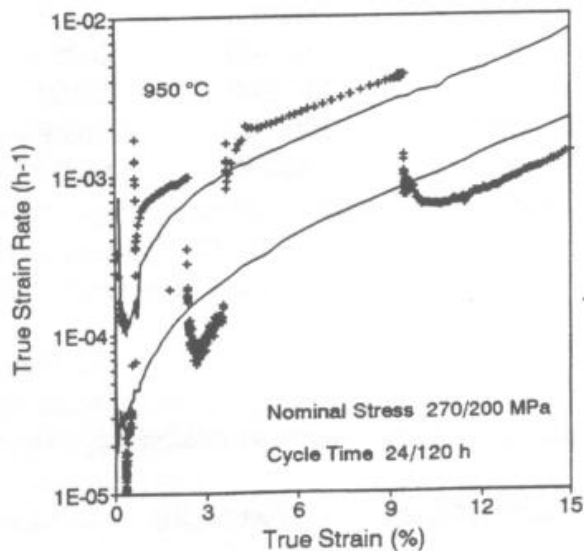
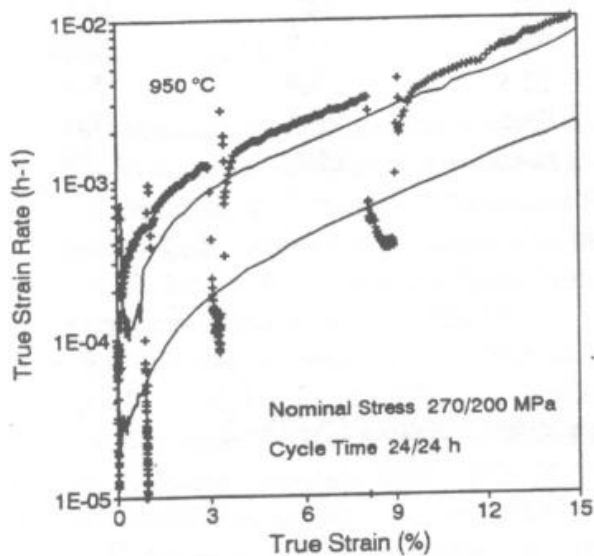


Fig. 8 - Confronto fra la velocità di deformazione per due prove di creep a carico ciclico e le prove a carico costante.