

Estratto da:

Club Alpino Italiano, «Il Bollettino» n. 89
Annuario del Comitato Scientifico Centrale, Milano 1988

Teoria della percussione di elementi elastici applicata alle sollecitazioni impulsive sulle attrezzature speleo-alpinistiche

Effetti della caduta di un peso vincolato all'estremità di una corda.
Alcuni casi di applicazioni sperimentali.

Francesco Salvatori*

PRESENTAZIONE

In precedenti lavori (vedi bibliografia n. 1 e 2) abbiamo esaminato il problema delle sollecitazioni impulsive sulle attrezzature per la progressione in grotta, riferendoci in modo particolare alle corde. Ma in questi lavori le questioni sono state affrontate con un'impostazione decisamente didattica e divulgativa, tralasciando quindi quelle elaborazioni teoriche che avrebbero dato sicuramente maggiori garanzie per una corretta interpretazione dei fenomeni, ma anche molta complessità concettuale e di calcolo.

È stata questa una scelta precisa tesa ad ampliare il più possibile la cultura di base nel campo della fisica delle sollecitazioni e, al tempo stesso, a mettere in evidenza il grande valore didattico delle dimostrazioni sperimentali.

Ma attualmente, anche per dare una base di discussione nell'ambito della Commissione Tecnica e Materiali della Sezione Speleologica del Corpo Nazionale Soccorso Alpino, è necessario approdare ad una trattazione esauriente ed approfondita, senza tralasciare alcun aspetto.

Prioritariamente lo scopo è di elaborare un modello matematico che interpreti in modo compiuto la dinamica delle sollecitazioni impulsive, tale quindi da permettere l'interpretazione approfondita dei risultati sperimentali, anche i più complessi.

Per i concetti fondamentali e per la simbologia si rimanda a quanto riportato nel lavoro (1).

INTRODUZIONE

Nella progressione in grotta, e tanto più in quella alpinistica, non è possibile, se non in alcuni casi davvero eccezionali, ritenere che sulle attrezzature agiscano sollecitazioni unicamente e costantemente statiche. Se ciò accadesse potremmo affermare che tutte le masse sono immobili rispetto al sistema di riferimento. Ciò è impossibile: per quanto minimi possano essere, si verificano sempre dei movimenti più o meno rapidi e consistenti delle masse in gioco.

Nella progressione in grotta tutte le masse sono concatenate e il grado di sicurezza, a parità di ogni altro fattore, è tanto più elevato quanto più è alto il carico di rottura dell'anello più debole della catena e quanto più essa è capace di dissipare energia (per elasticità, plasticità e attriti, come vedremo in seguito) e di resistere al logoramento per uso.

Sul problema del logoramento per uso ci siamo già soffermati nel precedente lavoro (1), rimandando inoltre ai risultati recentemente ottenuti dalla Commissione Tecnica e Materiali della SS CENSA sull'usura delle corde speleo.

Per i carichi di rottura possiamo far affidamento, con buonissima approssimazione, ai risultati ottenuti per trazione lenta.

Non rimane dunque che approfondire il problema delle sollecitazioni dinamiche, tanto più che la strumentazione in possesso del Centro Nazionale di Speleologia «M. Cucco» permette di analizzare istante per istante il variare della forza durante le sollecitazioni impulsive (choe a seguito della caduta di un peso).

SOLLECITAZIONI DINAMICHE

Di fatto nella progressione in grotta, sia in condizioni normali che eccezionali, è la corda che funge da elemento votato all'assorbimento di tutta l'energia in gioco. Gli altri elementi concatenati o sono praticamente rigidi o sono da noi considerati tanto poco deformabili da poter trascurare il loro contributo nel processo di dissipazione dell'energia.

In questo contesto trascuriamo quanto concerne l'elasticità delle imbracature e dello stesso corpo umano. Ma ciò, è ovvio, dovrà essere oggetto di un ulteriore successivo approfondimento.

La corda, nella realtà speleo, è composta da una parte intermedia omogenea e da una o due estremità dove la presenza di nodi introduce ulteriori elementi di complessità e fattori aggiuntivi di assorbimento di energia. Si tenga comunque presente che la «questione nodi» è stata già valutata nel volume (1) ed il cal-

colo del fattore di riduzione di forza R , potrebbe essere una adeguata via di analisi.

In questo lavoro agiremo, salvo diversa indicazione, nell'ipotesi che la corda sia l'unico elemento deformabile della catena e che alle sue estremità vi siano degli ancoraggi «ideali» che non prevedano l'uso di nodi o di altri sistemi che portino a delle disomogeneità.

Posto il problema in questi termini non resta che valutare cosa accade quando una certa massa m sollecita, cadendo, la corda cui è vincolata, con l'altra estremità ancorata ad un punto fisso (come detto, senza la presenza di nodi).

Si agisce inoltre nell'ipotesi che la traiettoria di caduta coincida con la retta verticale passante per il punto di ancoraggio. Se ciò non accadesse sarebbe necessario far riferimento a quanto descritto nel lavoro (1).

Sotto queste condizioni la sollecitazione impulsiva in una corda, dove si verificano forze rapidamente variabili in intensità e senso, è da considerare come un urto o percussione su un corpo deformabile, anche per elasticità, con asse di allungamento posto verticalmente.

Rimane ora da analizzare e quantificare le differenti reazioni a seconda che la corda sia considerata un elemento elastico ideale oppure un corpo deformabile in modo reversibile e irreversibile. Proprio queste analisi e quantizzazioni sono lo scopo del presente lavoro.

PERCUSSIONE DI UN CORPO ELASTICO IDEALE

È bene ricordare che un elemento elastico viene ritenuto ideale quando non produce dissipazione di energia in attriti e/o in deformazioni permanenti e al tempo stesso presenta proporzionalità diretta fra allungamenti e forze applicate:

$$A_u = X \cdot F \quad (1)$$

dove:

A_u = Allungamento unitario

X = coefficiente di elasticità (costante)

F = forza applicata

l = lunghezza dell'elemento elastico a riposo

Equazione di moto delle oscillazioni armoniche semplici

Fatta questa premessa, per risalire al modello matematico che definisce il fenomeno della percussione di un corpo elastico ideale è necessario rifarsi all'emblematico caso di un corpo di massa m appeso ad una molla di lunghezza l e di coefficiente di elasticità X (fig. 1).

Se si applica staticamente la massa m di peso P alla molla, questa si allungherà fino a stabilizzarsi al livello R' , allungandosi di:

$$\Delta l = X \cdot P \quad (2)$$

dove:

$$P = m \cdot g$$

$$g = \text{accelerazione di gravità}$$

Se in qualche maniera trasferiamo una certa quantità di moto alla massa m , questa si metterà ad oscillare intorno al livello R' con spostamenti che si ripeteranno verso l'alto e verso il basso in modo armonico e indefinitamente (si ricordì che non vi sono attriti e deformazioni plastiche).

La massa m ritornerà nella posizione e condizione iniziale dopo un certo tempo T , detto periodo, il quale è legato alla frequenza ν (numero di oscillazioni complete nell'unità di tempo) e alla pulsazione ω (numero di oscillazioni in 2π secondi) dalle relazioni:

$$T = 1/\nu \quad (3)$$

$$T = 2\pi/\omega \quad (4)$$

Tenendo presente che il sistema ha un solo grado di libertà, l'equazione di moto del corpo oscillante rispetto al livello R (fig. 1, estremità inferiore della molla in posizione di riposo senza alcuna massa appesa) è ricavabile utilizzando il Principio di D'Alembert. Questo principio consiste nell'applicare ad un sistema in moto accelerato le relazioni della statica a condizione che alle forze ester-

* Gruppo Speleologico C.A.I. Perugia.

Squadra Soccorso Speleologico di Perugia CNS 1 SS.

Centro Nazionale di Speleologia «M. Cucco».

Commissione Tecnica e Materiali CNS 4 SS.

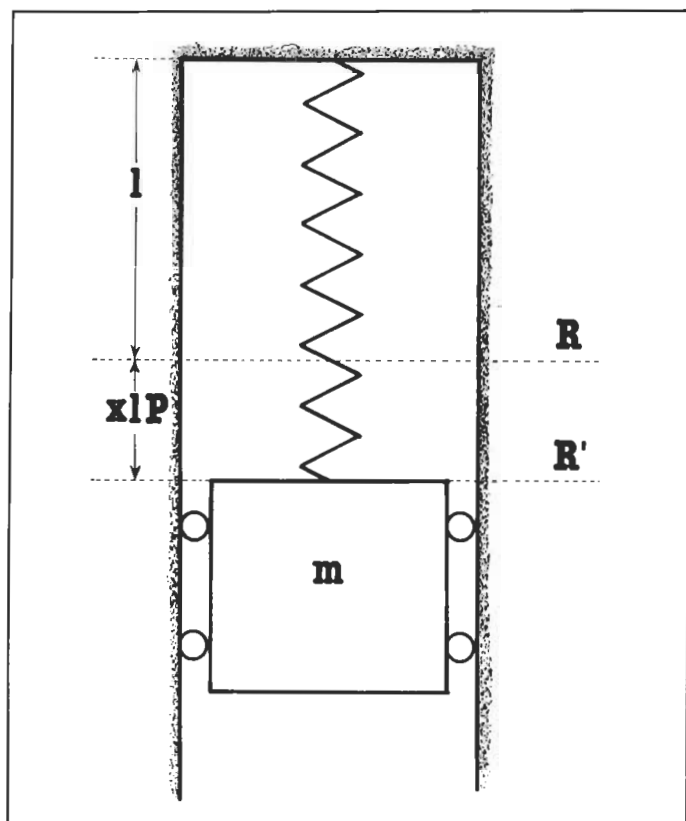


Fig. 1.

ne si aggiunga la forza d'inerzia uguale al prodotto della massa per l'accelerazione e con verso opposto a quest'ultima.

Si ha allora:

$$A = Xl \left(-m \frac{d^2 A}{dt^2} + mg \right) \quad (6)$$

e quindi:

$$\frac{d^2 A}{dt^2} + \frac{l}{Xlm} A = g \quad (7)$$

che risolta dà:

$$A = A_m \sin(\omega t + \phi) + Xlmg \quad (8)$$

dove la pulsazione è uguale a:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{Xlm}} \quad (9)$$

Pertanto possiamo scrivere:

$$A = A_m \sin \left(\frac{1}{\sqrt{Xlm}} t + \phi \right) + XlP \quad (10)$$

essendo A_m (ampiezza) e ϕ (fase) costanti arbitrarie dipendenti dalle condizioni iniziali di moto.

La relazione (10) è l'equazione di moto delle oscillazioni armoniche semplici, graficamente rappresentabile con una sinusoide.

Oscillazioni indotte dalla caduta di un grave

Per determinare A_m e ϕ nella (10) si fa riferimento alle condizioni iniziali, nell'ipotesi che esse risultino per effetto della caduta di una massa m da un'altezza h rispetto al livello R .

Ne segue, fra l'altro, che la massa raggiunge il livello R con una velocità:

$$V_0 = \sqrt{2gh}$$

Inoltre si avrà:

$$t=0 \quad A=0 \quad A'(0)=V_0$$

Inserendo tali valori nella (8) si ottiene il sistema:

$$\begin{cases} A_m \sin \phi = -XlP \\ A_m \cos \phi = V_0/\omega \end{cases} \quad (11)$$

che ha per soluzione:

$$A_m = \sqrt{\frac{V_0^2}{\omega^2} + X^2 l^2 P^2} \quad (12)$$

$$\sin \phi = - \frac{XlP}{\sqrt{\frac{V_0^2}{\omega^2} + X^2 l^2 P^2}} \quad (13)$$

Quindi possiamo scrivere:

$$A = \sqrt{\frac{V_0^2}{\omega^2} + X^2 l^2 P^2} \sin(\omega t + \phi) + XlP \quad (14)$$

Se infine teniamo conto che il corpo di massa m raggiunge il livello R con la velocità v_0 per effetto di una caduta libera di altezza h , rispetto al livello R , si ottiene dalla (13) e dalla (14):

$$\left\{ \begin{aligned} A &= Xl \sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}} \sin(\omega t + \phi) + XlP \\ \sin \phi &= - \frac{P}{\sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}}} \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$\sin \phi = - \frac{P}{\sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}}} \quad (16)$$

La relazione (15), integrata dalla (16), è il modello matematico cercato. Esso mette in relazione l'allungamento in funzione del tempo, avendo come parametri tutte le condizioni iniziali e le caratteristiche dell'elemento elastico. In fig. 2 è riportata la rappresentazione grafica della funzione (15).

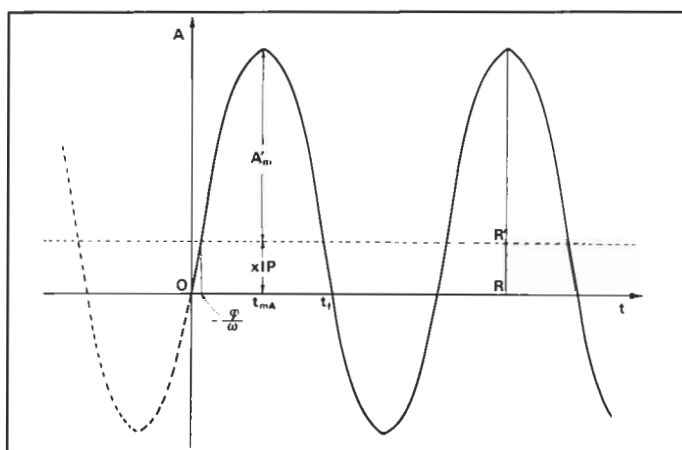


Fig. 2.

Vi si può notare che le oscillazioni avvengono intorno al livello R' , distante dall'asse dei tempi di un segmento RR' , pari a:

$$\overline{RR'} = XlP$$

che è poi l'allungamento della molla per la sola applicazione statica della massa m .

Questo comporta che l'ampiezza A_m delle oscillazioni non corrisponde all'allungamento massimo che si ottiene invece sommando come segue:

$$Am = A_m' + XlP$$

e quindi:

$$Am = Xl \sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}} + XlP \quad (17)$$

Da notare che quanto indicato nella relazione (17) corrisponde con ciò che è stato calcolato per l'allungamento massimo attraverso considerazioni puramente energetiche (vedi lavoro n. 1 bibliografia). Altro fatto da rilevare: il tempo t_{m4} necessario per raggiungere il massimo allungamento non corrisponde a $T/4$. Infatti, tenendo conto che l'ampiezza massima si ha quando:

$$\sin(\omega t_{m4} + \phi) = 1 \quad (18)$$

e cioè, limitatamente a quanto avviene nel primo periodo di oscillazione, quando avviene:

$$\omega t_{m4} + \phi = \frac{\pi}{2}$$

Si ha pertanto:

$$t_{m4} = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\pi}{2} - \phi \right) = \sqrt{Xlm} \left(\frac{\pi}{2} - \phi \right) \quad (19)$$

Oscillazioni armoniche semplici indotte dalla caduta di un grave con velocità iniziale nulla

Un'interessante considerazione può essere fatta quando si supponga che la velocità iniziale di caduta v_0 sia nulla. Questo implica che la massa m inizi la sua caduta partendo dal livello R , con molla né allungata né contratta.

Se:

$$V_0 = 0$$

segue che:

$$h = 0$$

e quindi la (17) diviene:

$$A_m = 2 \cdot XIP \tag{20}$$

Ciò vuol dire che lasciando libera la massa m con molla tesa ma non ancora allungata, l'allungamento massimo che si riscontra è il doppio di quello che si ottiene con l'applicazione statica della stessa massa m . Il grafico relativo è quello in fig. 3.

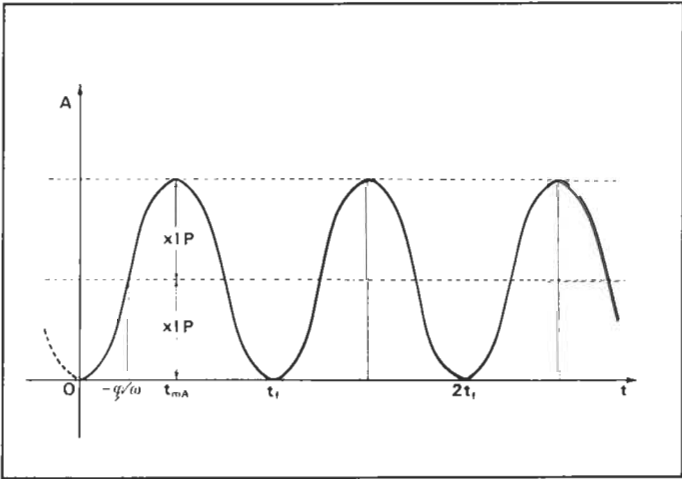


Fig. 3

Velocità di allungamento

Avendo come base la relazione (15) si ottiene che la velocità di allungamento v_A è data dalla relazione:

$$V_A = \frac{dA}{dt} = XI \sqrt{P^2 + \frac{2hP}{XI}} \cdot [\cos(\omega t + \phi)] \cdot \omega$$

da cui semplificando:

$$V_A = \sqrt{V_0^2 + XIPg \cdot \cos(\omega t + \phi)} \tag{21}$$

dove:

$$\cos \phi = \sqrt{\frac{2h}{XIP + 2h}} \tag{22}$$

La massima velocità di allungamento v_{3m} si verifica al tempo:

$$t_{mv} = - \frac{\phi}{\omega}$$

il che concorda con il fatto che la curva $A=f(t)$ ha un flesso in corrispondenza di questo tempo.

La massima velocità di allungamento si ha dunque quando questo è pari a XIP , valore caratteristico definito in precedenza.

Il fatto che la velocità di allungamento dapprima aumenti per poi decrescere dopo il tempo t_{mv} si giustifica in quanto inizialmente la perdita di energia potenziale influenza l'aumento di velocità più di quanto la possa inibire l'aumento dell'energia elastica; nel punto t_{mv} i due effetti si compensano esattamente.

Oltre prevale l'assorbimento di energia per elasticità che va man mano annullando l'energia ancora in gioco finché la massa m si arresta al tempo:

$$t_{1n} = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\pi}{2} - \phi \right)$$

Il tutto è visualizzato nel diagramma di fig. 4.

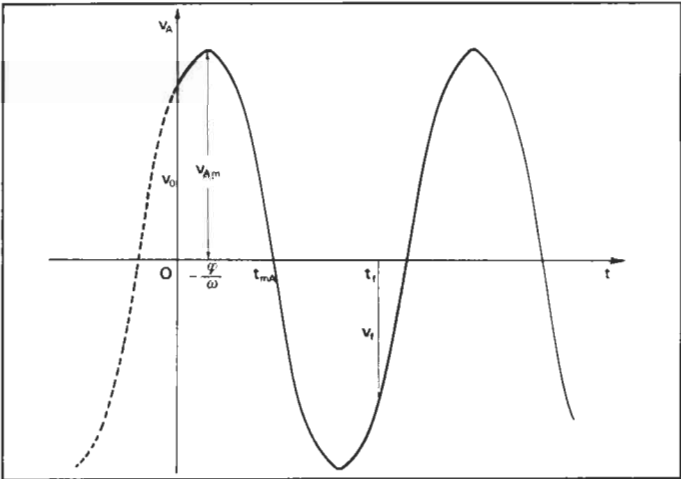


Fig. 4.

Variazioni di energia cinetica

Dalla relazione (21), tenendo presente che l'energia cinetica E_c è data dalla relazione:

$$E_c = \frac{1}{2} m v^2$$

si ottiene:

$$E_c = \left(\frac{1}{2} m v_0^2 + \frac{1}{2} XIP^2 \right) \cos^2(\omega t + \phi) \tag{23}$$

dove si nota che l'energia cinetica massima non è quella riscontrabile all'inizio dell'allungamento:

$$E_{C0} = \frac{1}{2} m v_0^2$$

ma piuttosto questa più il lavoro necessario per allungare l'elemento elastico sotto l'azione della massa m applicatavi staticamente.

Variazione di forza

Quanto considerato in questo paragrafo ha un rilievo del tutto particolare visto che i risultati sperimentali portano, generalmente, alla registrazione di funzioni del tipo:

$$F = f(t)$$

Tenendo presente che:

$$A = XIF$$

e nell'ipotesi che il coefficiente di elasticità X sia una costante, si ottiene facilmente:

$$\left\{ \begin{aligned} F &= \sqrt{P^2 + \frac{2hP}{XI}} \cdot \sin(\omega t + \phi) + P \\ \sin \phi &= - \frac{P}{\sqrt{P^2 + \frac{2hP}{XI}}} \end{aligned} \right. \tag{24}$$

Da notare che la forza massima F_{ci} si registra quando:

$$\sin(\omega t_{mf} + \phi) = 1$$

e cioè nell'istante in cui si verifica:

$$\omega t_{mf} + \phi = \frac{\pi}{2}$$

Da cui:

$$t_{mf} = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\pi}{2} - \phi \right) \tag{25}$$

Al tempo t_{mf} si ha il massimo valore della forza (Forza Massima, Forza Choc, Forza d'Arresto):

$$F_{ci} = \sqrt{P^2 + \frac{2hP}{XI}} + P \tag{26}$$

che è identico a quanto ricavato con considerazioni energetiche nel volume (1). Il grafico della funzione (24), del tutto analogo a quello già descritto della funzione (15), è rappresentato in fig. 5.

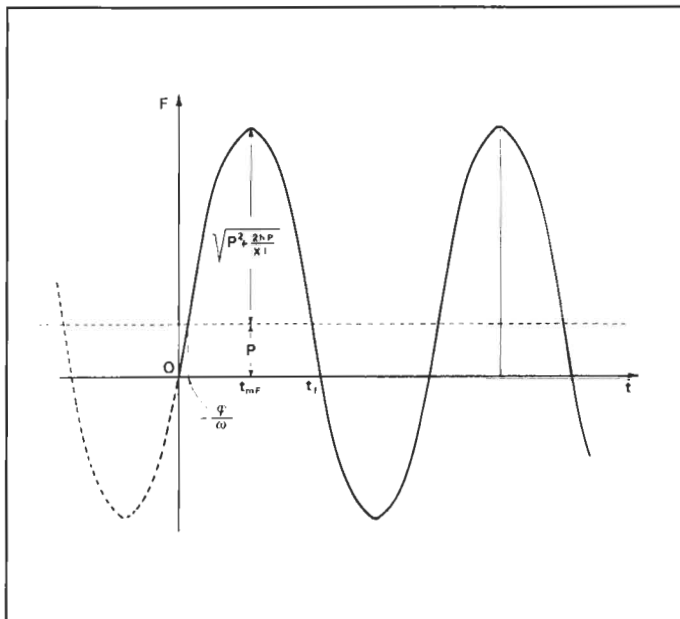


Fig. 5.

Impulso totale, quantità di moto e superficie sottesa alla curva $F=f(t)$

Facendo riferimento alla fig. 5, la superficie sottesa alla curva è equivalente all'impulso impresso nell'intervallo di tempo considerato.

Pertanto, nell'ipotesi che l'intervallo di tempo sia t_1-t_2 , si avrà:

$$S_{t_1 t_2} = \int_{t_1}^{t_2} F dt = \int_{t_1}^{t_2} \left[\sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}} \cdot \sin(\omega t + \phi) + P \right] dt$$

dove:

$S_{t_1 t_2}$ = superficie sottesa alla curva $F=f(t)$ nell'intervallo compreso fra i tempi t_1 e t_2 .

Risolvendo l'integrale per diversi successivi intervalli si ha:

$$\begin{aligned} S_A &= \int_0^{t_{mf}} F dt = mv_0 + Pt_{mf} \\ S_c &= \int_{t_{mf}}^{t_f} F dt = mv_0 + P(t_f - t_{mf}) \\ S^* &= S_A + S_c = 2mv_0 + Pt_f \end{aligned} \quad (27)$$

t_f = tempo in cui si esaurisce la sollecitazione iniziale della molla nel senso della trazione ed inizia la compressione.

Pertanto la superficie S^* , sottesa alla curva dell'intervallo compreso fra l'inizio della sollecitazione ($t=0$) e il termine della prima fase di allungamento ($t=t_f$), rappresenta l'impulso totale che l'elemento elastico produce per arrestare la caduta della massa m .

Si noti che questo impulso totale non è equivalente alla sola quantità di moto iniziale.

PERCUSSIONE DI UN CORPO ELASTICO IN PRESENZA DI ATTRITI INTERNI

Quando durante l'allungamento e la contrazione dell'elemento elastico si manifestano degli attriti interni (quelli esterni nei casi di nostro interesse sono del tutto trascurabili), parte dell'energia in gioco viene dissipata in modo irreversibile sotto forma di deformazioni permanenti e calore.

Pertanto questa parte di energia non viene restituita alla massa in moto, la quale tenderà ad oscillare con ampiezze sempre più ridotte. Si producono comunque delle oscillazioni armoniche, con pulsazioni e periodi invariati rispetto ai casi precedenti, e siamo ancora in un caso «ideale», ma il fatto che le oscillazioni decrescono in ampiezza avvicina la situazione al caso di un elemento elastico molto simile ad una corda speleo-alpinistica.

Esaminiamo il problema dal punto di vista delle forze in gioco: si può ritenere che la massa m , una volta percossa, si muova nelle condizioni di sempre, ma con in più una forza di attrito interno F_{at} che si oppone tanto all'allungamento quanto alla contrazione. Questa forza varia in relazione alla velocità di allungamento: tanto maggiore è la velocità tanto più elevato è l'attrito e la forza ad esso relativa.

È come se l'energia totale in gioco variasse istante per istante. La definizione della dipendenza funzionale fra la velocità di allungamento v_A e F_{at} è estremamente difficoltosa e incerta.

Equazione di moto delle oscillazioni armoniche semplici a smorzamento lineare

Un caso che rientra in quanto precedentemente affermato, ma con possibilità di quantizzare il fenomeno, fa riferimento ad una esperienza impostata come descritto in fig. 1, ma con l'ipotesi aggiuntive che:

- sia trascurabile la quota di energia potenziale messa in gioco nella fase di allungamento;
- la forza di attrito interno F_{at} sia proporzionale alla velocità di allungamento v_A (il che in prima approssimazione è abbastanza vero) in modo tale che:

$$F_{at} = \alpha v_A \quad (28)$$

dove:

α = costante di proporzionalità

si ottiene che le oscillazioni armoniche semplici a smorzamento lineare hanno la seguente equazione:

$$A = A_m e^{-nt} \sin \omega t \quad (29)$$

con:

$$n = \frac{\alpha}{2m} \quad (30)$$

Oscillazioni a smorzamento lineare indotte dalla caduta di un grave

Se a quanto detto nel paragrafo precedente si aggiunge che il moto si ha in conseguenza della caduta di massa m da un'altezza h rispetto al livello di riposo R (fig. 1), la relazione (29) diventa:

$$A = Xl \sqrt{\frac{2hP}{Xl}} \cdot e^{-nt} \sin \omega t \quad (31)$$

Variazione della forza in oscillazioni armoniche semplici a smorzamento lineare

Nell'ipotesi fatte in precedenza vale la proporzionalità diretta fra allungamenti e forze applicate, avendo come costante di proporzionalità il prodotto fra il coefficiente di elasticità X e la lunghezza l dell'elemento elastico ideale.

In questo caso «non ideale» detta proporzionalità si mantiene in considerazione del fatto che nell'equazione di moto le variazioni dovute alla presenza dell'attrito sono rappresentate dal fattore e^{-nt} .

Pertanto si può ricavare dalla relazione (31):

$$F = F_m e^{-nt} \sin \omega t \quad (32)$$

con:

$$F = \sqrt{\frac{2hP}{Xl}}$$

In fig. 6 è riportato il risultato grafico dell'effetto di smorzamento.

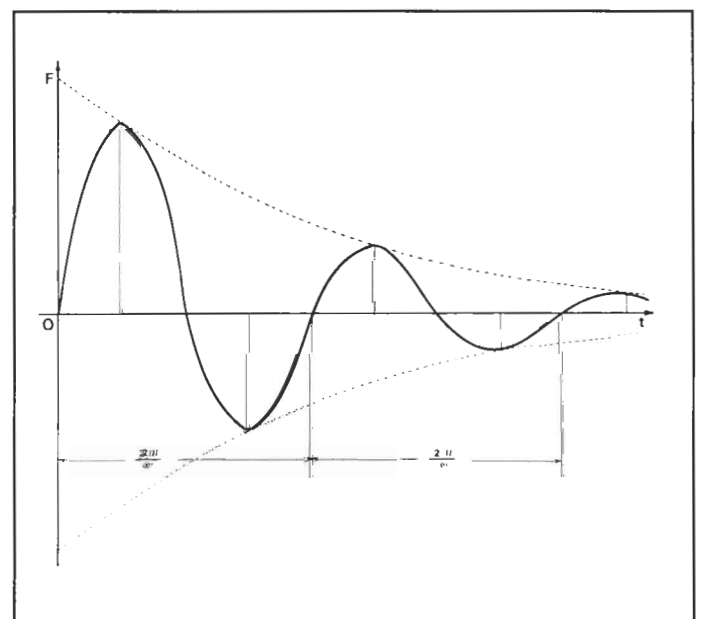


Fig. 6.

Si tenga comunque presente che quanto espresso in questo paragrafo è di scarsa utilità pratica viste le difficoltà di correlazione fra le varie grandezze in gioco (l'attrito in questione è difficilmente collegabile alle diverse componenti che determinano lo smorzamento).

La trattazione ha avuto comunque il compito di presentare un caso intermedio fra gli elementi elastici ideali, sinora presi in considerazione, e le corde speleo-alpinistiche, le quali hanno un comportamento ben diverso. In esse gioca l'elasticità reversibile ma anche deformazioni plastiche e attriti interni di varia natura.

PERCUSSIONE DI UNA CORDA SPELEO-ALPINISTICA

Entriamo qui nel vivo delle questioni reali-operative, ma con tutti i problemi che ciò comporta, primo fra tutti quello di effettuare le giuste necessarie approssimazioni.

Una cosiddetta «prova di caduta» consiste nel far precipitare un certo peso rigido da una data altezza e arrestarne la caduta con una corda solidale al peso stesso e ad una cella dinamometrica mediante dei nodi (vedi fig. 7).

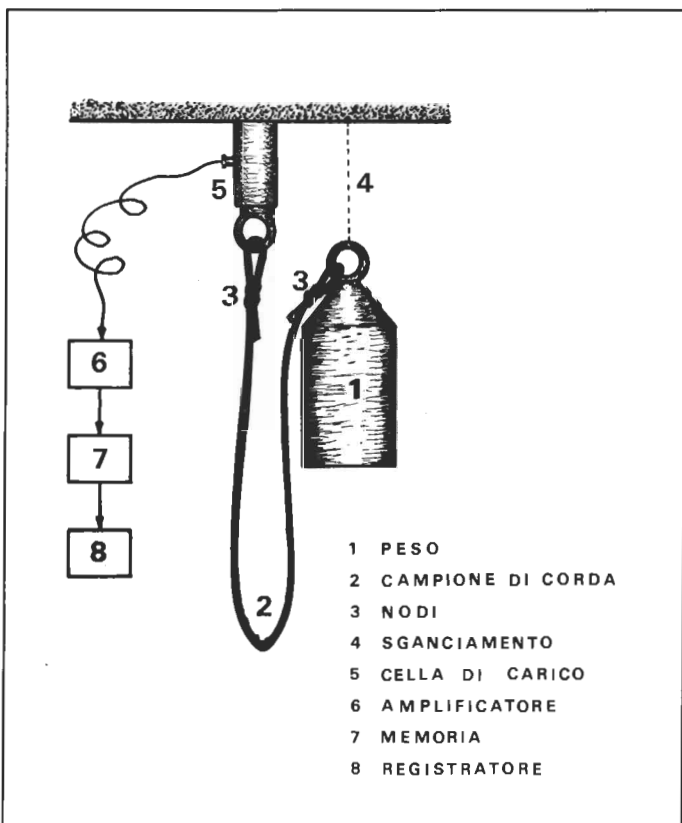


Fig. 7.

In tal modo si produce la percussione di un corpo «elastico», che porta, come è facile prevedere, ad un risultato perfettamente coerente con l'equazione (24) relativa alla variazione della forza nelle oscillazioni armoniche semplici.

Il grafico che si ricava da tale esperienza è del tipo indicato in fig. 8¹.

In questo grafico sono riportati in ascisse i tempi (1 mm = 0,005 sec) e in ordinate le forze (1 mm = 10 Kgp). Il grafico si sviluppa da destra (t_0) a sinistra (t_f).

Da un confronto con la curva di fig. 5 risulta che il grafico di fig. 8 altro non è se non la parte con coordinate positive del primo periodo di oscillazione previsto dalla relazione (24).

Infatti durante la prova dinamometrica di caduta non è possibile registrare la parte di curva con ordinate negative, in quanto la corda non è un elemento comprimibile (alla cella di carico non viene data alcuna sollecitazione durante il «rimbalzo» del peso).

Non è possibile registrare neppure le parti di curva con coordinate positive dei periodi di oscillazione successivi al primo, in quanto la memoria del dinamometro in dotazione al CNS è impostata in modo tale da escludere ogni segnale che non provenga dalla sollecitazione iniziale.

Ma la curva di fig. 5 ed il grafico di fig. 8 non possono certo corrispondere fino ad essere sovrapponibili, visto che la prima si riferisce ad un elemento elastico ideale mentre il secondo è il prodotto della percussione di una corda, cioè di un corpo certamente elastico ma comunque tale da non poter essere considerato ideale (coefficiente di elasticità variabile, deformazioni plastiche, attriti interni e esterni, effetto nodo).

Tuttavia è proprio dal confronto di curve come queste, teorica l'una sperimentale l'altra, che ci si propone di raggiungere i risultati più interessanti, sia ai fini immediatamente pratici che a quelli di stampo più teorico.

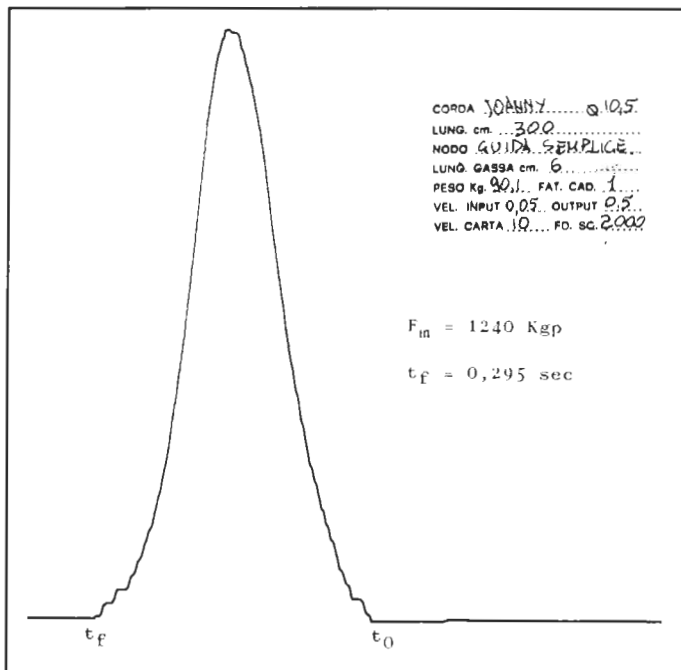


Fig. 8.

Confronto fra curve teoriche e sperimentali

In fig. 9 viene riportato un confronto fra il grafico di fig. 8, ottenuto sperimentalmente, e l'ipotetica equivalente curva teorica ottenibile nelle stesse condizioni con un elemento elastico ideale.

Le differenze sono subito evidenti:

- la curva teorica è simmetrica rispetto all'ordinata massima F_m^* , mentre non lo è la curva sperimentale rispetto a F_m ;
- la superficie sottesa alla curva sperimentale posta a sinistra di F_m è più estesa di quella posta a destra;
- il tempo t_f^* è minore rispetto a t_f ;
- la F_m^* è maggiore di F_m .

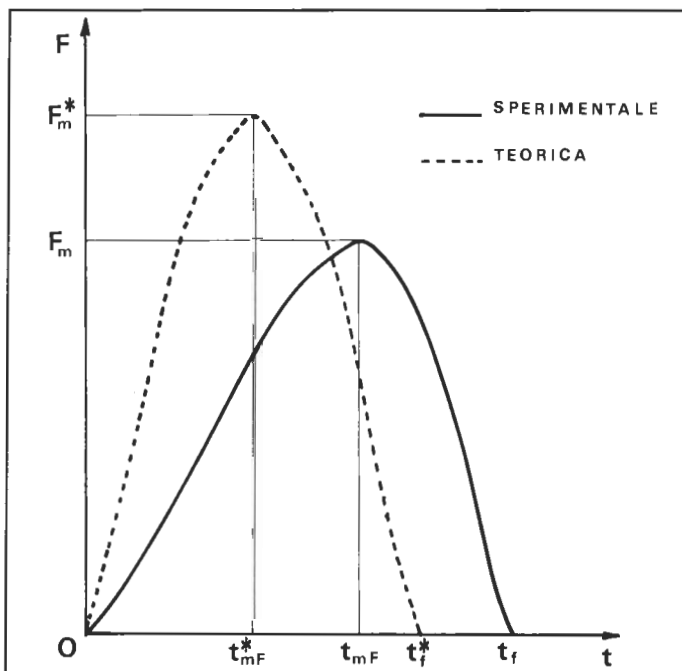


Fig. 9.

Analisi della funzione $F=f(t)$ relativa ad un corpo elastico ideale

In fig. 10 è riportato il grafico schematico della variazione della forza a seguito della percussione di un elemento elastico ideale, limitatamente alla parte con coordinate positive del primo periodo di oscillazione.

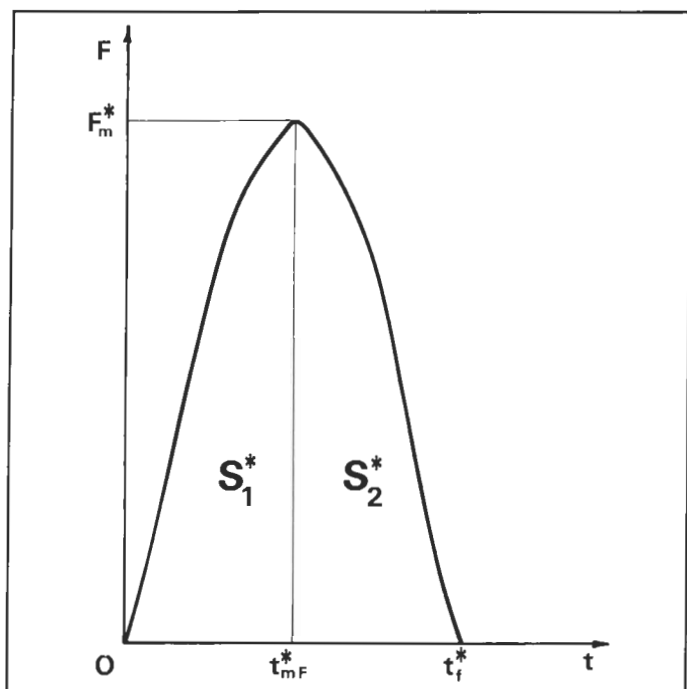


Fig. 10.

Da quanto ricavato in precedenza sappiamo:

$$F = \sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}} \cdot \sin(\omega t + \phi) + P$$

dove:

$$\sin \phi = - \frac{P}{\sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}}}$$

$$\omega = \frac{l}{\sqrt{Xlm}}$$

Inoltre per le considerazioni fatte in precedenza valgono anche le limitazioni:

$$0 \leq t \leq t_s^* = \frac{l}{\omega} (\pi - 2\phi) \quad (33)$$

È noto che la superficie sottesa alla curva equivale all'impulso totale impresso alla massa m nell'intervallo di tempo considerato:

$$S_{t_1 t_2}^* = \int_{t_1}^{t_2} F \cdot dt$$

e conseguentemente, essendo v_0 la velocità iniziale di allungamento (che è poi anche la velocità finale della caduta della massa), si ha:

$$S_1^* = mv_0 + P t_{mF}^*$$

$$S_2^* = mv_f + P (t_f^* - t_{mF}^*)$$

$$S_1^* = S_2^*$$

Inoltre, in una oscillazione armonica che si ripete indefinitamente senza attriti e deformazioni permanenti, risulta:

$$v_0 = v_f^* \quad (34)$$

dove:

v_f^* = velocità di allungamento al tempo t_f^* che è poi anche la velocità con cui la massa viene spinta verso l'alto all'inizio della compressione del corpo elastico.

Si tenga presente che delle sopraindicate velocità si tiene conto solo del valore assoluto. E così sarà anche in seguito salvo diversa indicazione.

Infine si ottengono le relazioni:

$$S_1^* = mv_0 + P t_{mF}^*$$

$$S_2^* = mv_f^* + P (t_f^* - t_{mF}^*) \quad (35)$$

Generalizzando, si può affermare che ogni curva del tipo riportato in fig. 10 sottende due superfici suddivise dall'ordinata massima F_m . Per quella definita nell'intervallo di tempo compreso fra 0 e t_{mF} vale la relazione:

$$S_1 = mv_0 + P t_{mF} \quad (36)$$

mentre per l'altra contigua compresa nell'intervallo di tempo $t_{mF} - t_f$ vale l'analoga relazione:

$$S_2 = mv_f + P (t_f - t_{mF}) \quad (37)$$

e ciò è valido anche se:

$$v_0 \neq v_f$$

$$t_{mF} \neq t_f - t_{mF}$$

Quanto detto per le relazioni (36) e (37) significa, in altre parole, che le due porzioni di curva che sottendono le superfici S_1 e S_2 possono anche avere storie separate e diverse. Significa anche che ogni porzione di curva può essere considerata separatamente dall'altra, prendendo come fatti caratteristici la velocità iniziale o finale e l'intervallo di tempo in cui si sviluppa.

Resta però che la legge funzionale che collega le variabili F e t è sempre quella tipica delle oscillazioni armoniche semplici.

Non bisogna dimenticare che quest'ultima affermazione risulta non completamente vera se X è variabile. Ma tenuto anche conto dell'entità delle variazioni di questo coefficiente possiamo ritenere che gli errori nel calcolo siano trascurabili in relazione al tipo di risultati che ci si prefigge di raggiungere.

Infine un'ultima considerazione, sempre in rapporto alla situazione di elasticità ideale, al fine di individuare una rapida via di calcolo del coefficiente di elasticità X .

Ci si basa sulla relazione già nota (26):

$$F_m = \sqrt{P^2 + \frac{2hP}{Xl}} + P$$

dalla quale si ricava:

$$X = \frac{2P}{F_m (F_m - 2P)} \cdot F_c \quad (38)$$

$$F_c = \frac{h}{l} = \text{fattore di caduta.}$$

Ciò significa che il calcolo di X rimanda, in questo caso, alla determinazione della forza massima in una data percussione dell'elemento elastico in esame, della quale siano note le condizioni iniziali.

Struttura e meccanismi di deformazione di una corda

Nel caso che il corpo deformabile sottoposto a percussione sia una corda di tipo speleo-alpinistico occorre tener presente quanto segue:

- la corda è un manufatto con struttura complessa, con disomogeneità tanto in senso longitudinale che trasversale;
- il suo coefficiente di elasticità varia in funzione dell'allungamento;
- durante l'allungamento, in dipendenza anche della sua entità e velocità, si producono trasformazioni irreversibili (plastiche) capaci di assorbire una certa quantità di energia;
- considerata la complessa trama nella disposizione delle fibre elementari, dei trefoli, della maglia della calza di protezione esterna è inevitabile che in concomitanza con gli allungamenti e le conseguenti contrazioni si producano degli attriti che dissipano una certa quota di energia sotto forma di calore; l'entità di questi attriti, che si manifestano nel complesso come una forza che si oppone al movimento, dipende dalla struttura più o meno complessa della corda e dalla velocità di allungamento o contrazione;
- la necessaria presenza dei nodi di ancoraggio comporta un ulteriore fattore di dissipazione dell'energia in gioco nella percussione, sia sotto forma di deformazioni plastiche che di attrito;
- l'uso, gli choc subiti, l'invecchiamento naturale, la presenza di materiale rigido intruso nella struttura della corda influenzano tutti i fattori precedentemente accennati; in che modo è difficile da precisare.²

Ma veniamo ad un'analisi più dettagliata dei fenomeni legati all'assorbimento di energia in una corda.

Si può affermare che l'assorbimento di energia, tanto in una prova di caduta quanto in una trazione lenta,³ avviene secondo i seguenti meccanismi:

- elasticità (reversibile);
- plasticità (irreversibile);
- attrito (irreversibile).

L'elasticità è a sua volta da suddividere in:

- propria delle fibre elementari;
- strutturale (calza più trefoli);
- di compressione dei nodi.

Con questo tipo di meccanismi si ha l'integrale restituzione dell'energia assorbita.

La plasticità è un meccanismo non reversibile che porta alla deformazione permanente degli elementi che compongono una corda. Essa è dovuta a:

- a) snervamento delle fibre elementari per superamento del loro limite di elasticità;
- b) rottura delle fibre elementari;
- c) scorrimento delle fibre elementari nei trefoli e nella maglia della calza;
- d) deformazione della struttura in senso trasversale e longitudinale;
- e) strizione dei nodi;
- f) scorrimento della corda sull'ancoraggio in corrispondenza dei nodi.

Tutti questi fattori assorbono energia senza restituirla in alcun modo.

L'attrito può essere di due tipi:

- a) interno;
- b) esterno.

Il primo è quello che si verifica nello scorrimento di una fibra sull'altra, di un trefolo in relazione agli altri, della calza sui trefoli, dei materiali intrusi nella corda rispetto a tutti gli elementi che la compongono.

Il secondo è quello che si verifica nello scorrimento di tutta la corda rispetto ad una superficie sulla quale eserciti una pressione.

Entrambi i tipi producono calore e possono portare alla fusione delle fibre elementari.

Comunque anche l'attrito determina la dissipazione di energia in modo praticamente irreversibile. Non è infatti possibile utilizzare il calore prodotto per conferire nuovi impulsi alle masse in movimento o immobili.

Il nodo, con i suoi molteplici effetti concomitanti in tutti e tre i meccanismi di dissipazione di energia, costituisce un problema di difficile soluzione se si vuole analizzare, separatamente, le varie componenti d'azione. Si preferisce trattare il problema nel suo complesso, definendo il complesso della sua azione come «effetto nodo».

Quest'effetto è tanto maggiore quanto maggiore è la complessità del nodo e quanto minore è la lunghezza del campione di corda in esame. In tratti di corda sufficientemente lunghi l'effetto nodo diventa trascurabile.

In considerazione del fatto che il nodo dissipa energia soprattutto per plasticità e attriti, le trasformazioni che subisce non sono reversibili, non si ha alcuna restituzione di impulsi.

Analisi della funzione $F=f(t)$ relativa ad una corda

Dopo le necessarie chiarificazioni del paragrafo precedente è ora possibile esaminare la curva che si registra per mezzo del dinamometro a seguito di una prova di caduta con un determinato campione di corda (vedi fig. 11).

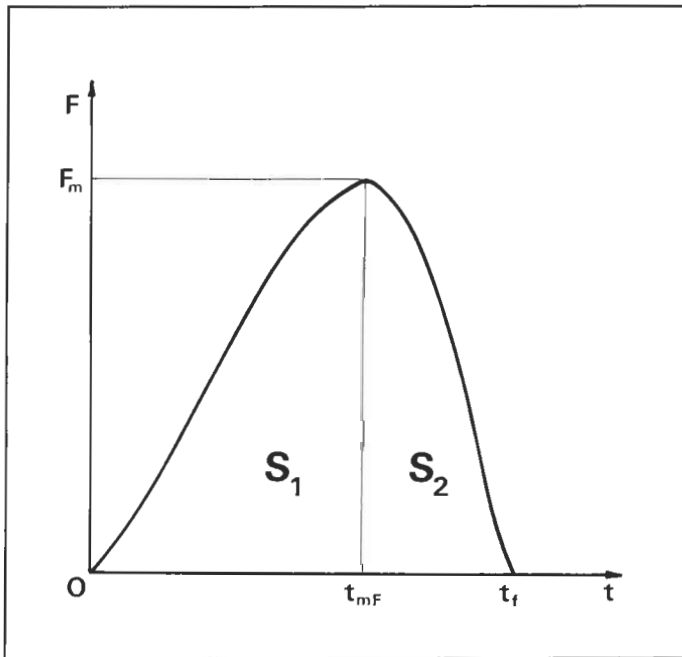


Fig. 11.

Risulta immediatamente (vedi anche fig. 8) la sua asimmetria rispetto all'ordinata massima F_m .

Questo è dovuto al fatto che nell'intervallo compreso fra l'istante iniziale della trazione e t_{mF} la corda si allunga (con assorbimento di energia per elasticità, plasticità e attriti), subendo delle deformazioni permanenti che di fatto aumentano il coefficiente di elasticità e quindi allungano i tempi di esecuzione della trazione.

Per contro la presenza di attriti produce un irrigidimento della corda e quindi spinge il sistema a concludere la trazione in tempi più brevi.

Comunque nel complesso i tempi si allungano perché prevale l'effetto plastico.

C'è da tener presente inoltre che nella fase di allungamento della corda entra in gioco anche la rilevante azione di strizione dei nodi, la quale fondamentale-

mente risulta una deformazione plastica che va ad incrementare l'elasticità del campione di corda.

Nella successiva fase di contrazione della corda, essendo stata già dissipata in modo irreversibile una certa quantità di energia, è la sola elasticità a restituire l'energia immagazzinata, dovendo anche superare l'opposizione che l'attrito interno esercita.

È inevitabile quindi che questa seconda fase, compresa nell'intervallo di tempo $t_{mF} - t_f$, si esaurisca in un tempo inferiore a t_{mF} .

Calcolo della quantità di energia dissipata per plasticità e attriti

Abbiamo visto che nella fase di allungamento di una prova di caduta entrano in gioco forme di assorbimento di energia non reversibili. Questo comporta che la velocità con cui la massa cadente inizia la trazione della corda (v_0 al tempo $t=0$) sia superiore, in valore assoluto, alla velocità con cui la stessa massa termina la fase di contrazione (v_f al tempo t_f).

Il tutto può essere interpretato come se la massa cadente operasse un sondaggio sulle capacità della corda di assorbire energia: tanto più ne restituisce tanto più il lavoro svolto è elastico e minori sono le deformazioni plastiche e la dissipazione per attriti; e viceversa.

È chiaro a questo punto che la misurazione della quantità di energia assorbita per plasticità e attriti (ΔE_{pa}) durante una prova di caduta riveste un significato di grande importanza per stabilire la bontà o meno di una corda speleo-alpinistica: la migliore risulterà quella che ha più elevate capacità di assorbire energia senza subire gravi deformazioni permanenti.⁴

Proprio allo scopo di misurare ΔE_{pa} viene impostato lo schema di calcolo che segue, utilizzando grandezze e relazioni precedentemente definite.

Si inizia facendo riferimento alla fig. 11 ed alle relazioni (36) e (37):

$$S_1 = mv_0 + P t_f$$

$$S_2 = mv_f + P (t_f - t_{mF})$$

Se S è la superficie sottesa alla curva sperimentale nell'intero intervallo compreso fra il tempo zero e t_f , si ha:

$$S = S_1 + S_2 = mv_0 + mv_f + P t_f$$

e quindi, ricordando che $P = mg$:

$$v_0 + v_f = \frac{S}{m} - g t_f \quad (39)$$

$$v_f = \frac{S}{m} - (v_0 + g t_f)$$

Per quanto riguarda le energie cinetiche in gioco all'inizio (E_0) e alla fine (E_f) della percussione si ricava:

$$E_0 = \frac{1}{2} m v_0^2$$

$$E_f = \frac{1}{2} m v_f^2$$

e quindi:

$$\Delta E_{pc} = \frac{1}{2} m (v_0^2 - v_f^2)$$

dove ΔE_{pc} è la quantità di energia non restituita e quindi dissipata in deformazioni plastiche e attriti.

Procedendo nello sviluppo:

$$\Delta E_{pc} = \frac{1}{2} m (v_0 - v_f) (v_0 + v_f)$$

si ottiene al fine, sulla base delle relazioni (39):

$$\Delta E_{pc} = v_0 (S - P t_f) - \frac{(S - P t_f)^2}{2m}$$

Ponendo:

$$q = S - P t_f$$

si ottiene la relazione cercata:

$$\Delta E_{pc} = v_0 q - \frac{q^2}{2m} \quad (40)$$

Quest'ultima relazione permette infatti di calcolare la quantità di energia dissipata in deformazioni plastiche e attriti (compreso quanto concerne l'effetto nodo) in una data prova di caduta, utilizzando valori noti (P , m), altri ricavabili dalle condizioni sperimentali imposte:

$$v_0 = \sqrt{2hg} \quad (41)$$

altri ancora (S, t_f) da misurazioni del grafico ottenuto per mezzo del dinamometro.

Un'ultima considerazione a proposito di ΔE_{pr} . Questa quantità di energia congloba, come è stato più volte detto, tanto la quantità di energia assorbita per plasticità quanto quella dissipata in attriti, compreso l'effetto nodo che incide su entrambi i meccanismi. E ciò si verifica tanto nella fase di allungamento ($0-t_{mf}$) quanto in quella di contrazione ($t_{mf}-t_f$).

Ma se si tiene conto che nella fase di contrazione viene dissipata solo la trascurabile quantità di energia che scaturisce dall'attrito interno, se ne deduce che ΔE_{pr} è praticamente una misura che caratterizza solo la fase di allungamento. E non poteva essere altrimenti visto che proprio in questa fase avvengono le più significative trasformazioni irreversibili.

Calcolo dell'energia assorbita per elasticità

La quantità totale di energia in gioco in una data prova di caduta è:

$$\Delta E_{TOT} = P(h + A_m) \quad (42)$$

dove A_m è l'allungamento massimo che si registra quando la forza raggiunge il suo massimo valore F_m .

L'allungamento massimo A_m si può ricavare facilmente dalla curva di trazione di un campione di corda identico a quello sottoposto alla prova di caduta.

Proseguendo nei calcoli, tenendo presente la ovvia relazione:

$$\Delta E_{TOT} = \Delta E_e + \Delta E_{pr}$$

dove:

ΔE_e quantità di energia assorbita per elasticità

si ottiene infine:

$$\Delta E_e = P(h + A_m) - \Delta E_{pr} \quad (43)$$

Ora non resta che elaborare un modo adeguato per distinguere ΔE_{pr} da ΔE_e .

Calcolo della quantità di energia dissipata per attriti

A tal fine ci si basa su fatto che tanto più è lenta la trazione tanto minore è l'effetto di attrito.

Se poi il campione di corda viene trazione con una velocità di allungamento di qualche millimetro al secondo, si può affermare in prima approssimazione che la prova è stata eseguita in assenza di attriti.⁵

È necessario inoltre far riferimento ad una seconda ipotesi: la curva di trazione $A=f(F)$ che si può ottenere da un dato campione di corda non dipende dalla sua velocità di allungamento.

Ciò è sostanzialmente vero, visto che la differenza fra trazioni lente e veloci sta tutta nel diverso tasso di dissipazione di energia per attriti (ai nostri fini sono del tutto trascurabili i problemi relativi alla trasmissione impulsiva delle forze). Quindi possiamo immaginare che, istante per istante, alla forza di trazione F si debba sottrarre una forza F_{at} di direzione uguale ma di senso opposto, risultante di tutte le forze di attrito, applicata come F ad una delle estremità del campione di corda (l'altra estremità viene ancorata alla cella di carico).

Questo significa che la funzione:

$$A = f(F)$$

si trasforma in:

$$A = f(F - F_{at})$$

Ciò non comporta alcuna modifica alla forma della relativa curva. Di fatto la presenza di attriti nella corda crea come una «inerzia» verso l'allungamento, senza però modificare la natura del fenomeno, che sottosta sempre alla medesima correlazione fra allungamenti e forze applicate, anche se queste risultano da diverse componenti.

Si ricordi infine che la quantità di energia ΔE_{pr} , come specificato in precedenza, può essere ritenuta una caratteristica della sola fase di trazione di una prova di caduta.

Da quanto detto il calcolo della quantità di energia ΔE_e può essere impostato come segue.

a) Si effettua una prova di caduta su un dato campione di corda ancorato tramite nodi alla cella di carico e al peso.

Viene registrato F_m, t_f e S ; si calcola ΔE_{pr} nei modi previsti.

b) Si costruisce, raggiungendo valori di forza superiori a F_m , una curva di carico a trazione lenta di un campione di corda identico, per lunghezza e composizione dei nodi, a quello utilizzato nella prova di caduta (l'ancoraggio alla macchina traente deve avvenire tramite i nodi).

Da rilevare che la costruzione di un simile diagramma (vedi fig. 12) non comporta necessariamente l'uso di campioni di lunghezza pari a quella dei campioni utilizzati nella prova di caduta. Infatti è sufficiente sottoporre alla trazione un campione di corda di lunghezza ridotta (circa 60 cm nel complesso), ma sempre con i nodi presenti alle due estremità, e misurare per ogni forza applicata sia l'allungamento specifico dei nodi che quello relativo al tratto di corda fra essi interposto. È sufficiente poi applicare la dovuta pro-

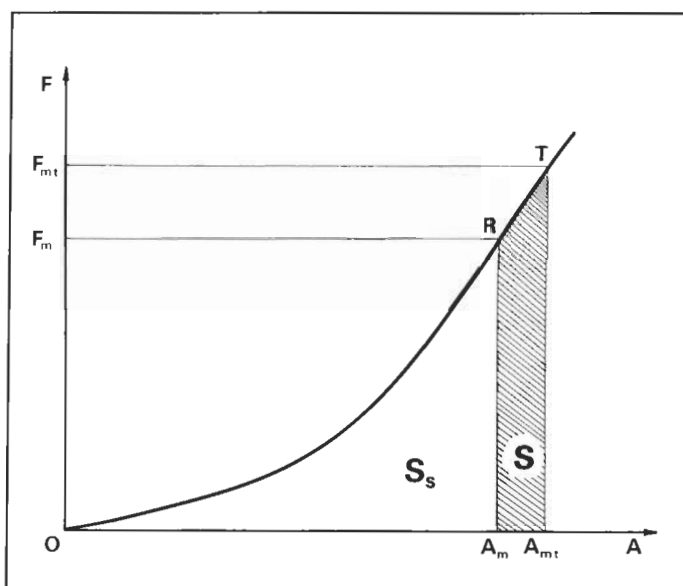


Fig. 12.

porzionalità agli allungamenti del tratto di corda libero dai nodi per ottenere la curva di carico di un qualsivoglia campione.

c) Nel diagramma di fig. 12 si individua l'ordinata pari a F_m , definendo in tal modo la superficie S_e .

d) Si misura l'estensione della superficie S_e , esprimendo poi il risultato in unità di lavoro.⁶ Questa superficie, visto che la trazione è avvenuta a bassa velocità, rappresenta quantitativamente l'energia assorbita dal campione di corda sotto forma di elasticità e plasticità per raggiungere la forza di trazione F_m .

Pertanto, tenendo presente la relazione (42), è possibile calcolare la quantità di energia dissipata per attrito nella prova di caduta in base alla seguente relazione:

$$\Delta E_{at} = P(h + A_m) - S_e \quad (44)$$

Per meglio comprendere questa conclusione si ponga attenzione sul fatto che, in assenza di attriti, nella prova di caduta si sarebbe raggiunta la forza di arresto F_{ar} con un allungamento relativo di A_{ar} (vedi fig. 12). L'area sottesa alla curva nell'intervallo $0-A_{ar}$ equivale alla quantità totale di energia in gioco nella prova di caduta $E_{tot} = P(h + A_{ar})$.

Invece il processo di allungamento si è arrestato nel punto R, proprio per l'opposizione della forza di attrito e per la trasformazione dell'energia cinetica in calore.

La superficie S (tratteggiata) di fig. 12 è dunque equivalente alla quantità di energia dissipata per attriti nella prova di caduta.

Tutto ciò giustifica la relazione (44).

Per completare questo tipo di analisi energetica è necessario precisare che la misurazione di ΔE_e e ΔE_{at} per un dato campione di corda in una data prova di caduta può essere effettuata in modo diverso.

Della prova di caduta si registra la forza di arresto F_m . Quindi si costruisce una curva di carico con un identico campione di corda, raggiungendo esattamente una forza di trazione massima pari a F_m . Da questa situazione si regredisce progressivamente registrando gli allungamenti al diminuire della forza di trazione, fino a raggiungere $F=0$ in corrispondenza di A_r . Questo è l'allungamento residuo dovuto alle trasformazioni irreversibili avvenute nel campione durante la trazione.

In tal modo viene definito un diagramma come in fig. 13 (curva di carico/sca-rico) in cui si individuano le superfici S_p ed S_r , le quali, trasformate opportunamente in unità di lavoro, equivalgono a:

$$S_p = \Delta E_e$$

$$S_r = \Delta E_{pr}$$

Calcolo del coefficiente di elasticità

Si è visto in precedenza come sia possibile calcolare il coefficiente di elasticità X di un mezzo elastico ideale a seguito di una prova di caduta. Infatti la relazione (38) stabilisce:

$$X = \frac{2P}{F_{ar}(F_{ar}-2P)} \cdot F_r$$

Ma essa presuppone che X sia una costante.

Nelle corde speleo-alpinistiche X varia in funzione dell'allungamento, diminuendo man mano che aumenta la forza di trazione (variando F da 0 a 1600 Kgp, il coefficiente di elasticità può diminuire da 3 a 5 volte, a seconda del tipo di corda). Ciò spiega perché le curve di trazione non abbiano un andamento lineare.

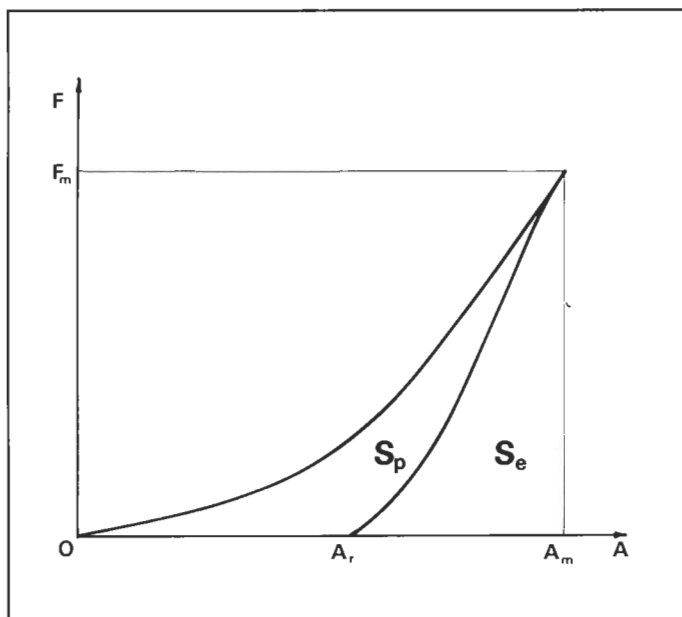


Fig. 13.

Si è già accennato che i diversi meccanismi di dissipazione e assorbimento di energia comportano di fatto una modificazione del valore di X :

- la plasticità, che si mostra soprattutto con forze di trazione elevate, tende a farlo aumentare;
- l'attrito, che si mostra con bassi valori di forza e alte velocità di allungamento, lo fa apparentemente diminuire;
- c'è poi in gioco la deformazione strutturale in senso trasversale, più marcata nella prima fase della trazione, che comporta un aumento di elasticità;
- ci sono infine i nodi i quali con la strizione contribuiscono fortemente all'aumento di X , soprattutto nella fase iniziale della trazione.

Tutti questi fattori portano, chi prima chi dopo, chi più chi meno, ad una variazione di X .

In certe fasi alcuni di essi si compensano vicendevolmente.

Comunque come linea di tendenza generale, dopo aver esaminato numerose curve di trazione relative a campioni di corda speleo-alpinistica, si può affermare quanto segue:

- la trazione fino a circa 400 kgp si svolge con un coefficiente di elasticità più elevato; ciò è dovuto quasi esclusivamente alle deformazioni strutturali in senso trasversale (la corda infatti si riduce di diametro e si compatta, divenendo sempre più rigida) e alla strizione dei nodi;
- nello stesso intervallo di forze del punto a) la quantità di energia dissipata o assorbita è circa il 15% di quella totale in gioco in una prova di caduta standard del CNS;
- a partire da circa 400 Kgp la curva di trazione assume un andamento quasi rettilineo; oltre i 1800 Kgp ciò non è più vero, probabilmente perché inizia la fase di snervamento, con apparente aumento del coefficiente X ;
- nell'intervallo di forze 400 Kgp - 1800 Kgp il diametro della corda varia di poco;
- nello stesso intervallo del punto d) si dissipa e si assorbe la quasi totalità dell'energia totale in gioco in una prova di caduta standard CNS;
- la maggiore variazione di X avviene nell'intervallo di forze 300 Kgp - 500 Kgp; in questa fase può diminuire dell'80% della variazione totale fra forza zero e 1800 Kgp.

Sommando e integrando il significato di tutte queste osservazioni, sembra possibile concludere che una corda speleo-alpinistica reagisce alla trazione come se fosse caratterizzata da due diversi coefficienti di elasticità: il più elevato agisce nell'intervallo di forze 0 - 400 Kgp; il secondo, con un valore circa tre volte inferiore al primo, determina l'andamento della curva nell'intervallo 400 Kgp - 1800 Kgp. In questi intervalli X si mantiene sufficientemente costante, specie nel secondo.

Un'altra conclusione può essere tratta se si considera che i meccanismi di arresto di una caduta standard utilizzano soprattutto intervalli di forza compresi fra 400 Kgp e 1400 Kgp. Ciò significa nella pratica che il grosso del lavoro la corda lo svolge con il coefficiente di elasticità tipico dell'intervallo 400 Kgp - 1800 Kgp. Questo farebbe ritenere più corretto utilizzare nei calcoli questo secondo valore di X , magari aumentato di poco per tener conto anche di quanto accade nell'intervallo 0 - 400 Kgp.

È assolutamente da escludere che si possa utilizzare il valore medio di X , ricavato sulla base dei singoli valori di X calcolati a intervalli regolari di forza (per esempio ogni 100 Kgp di trazione). Come è da ritenere senza alcun significato caratterizzare una data corda fornendo l'allungamento con 80 Kgp di trazione.

Tuttavia c'è da riportare un'ultima considerazione in merito al calcolo del coef-



Fig. 14 - Grotta di M. Cucco (Umbria). Pozzo Perugia. La progressione, in caso di cedimento di un ancoraggio (frazionamento), comporta la «percussione» violenta della corda.

ficiente di elasticità. Considerazione che può dare un grosso contributo a far uscire il problema da una approssimazione che **rasenta l'opinione personale**.

Nelle molteplici sedute di prova presso il CNS sono stati calcolati i coefficienti di elasticità relativi alle prove di caduta mediante la relazione (38), la quale, come ben si sa, è valida in assoluto solo se il mezzo elastico è ideale. Ebbene questi valori di X_d sono sempre molto vicini ai valori di X tipici dell'intervallo di forze 400 Kgp - 1800 Kgp. In genere sono leggermente più elevati.

Sembrerebbe quasi che il calcolo di X per via dinamica (prova di caduta) venga incontro a tutte le considerazioni precedentemente elencate, dando inoltre un sostegno teorico alla sua misurazione, sia pur con limiti e forti approssimazioni. È comunque evidente che il valore di X così ricavato contiene tutta la «storia» della sollecitazione, storia che per ora non è possibile decifrare in modo rigoroso, se non nel suo stato finale.

Per tutto questo insieme di motivi si ritiene giusto tenere in considerazione il valore X_d (coefficiente di elasticità dinamico) quale elemento caratterizzante lo stato di elasticità di una data corda.

E ciò va incontro anche ad altre esigenze, che sono poi quelle che ci spingono a portare avanti le ricerche sui materiali di progressione in grotta. Infatti la scelta di X_d rispetto ad altri possibili valori è una scelta verso la massima sicurezza possibile.

Essendo pari ai più bassi valori ricavabili per altre vie, ne deriva che X_d presenta le corde in modo più rigido di quello che in realtà sono. Ciò, non c'è dubbio, significa orientarsi verso parametri di sicurezza più severi.

Ricavando la misura di X_d a seguito di una prova di caduta, la quale solitamente riproduce una situazione standard di pericolo, ci si pone nella condizione di valutare l'elasticità di una corda nella realtà oggettiva delle operazioni in grotta nell'ipotesi di un errore che porti a far precipitare un corpo vincolato ad una corda.

Del resto quando sarà possibile valutare in modo rigoroso la dipendenza di X dall'entità dell'allungamento, magari per via empirica, vorrà dire che verranno apportate le eventuali correzioni, che sicuramente saranno tali da rendere meno restrittive le norme di sicurezza.

CONCLUSIONI

Questo lavoro mostra alcune lacune e l'assenza di certi necessari approfondimenti. Ciò non è dovuto a mancanza di buona volontà o altro; è solo mancato il modo e il tempo di affrontare certe questioni.



Fig. 15 - Buca di Faggetto tondo (Umbria). Anche la progressione su scale, in caso di errata manovra (notare il lasco nella corda di sicura), comporta la caduta violenta sulla corda.

In effetti, tenuto conto dei mezzi e delle disponibilità umane, la Commissione Tecniche e Materiali della Sezione Speleologica del Corpo Nazionale Soccorso Alpino (organismo che coordina le ricerche di questo tipo in Italia) ha dovuto operare delle scelte sulla base di priorità abbastanza scontate.

Si poteva iniziare sin dalla creazione della CTM (novembre 1984) con un programma organico di ricerche per definire ogni aspetto teorico delle complesse questioni legate alla tecnologia dei materiali. Per contro si sarebbe potuto dare spazio alle molteplici richieste provenienti dai Gruppi Grotte, i quali chiedevano a gran voce risposte semplici a problemi operativi della normale progressione.

Nel primo caso ci sarebbe stato un lungo periodo in cui il laboratorio prove



Fig. 16 - Grotta di M. Cucco - Pozzo Terni. Nelle traversate c'è sempre il rischio di un «volo», con conseguente violenta sollecitazione del «corrimano».



Fig. 17 - Gouffre De La Pierre S. Martin (Pirenei Atlantici). Cascata nella Sala Lepineux. La presenza di un torrente sotterraneo determina condizioni tali da modificare le caratteristiche di una corda e quindi le sue reazioni sotto uno choc da caduta.

materiali del CNS non avrebbe potuto produrre risultati immediatamente «spendibili». Nel secondo invece gli effetti pratici si sarebbero avuti immediatamente.

Comunque non era possibile affrontare insieme tutti i problemi che si ponevano. Inoltre c'era da tener conto delle esigenze dei produttori di materiali, i quali, avendo fornito notevoli quantità di attrezzature, desideravano avere prima possibile un ritorno «commerciale» della loro collaborazione.

La CTM ha scelto, senza compromessi, di andare incontro alle esigenze immediate degli speleo e dei costruttori, sacrificando nettamente le ricerche teoriche.

È stata una scelta quasi obbligata, anche perché c'era la necessità di affermare e qualificare il lavoro di ricerca agli occhi del mondo speleologico nazionale. E per raggiungere questo obiettivo, non vi è dubbio, la via maestra era e rimane quella di andare incontro alle esigenze spicciole dei più.

Ma ora che la CTM si è affermata e rafforzata, anche al di fuori del mondo speleologico, è possibile riprendere in considerazione un programma organico di ricerca teorica, anche per dare basi più solide alla sperimentazione ed ai controlli, che comunque debbono proseguire sulla falsariga di quanto sinora realizzato.

Questo lavoro dunque è ben lontano dall'essere conclusivo. È piuttosto una base di discussione e di confronto fra tutti coloro che hanno a cuore, disinteressatamente come è nello spirito del C.A.I., il problema della conoscenza delle caratteristiche dei materiali speleo-alpinistici.



Fig. 18 - Grotte De Gourmier (Vercors - Francia). Le condizioni «acquatiche» favoriscono l'eliminazione di depositi argillosi, i quali sono estremamente dannosi per l'elasticità delle corde.

BIBLIOGRAFIA

- 1) CELESTI S., GUERRIERO G., SALVATORI F. (1984) - Sollecitazioni dinamiche e statiche nelle attrezzature spelcologiche. Teoria e sperimentazione. *Speleologia Umbra*, numero speciale, Perugia.
- 2) CELESTI S., SALVATORI F. (1984) - Prove sperimentali con dinamometro elettronico su attrezzature per la progressione in grotta. *Atti IV Convegno Nazionale Sezione Speleologica CNSA*, Trieste.
- 3) SOCIETÀ SPELEOLOGICA ITALIANA (1982) - Bibliografia tecnica speleologica. Castellana Grotte.

Note

¹ Ottenuto presso il Laboratorio Prove Materiali del Centro Nazionale di Speleologia «M. Cucco» (Costacciaro, PG) durante la seduta del 13-14/4/85 della CTM della SS del CNSA.

² È indubbio che esistano dei rapporti stretti e significativi, visto che corde molto usate in grotta hanno espresso forze massime, a parità di ogni altra considerazione, diverse dai valori previsti per corde nuove dello stesso tipo.

³ Le due esperienze si equivalgono nella sostanza, mentre si differenziano solo per la velocità di esecuzione, che è elevatissima nella percussione per caduta di una massa mentre è estremamente bassa nella trazione; il che comporta solo una variazione nell'entità dei vari effetti di dissipazione dell'energia, i quali restano in ogni caso pienamente operanti.

⁴ È ovvio che per giudicare in modo definitivo la qualità di una corda occorra anche conoscere altre caratteristiche, specie per le corde utilizzate nella progressione in grotta, dove le condizioni d'uso sono veramente severe. Ma è certo che la misurazione di ΔE_{pa} riveste un ruolo fondamentale e pregiudiziale.

⁵ In realtà l'attrito si manifesta anche a velocità di trazione estremamente basse. Lo testimonia il riscaldamento che la corda subisce in ogni caso. Ma ciò non toglie che possa essere trascurata la quantità di energia dissipata per attriti nelle trazioni lente che vengono eseguite nel laboratorio del CNS (velocità di allungamento dell'ordine di 1 mm/s).

⁶ È noto che l'area sottesa ad una curva di trazione compresa nell'intervallo A_1-A_2 equivale al lavoro svolto per allungare l'elemento elastico (o comunque deformabile) della differenza A_2-A_1 . Nel nostro caso la superficie S , equivale al lavoro svolto per allungare il campione di corda da zero ad A_m , raggiungendo la forza F_m .