ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1972

Seria: Mechanika z. 47 Nr kol. 339

Józef WOJNAROWSKI

Instytut Mechaniki i Podstaw
Konstrukcji Maszyn

WPŁYW ODKSZTAŁCENIA PLASTYCZNEGO NA AMPLITUDALNĄ ZALEŻNOŚĆ TARCIA WEWNĘTRZNEGO TYTANU

Streszczenie. W pracy rozpatrzono niektóre problemy tarcia wewnętrznego metali i określono rzeczywiste wartości dekrementu tłumienia jako miary tarcia wewnętrznego dla dwufazowego stopu tytanu $\alpha + \beta$. Pomiary przeprowadzono na specjalnych próbkach przy drganiach giętych o częstości około 400 Hz.

1. WSTĘP

Rzeczywiste ciało stałe nie jest idealnie sprężyste i w procesie odkształcenia jest zdolne do akumulowania oraz do rozpraszania energii. Różnica między pracą włożoną w proces odkształcenia przy obciążaniu, a pracą zwróconą podczas odciążenia jest równa energii rozproszonej i powstaje wskutek tarcia wewnętrznego.

Tarcie wewnętrzne, czyli zdolność ciał stałych do przekształcania energii mechanicznej w ciepło, jest uwarunkowane termodynamicznymi procesami nieodwracalnymi zrównoważonych układów cząstek w nowe stany równowagi drogą złożonego wewnętrznego przegrupowania atomów [1].

Badanie tarcia wewnętrznego ma ważny aspekt przy odkształceniach okresowo zmiennych. Szybkość odkształcenia i procesy tarcia osiągają maksimum przy odkształceniach bliskich zeru, natomiast dążą do zera przy odkształceniach maksymalnych. Tarcie wewnętrzne jest więc naturalnym tłumikiem, ograniczającym rezonansowe amplitudy układów mechanicznych.

Naprężenia dynamiczne powstające w elementach konstrukcji mogą więc być w szeregu przypadkach istotnie zmniejszone przez zastosowanie materiału o znacznym tarciu wewnętrznym. Dla elementów maszyn narażonych na odkształcenia okresowo zmienne - wielkość tarcia wewnętrznego z punktu widzenia dopuszczalnego obciążenia może być istotną charakterystyką materiału.

Problem tarcia wewnętrznego nie jest jeszcze w pełni wyjaśniony i współcześnie poświęca się mu dużo uwagi [2]. Wyjaśnienia opierają się o niejednorodny stan struktury ciała. Niejednorodność struktury sprzyja niejednorodności odkształcenia i wywołuje naprężenia poszczególnych ziaren lub ich części. W ciele po kolejnych zmiennych obciążeniach pozostaje "hi-

storia" w postaci odkształceń i naprężeń własnych, które mogą lokalnie spowodować utratę spójności i powstanie mikroszczeliny, a przez to wywołać zjawisko niesprężystości. Mikropęknięcia elementów mogą być zatrzymane w wyniku zakleszczenia się mikroelementów albo też przez zmianę konfiguracji dyslokacji. Badanie więc tarcia wewnętrznego pozwala analizować osobliwości ruchu dyslokacji. Należy jednak podkreślić, że zagadnienie rozproszenia energii w procesie drgań w powiązaniu z ruchem dyslokacji jest złożone, a próby wyjaśnienia niektórych aspektów tego problemu są oparte na przybliżonych modelach [3].

2. ILOŚCIOWA OCENA TARCIA WEWNĘTRZNEGO

Ilościowa ocena parametrów struktury dyslokacji jest ściśle związana z wynikami badań tarcia wewnętrznego. Można spotkać szereg modeli dyslokacyjnych stosowanych do opisu i wyjaśnienia amplitudalnej zależności tarcia wewnętrznego w metalach. Badania tarcia wewnętrznego można oprzeć na jego amplitudalnej zależności od logarytmicznego dekrementu tłumienia drgań. Przyjmując, że własności tłumieniowe próbki można opisać za pomocą modelu Kelvina-Voigta, to w procesie drgań zanikających miarą tłumienia drgań jest logarytmiczny dekrement tłumienia:

$$\delta = \ln \frac{x_n(t)}{x_{n+1}(t + T_h)}, \tag{1}$$

gdzie odpowiednio $x_n(t)$, $x_{n+1}(t + T_h)$ - kolejne maksymalne wychylenia, T_h - okres drgań tłumionych.

Dekrement tłumienia może być wykorzystany dla określenia współczynnika tłumienia. Doświadczenia wykazują, że wartość logarytmicznego dekrementu tłumienia drgań zależy od kształtu próbki i stanu naprężeń. Śledząc proces tłumienia drgań na płaszczyźnie (N,x), gdzie N jest złożonym oporem sprężystym i lepkim, uzyskuje się krzywą niezamkniętą, zwaną spiralą histerezy [4].

Zanikanie drgań swobodnych związane z dysypacją energii ΔE_n opisujemy współczynnikiem rozproszenia energii:

$$\psi = \frac{\Delta E_n}{E_n}, \tag{2}$$

gdzie ΔE_n - oznacza energię rozproszoną w ciągu n-tego cyklu, zaś E_n - potencjalną energię sprężystą n-tego cyklu przy wychyleniu $x_n(t)$.

Zatem

$$E_n = \frac{1}{2} \cdot C \cdot x_n^2 \tag{3}$$

i odpowiednio

$$E_n = E_n - E_{n+1} = \frac{1}{2} C\left[x_n^2(t) - x_{n+1}^2 (t + T_h)\right], \tag{4}$$

gdzie C – współczynnik sztywności.

Po podstawieniu zależności (3) i (4) do równań (2), mamy:

$$\psi = \frac{x_n^2(t) - x_{n+1}^2 (t + T_h)}{x_n^2(t)} = 1 - \left[\frac{x_{n+1} (t + T_h)}{x_n(t)}\right]^2 .$$

Albo po uwzględnieniu wzoru (1) otrzymujemy

$$\psi = 1 \cdot e^{-\delta}. \tag{5}$$

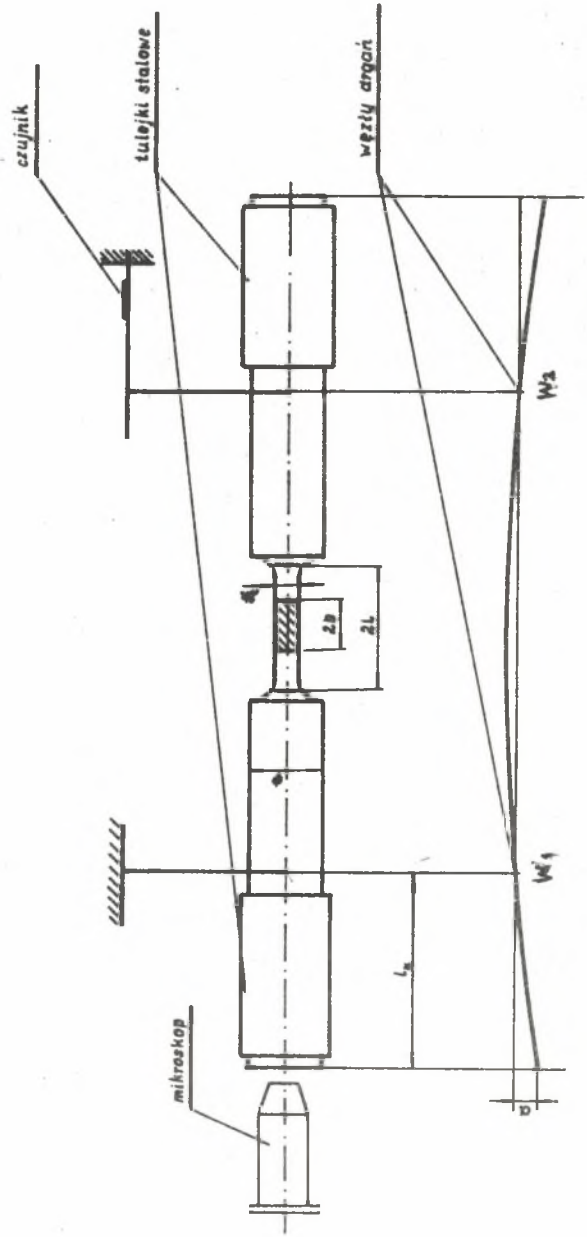
Dla małych wartości logarytmicznego dekrementu tłumienia można przyjąć, że

$$e^{-2\delta} = 1 - 2\delta,$$

i wtedy

$$\psi \cong 2\delta. \tag{6}$$

Ze wzoru (6) wynika, że dla małych wartości logarytmicznego dekrementu tłumienia nieistotnym jest z jaką wartością potencjalnej energii sprężystej porównujemy energię rozproszoną. Jest to słuszne, jeśli proces ruchu ma charakter drgań kwasiharmonicznych. Ponadto doświadczenia wykazują, że wartość logarytmicznego dekrementu tłumienia drgań zależy od kształtu próbki i stanu naprężenia [1].



Rys. 1. Kształt próbki do pomiaru logarytmicznego dekrementu drgań

3. BADANIA WŁASNE

3.1. Materiał oraz metodyka badań

Przeprowadzono badania amplitudalnej zależności logarytmicznego dekrementu tłumienia drgań na próbkach o przekroju prostokątnym, przy drganiach giętych (rys. 1). Próbki wykonano z dwufazowego stopu tytanu $\alpha + \beta$ o następującym składzie chemicznym: 4 - 6,2% Al, 2-3% Cr, F < 0,5%, Si < 0,15%, N < 0,04 - 0,05%, O < 0,15 - 0,20% i H < 0,010 - 0,015%. Próbki wyżarzano w temperaturze 700°C przez 1 godz. w piecu próżniowym, a następnie chłodzono z piecem do temperatury pokojowej. Na tak obrobionych cieplnie próbkach dokonywano pomiarów drgań giętnych z częstością 400 Hz. W oparciu o pomiar odkształcenia próbek wyznaczono średnią wartość logarytmicznego dekrementu tłumienia.

3.2. Sposób wyznaczania rzeczywistego dekrementu tłumienia

W badanej części próbki przy okresowo zmiennym odkształceniu występuje niejednorodny stan naprężenia. Można więc w takim przypadku mówić o charakterystyce tarcia wewnętrznego w całej objętości, a więc o uśrednionym dekremencie drgań $\bar{\delta}$. Równocześnie w dowolnej dostatecznie małej objętości próbki zginanej, można przyjąć naprężenia za jednorodne, równe σ. Charakterystyką rozproszenia energii w tej makroobjętości przyjmiemy rzeczywisty dekrement tłumienia δ, który w przekroju próbki będzie funkcją naprężenia $\delta(\sigma)$.

Jeśli przyjąć za U i Δ U - odpowiednio potencjalną energię sprężystą i energię dysypowaną w całej objętości próbki, zaś przez u i Δ u - odpowiednio potencjalną energię sprężystą i energię dysypowaną w czasie jednego cyklu w makroobjętości ciała, to w oparciu o wzór (2) i (6) średni logarytmiczny dekrement tłumienia można zapisać w postaci:

$$\bar{\delta} = \frac{\Delta U}{2U} = \frac{\iiint_V u \, dV}{2\iiint_V u \, dV}. \tag{7}$$

Dla przekształcenia wzoru (7) przyjmie się, że dla makroobjętości ciała o module E poddanej okresowo zmiennemu naprężeniu σ chwilowy logarytmiczny dekrement tłumienia przyjmie postać:

$$\delta(\sigma) = \frac{\Delta u}{2u}. \tag{8}$$

Wtedy energia dysypowana w objętości dV włókna o module sprężystości E, rozciąganego naprężeniem σ będzie równa

$$\Delta u \cdot dV = 2\delta(\dot{\sigma})\, dV = 2\delta(\dot{\sigma})\, \frac{\sigma^2}{2E} \cdot dV, \tag{9}$$

natomiast potencjalna energia sprężysta w tej objętości wynosi

$$u \cdot dV = \frac{\sigma^2}{2E}\, dV. \tag{10}$$

Uwzględniając zależności (9) i (10) w równaniu (7) otrzymujemy

$$\delta = \frac{\iiint_V \delta(\dot{\sigma})\sigma^2 dV}{\iiint_V \sigma^2 dV}. \tag{11}$$

W oparciu o wyrażenie (11) można wyznaczyć rzeczywisty dekrement tłumienia. Równanie (11) można bowiem rozpatrywać jako równanie całkowe

$$\iiint_V \delta(\dot{\sigma})\sigma^2 dV - \iiint_V {}^2 dV = 0. \tag{12}$$

Rozwiązanie równania (12) jest możliwe w przypadku znajomości średniego logarytmicznego dekrementu tłumienia $\bar{\delta}$, otrzymanego w oparciu o pomiary w całej objętości próbki. Dlatego w dalszym ciągu rozważymy przypadek drgań giętych próbki o przekroju prostokątnym. Naprężenie w włóknie oddalonym o y od osi obojętnej dla liniowego rozkładu wynosi

$$\sigma = \frac{\sigma_{max} \cdot y}{h}. \tag{13}$$

Zatem

$$dy = \frac{h}{\sigma_{max}} \cdot d\sigma,$$

natomiast

$$dV = 1 \cdot 2b \cdot dy = 2 \cdot b \cdot dy. \tag{14}$$

Podstawiając zależności (13) i (14) do wzoru (11) otrzymujemy

$$\bar{\delta} = \frac{3}{\sigma^3_{max}} \int_0^{\sigma_{max}} \delta(\sigma)\sigma^2 \, d\sigma. \tag{15}$$

Mnożąc równość (15) przez σ^3_m i różniczkując otrzymane równania jako funkcję górnej granicy uzyskujemy

$$\frac{d}{d\sigma_{max}} (\bar{\delta}\sigma^3_m) = 3\sigma(\sigma_{max}) \cdot \sigma^2_{max},$$

stąd

$$\delta(\sigma_{max}) = \frac{1}{3\sigma^2_{max}} \cdot \frac{d}{d\sigma_{max}} (\bar{\delta}\sigma^3_{max}).$$

Ostatecznie po wykonaniu różniczkowania mamy:

$$\delta(\sigma_{max}) = \bar{\delta} + \frac{\sigma_{max}}{3} \frac{d\bar{\delta}}{d\sigma_{max}}. \tag{16}$$

Równanie (16) pozwala wyznaczyć przy drganiach giętych rzeczywisty dekrement tłumienia δ badanego materiału z zależności średniego dekrementu tłumienia $\bar{\delta}$ w funkcji amplitudy naprężenia σ_{max} w skrajnym włóknie próbki, które wynosi:

$$\sigma_{max} = \frac{1}{2} \frac{E \cdot b \cdot h}{l \cdot l_k}, \tag{17}$$

gdzie: l, h – połowa długości i wysokości części pomiarowej próbki, b – jej szerokość, l_k – odległość od powierzchni czołowej próbki do węzła drgań, E – moduł Younga.

4. SPOSÓB PRZEPROWADZANIA BADAŃ

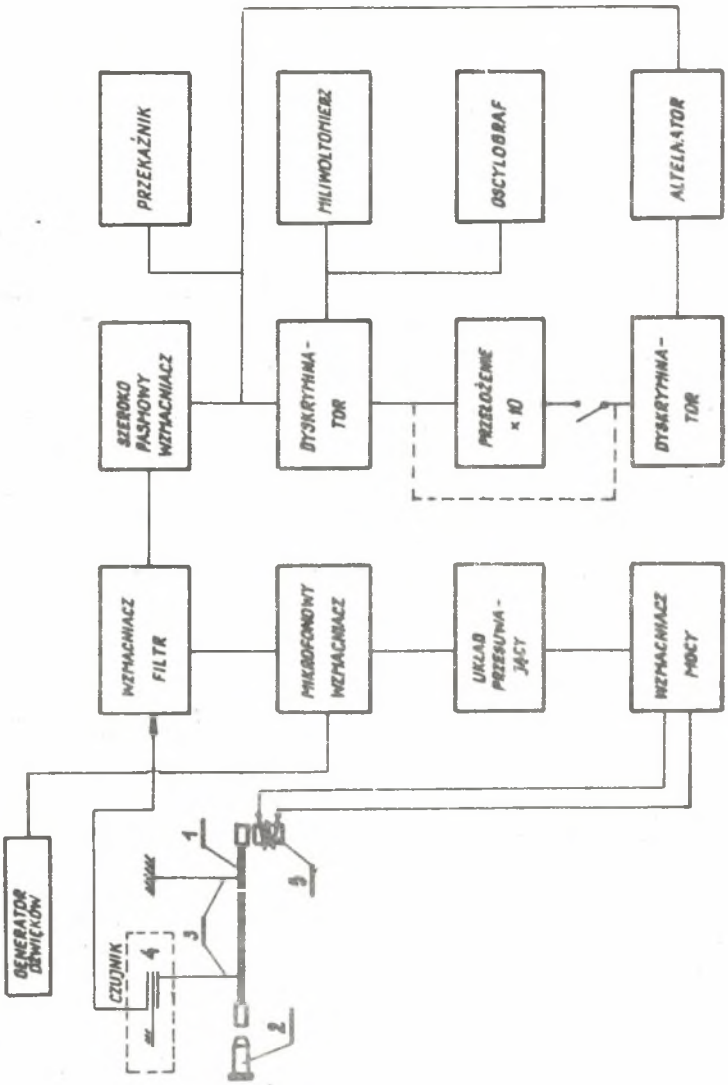
Logarytmiczny dekrement tłumienia mierzono na próbkach o specjalnym kształcie (rys. 1). Środkowa część próbki posiadała przekrój prostokątny o wymiarach 6 x 10 mm. Na końcu cylindrycznej części nasadzono w odpowiedniej temperaturze tulejki z miękkiej stali o długości ok. 120 mm. Wzbudzenie drgań w złożonej próbce realizowano elektromagnetycznie w płaszczyźnie pionowej z węzłami drgań W_1, W_2. Logarytmiczny dekrement tłumienia ta-

kiej próbki określa rozproszenie energii głównie w zwężonej pomiarowej jej części. Amplitudę deformacji w zewnętrznym włóknie badanej części próbki wyznaczono z pomiaru amplitudy drgań "a" czoła próbki.

W próbce podwieszonej w węzłach wzbudzano elektromagnetycznie poprzeczne drgania z częstością własną około 400 Hz [5]. Amplituda drgań mechanicznych przekształcona jest piezoelektrycznym czujnikiem w elektryczny sygnał. Sygnał ten podawany jest na wzmacniacz-filtr, który wyodrębnia częstość drgań próbki. Część elektrycznego sygnału przekazywana jest w kanał układu wzbudzenia poprzez mikrofonowy wzmacniacz i układ zabezpieczający przesunięcie fazy na wzmacniacz mocy i w końcu na elektro-magnetyczny wzbudzacz. Do rejestracji amplitudy drgań służył woltomierz lampowy. Z wzmacniacza filtra sygnał dla dalszego wzmocnienia kierowany jest na szerokopasmowy wzmacniacz, a następnie na dyskryminator ze zmiennym górnym progiem dyskryminacji. Dla ustalonego przedziału amplitud dyskryminator po wyłączeniu wymuszenia włącza układ obliczeniowy z chwilą przechodzenia drgań z amplitudą x_n. Układ obliczeniowy liczy liczbę pełnych impulsów w przedziale amplitud od x_n do x_{n+N}. Miarą tarcia wewnętrznego w przewężonej części próbki jest średni logarytmiczny dekrement tłumienia drgań $\bar{\delta}$, wyznaczany metodą obliczenia liczby okresów N, swobodnie zanikających drgań z amplitudy x_n do amplitudy x_{n+N} mniejszej o 30%:

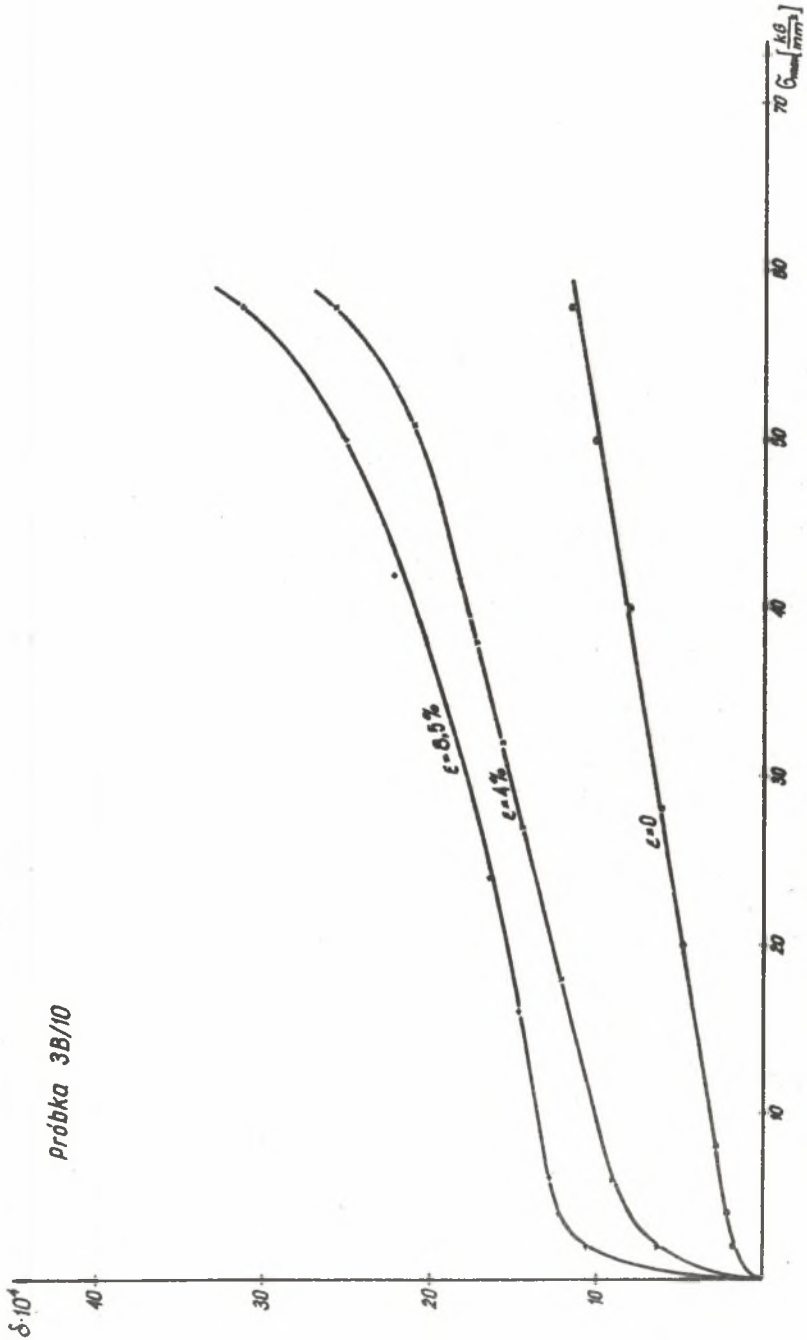
$$\bar{\delta} = \frac{1}{N} \ln \frac{x_n}{x_{n+N}}, \tag{18}$$

gdzie N - liczba drgań, po której amplituda zmniejsza się od x_n do x_{n+N}. Błąd pomiaru amplitudy nie przewyższał 5%. Zastosowanie różnicowych dyskryminatorów amplitud i układu liczącego pozwoliło zautomatyzować proces pomiarowy. Na rysunku 2 pokazano schemat blokowy układu pomiarowego. Stanowisko pomiarowe pozwoliło mierzyć zależność dekrementu tłumienia od amplitudy przy narastającym ciągu początkowych amplitud i odwrotnie. W pierwszym przypadku każdy następny pomiar dekrementu tłumienia był wykonywany przy wyższej amplitudzie drgań, natomiast w drugim przypadku przy niższej amplitudzie. Otrzymane wyniki zestawiono na wykresach i przykładowo pokazano na rysunkach 3-7. W szczególności na rysunku 3 pokazano wpływ odkształcenia wstępnego na dekrement logarytmiczny tłumienia. Natomiast rysunki 4, 5 i 6 uwidaczniają wpływ odkształcenia wstępnego na pole pętli histerezy.

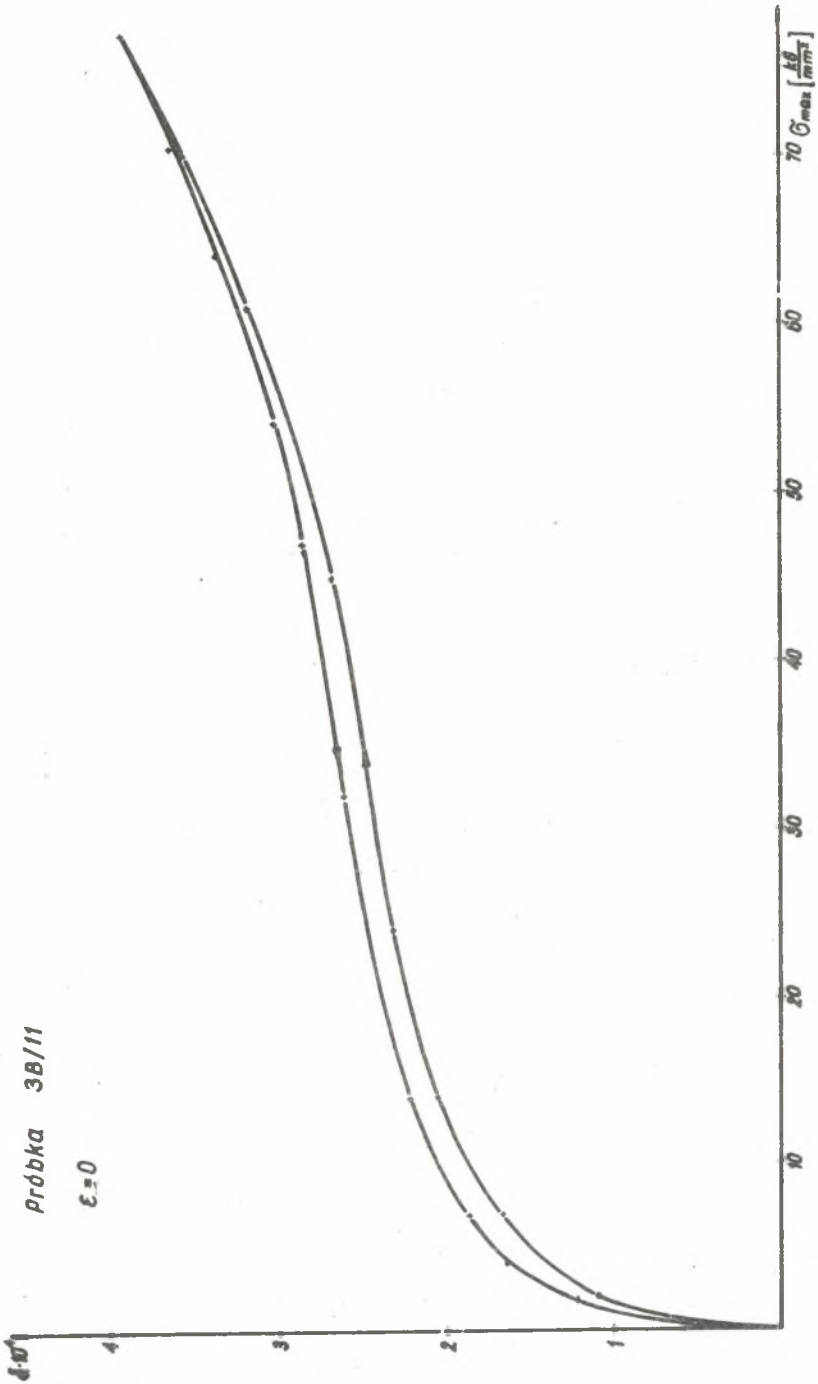


Rys. 2. Schemat blokowy układu pomiarowego

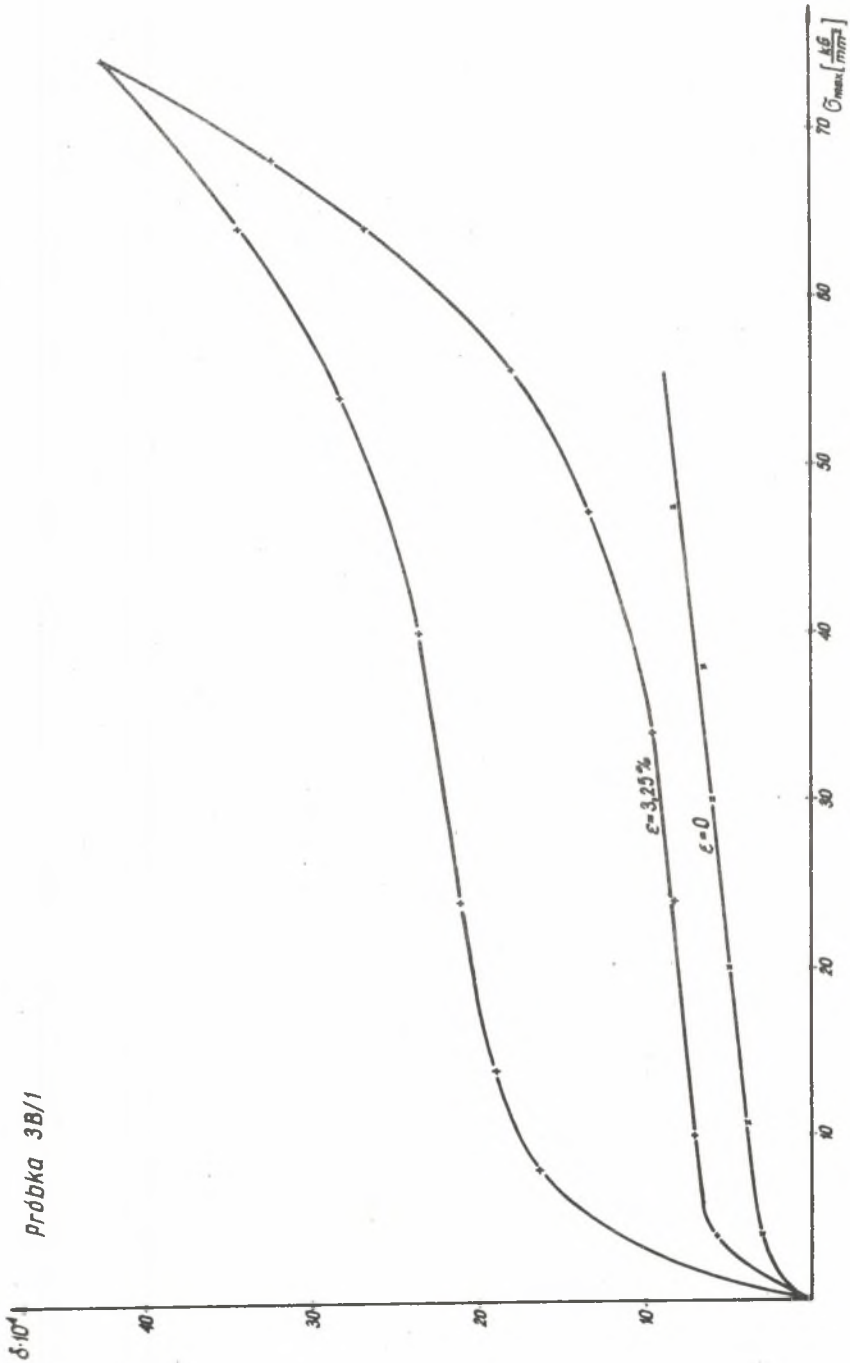
1 – próbki, 2 – mikroskop, 3 – podnoszenie próbki, 4 – piezoelektryczny czujnik, 5 – elektromagnes



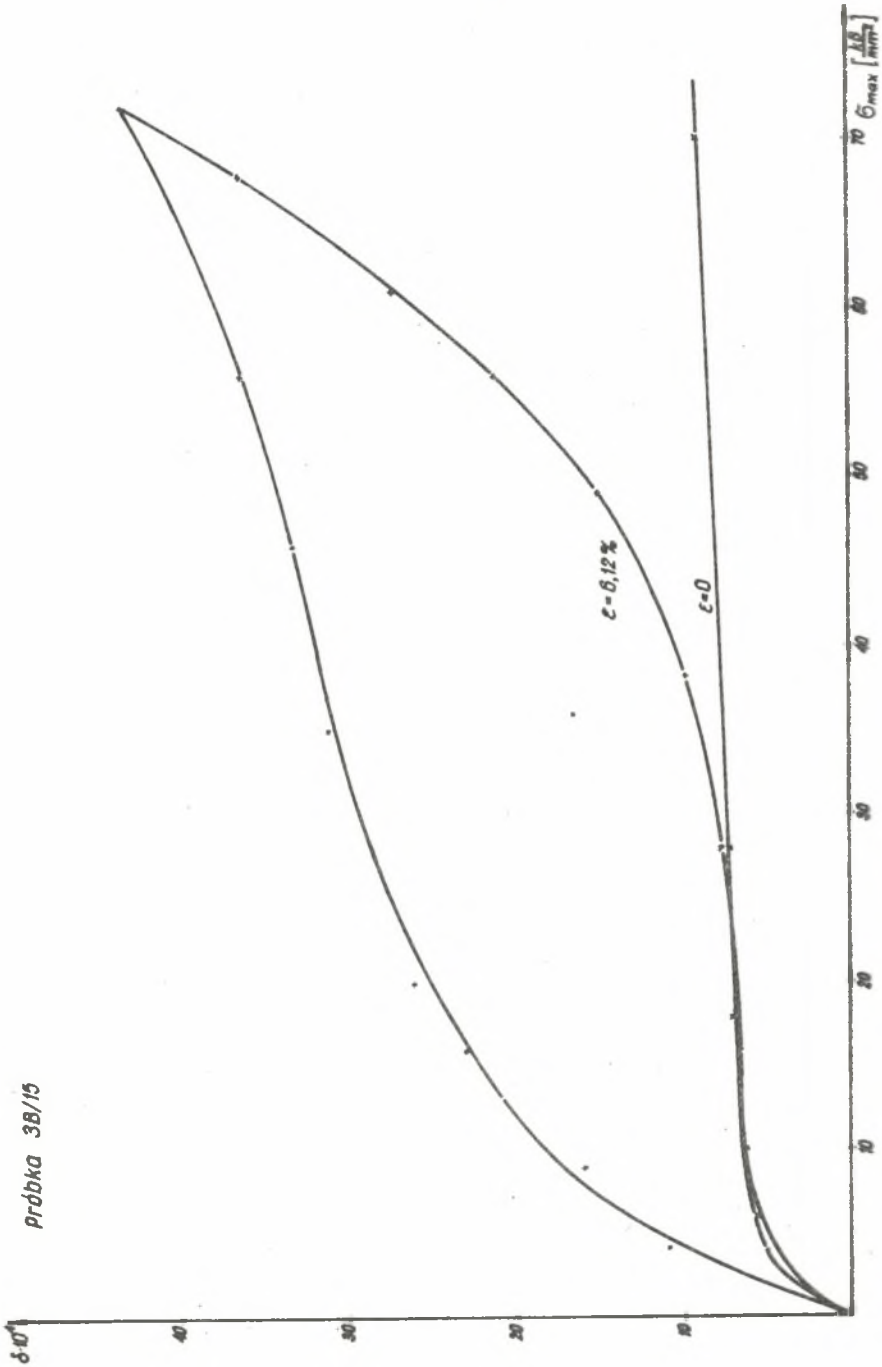
Rys. 3. Zależność logarytmicznego dekrementu tłumienia w funkcji maksymalnego naprężenia



Rys. 4. Zależność logarytmicznego dekrementu tłumienia w funkcji maksymalnego naprężenia



Rys. 5. Zależność logarytmicznego dekrementu tłumienia w funkcji maksymalnego naprężenia



Rys. 6. Zależność logarytmicznego dekrementu tłumienia w funkcji maksymalnego naprężenia

5. WNIOSKI

W oparciu o dane doświadczalne i wzór (16) określono rzeczywiste wartości dekrementu tłumienia δ, który dla badanego stopu waha się w granicach od $1{,}50 \cdot 10^{-4}$ do $6 \cdot 10^{-4}$.

Ponadto stwierdzono, że:

- w badanym zakresie zależność δ (σ_{max}) ma charakter liniowy;
- ze wzrostem odkształcenia plastycznego następuje wzrost logarytmicznego dekrementu tłumienia;
- po odkształceniu plastycznym, na krzywej amplitudalnej zależności logarytmicznego dekrementu tłumienia obserwuje się dwa odcinki tłumienia, liniowy – dla małych naprężeń i nieliniowy dla naprężeń o wartości $\sigma_{max} > 35$ kG/mm^2.

Wyjaśnienie otrzymanych danych można oprzeć o modele dyslokacyjne. Wiadomo, że w wyżarzonych stopach dyslokacje okrążone są atmomami domieszek (atmosferami atomów obcych), i przy małych amplitudach naprężeń pozostają nieruchliwe. Przy wzroście amplitud atmosfery pękają, oswobadzają dyslokacje i wywołują tarcie wewnętrzne. Ruch dyslokacji jest hamowany polami atomów domieszek i ograniczony napięciem liniowych dyslokacji. Logarytmiczny dekrement tłumienia, mierzony ze wzrostem amplitudy drgań, jest miarą szybkości wzrostu gęstości swobodnych dyslokacji.

LITERATURA

1. W.S. POSTNIKOW – Wnutriennieje trienije w metałłach, Izd. Metałurgija 1968.
2. Wnutriennieje trienije w metałłach i sprawach, sb. statiej, Izd. Nauka, Moskwa 1966.
3. Wnutriennieje trienije w mietałłiczeskich materiałach, sb. statiej, Izd. Nauka, Moskwa 1970.
4. J.Z. PANOWKO – Wnutriennije trienije pri kolebanijach uprugich sistiem, Moskwa 1960.
5. S.O. COBKAŁŁO, W.A. CZEŁNOKOW – Wnutriennieje trienije w metałłach i spławach, Izd. Nauka, Moskwa 1966, 187–189.

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА АМПЛИТУДАЛЬНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ТИТАНА

Р е з ю м е

В работе рассмотрены некоторые вопросы внутреннего трения в металлах и определены значения истинного декремента демпфирования как меры внутреннего трения для двухфазового сплава титана $\alpha + \beta$.

Измерения были произведены на специальных образцах при поперёчных колебаниях стержней частотой около 400 Гц.

THE INFLUENCE OF PLASTIC DEFORMATION ON THE AMPLITUDAL DEPENDENCE OF THE INTERNAL FRICTION OF TITAN

S u m m a r y

The paper discusses some problems of internal friction of metals and defermines the real values of the logarithmic decrement as a measure of internal friction for binary phase alloys of titan $\alpha + \beta$.

Measurements were taken on special specimens with flexible wibrations of a frequency amounting to about 400 Hz.