

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
I N S T Y T U T M A S Z Y N P R Z E P Ł Y W O W Y C H

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPŁYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

67-68

WARSZAWA—POZNAŃ 1975

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER - REDAKTOR - EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE
Instytut Maszyn Przepływowych PAN,
80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, ul. Gen. Józefa Fiszer 14, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1975

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 380 + 90 egz.	Oddano do składania 10 I 1975 r.
Ark. wyd. 28,5. Ark. druk. 22	Podpisano do druku 20 IX 1975 r.
Pap. druk. sat. kl. V, 70 g 70×100 cm	Druk ukończono we wrześniu 1975 r.
Nr zam. 112/77	R-17/661 Cena zł 86,-

DRUKARNIA UNIwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu

HYDROFORUM

KONFERENCJA NAUKOWO-TECHNICZNA

na temat

WSPÓŁCZESNE PROBLEMY BADAŃ
I EKSPLOATACJI MASZYN HYDRAULICZNYCH

Gdańsk, 3 - 5 października 1973 r.

*

HYDROFORUM

SCIENTIFIC-TECHNICAL CONFERENCE

on

MODERN PROBLEMS OF RESEARCH AND
UTILIZATION OF HYDRAULIC MACHINES

Gdańsk, October 3 - 5, 1973

*

ГИДРОФОРУМ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

на тему

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
И ЭКСПЛУАТАЦИИ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ МАШИН

г. Гданьск, 3 - 5 октября 1973 г.

KAZIMIERZ STELLER

Gdańsk*

Niszczenie materiału wskutek kawitacji

1. Warunki rozwoju kawitacji

Z kinetycznej teorii cieczy wynika, że ciecze „czyste” (idealnie jednorodne) ulegają rozerwaniu przy naprężeniach rozciągających rzędu tysięcy kp/cm^2 [31, 42, 64]. W rzeczywistości ciecze rozrywają się stosunkowo łatwo, przy ciśnieniach równych lub bliskich ciśnieniu pary nasyconej. Odpowiedzialność za ten stan przypisuje się domieszkom, rozpuszczonym i nierozpuszczonym w cieczy, które zmniejszają jej zdolność do przenoszenia naprężeń rozciągających.

Spośród domieszek, największy wpływ na zmniejszenie odporności cieczy na rozerwanie wywierają niezwilżone cząstki stałe oraz nierozpuszczone gazy [42, 64]. Domieszki te sprzyjają utracie ciągłości przepływu cieczy i powstawaniu zjawiska kawitacji. Przyjmuje się, że spełniają one rolę ośrodków kawitacji, bez których trudno wyobrazić sobie początek zjawiska. Ośrodkami są przede wszystkim nierozpuszczone pęcherzyki gazu, nazywane jądrami** lub zarodkami kawitacji.

Warunek równowagi statecznej pęcherzyka o promieniu $R=R(t)$, zawierającego parę nasyconą danej cieczy i gaz oraz poddanego działaniu sił napięcia powierzchniowego $\sigma=\sigma(T)$ i ciśnienia zewnętrznego $p=p(r, t)=p(t)_{r=R}$, określa równanie:

$$p_v + p_g = p + \frac{2\sigma}{R}, \quad (1)$$

w którym $p_v=p_v(T)$ oznacza ciśnienie pary nasyconej, p_g — ciśnienie gazu wewnątrz pęcherzyka, t — czas, T — temperaturę, r — promień badanego obszaru.

Jeśli więc ośrodkiem kawitacji jest pęcherzyk o promieniu R_0 , to jego stateczność w cieczy o ciśnieniu początkowym p_0 można wyrazić wzorem

$$p_{v0} + p_{g0} = p_0 + \frac{2\sigma}{R_0}, \quad (2)$$

w którym p_{v0} i p_{g0} oznaczają początkowe ciśnienie pary i gazu wewnątrz pęcherzyka.

* Instytut Maszyn Przepływowych PAN.

** Teoria jąder kawitacyjnych jest hipotetyczna i oparta na przesłankach spekulatywnych. Istnienie jąder w cieczy przy dużych ciśnieniach zewnętrznych uzasadnia się różnymi modelami [1, 6, 23, 29, 40]. Wskazuje się na możliwość równowagi jądra za pośrednictwem warstw monomolekularnych, wzajemnego oddziaływania jonów wodoru i tlenu, zjawiska hydrofobowości itd.

Pomijając zjawisko dyfuzji gazu i przyjmując, że ciśnienie pary nasyconej jest stałe ($p_{v0}=p_v$), zaś ciśnienie gazu zmienia się zgodnie z zasadą przemiany izotermicznej*, tj.

$$p_{g0} R_0^3 = p_g R^3, \quad (3)$$

możemy obliczyć ciśnienie p w cieczy, odpowiadające statecznej równowadze pęcherzyków o różnych promieniach R .

Na podstawie (1), (2) i (3) otrzymamy

$$p = p_v + \left(p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \frac{R_0^3}{R^3} - \frac{2\sigma}{R}. \quad (4)$$

Warunek równowagi można wyrazić w inny sposób. Ponieważ

$$p_g R^3 = NT, \quad (5)$$

gdzie $N = \text{const}$ dla określonej masy danego gazu, stąd ciśnienie p wywierane przez ciecz na ściankę pęcherzyka wyniesie:

$$p = p_v - \frac{2\sigma}{R} + \frac{NT}{R^3}. \quad (6)$$

Stan równowagi wymaga, aby naprężenia wywołujące zmianę objętości pęcherzyka spełniały warunek:

$$f(R, T) = (p_\infty - p)_{R=R_r} = 0, \quad (7)$$

gdzie $p_\infty = p_\infty(t)$ jest ciśnieniem „w nieskończoności” (ciśnienie cieczy, w której znajduje się pęcherzyk i gdzie $dR/dt = 0$), a R_r promieniem pęcherzyka podczas równowagi. Na podstawie (6) i (7) równanie równowagi statecznej przybierze postać następującą:

$$f(R, T) = \left(p_\infty - p_v + \frac{2\sigma}{R} - \frac{NT}{R^3} \right)_{R=R_r} = 0. \quad (8)$$

W oparciu o (8) można ocenić trwałość równowagi pęcherzyka oraz określić promień i ciśnienie krytyczne. Równowaga trwała zachodzi wówczas gdy $\partial f / \partial R > 0$, a nietrwała wtedy, gdy $\partial f / \partial R \leq 0$. Wartości krytyczne można znaleźć z warunku $\partial f / \partial R = 0$ i zależności $f(R, T) = 0$. Zagadnienie równowagi pęcherzyków omówiono szczegółowo m. in. w pracach [5, 10, 15, 17, 23, 29, 30, 42, 45, 61, 63].

Wartość funkcji $f(R, T) \neq 0$ (gdy $R \neq R_r$) informuje o kierunku zmian objętości pęcherzyka. Gdy $f(R, T) < 0$ pęcherzyk zwiększa swą objętość (np. wtedy, gdy „trafił” do obszaru obniżonego ciśnienia), a gdy $f(R, T) > 0$ objętość jego maleje (np. wtedy, gdy „trafił” do strefy podwyższonego ciśnienia). Wzrost pęcherzyka (jądra kawitacyjnego) narusza ciągłość cieczy i wywołuje powstawanie kawitacji. Gwałtowne kurczenie się pęcherzyka powo-

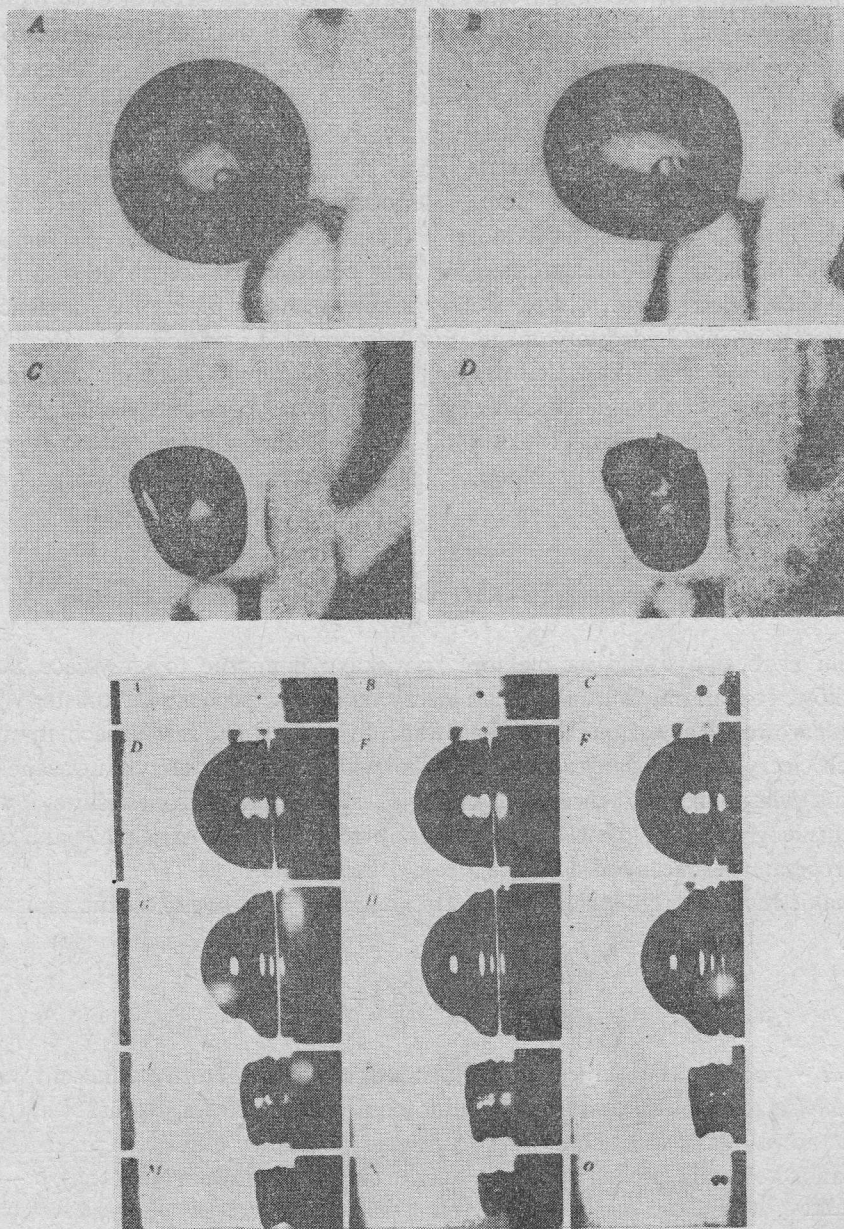
* Przy założeniu, że zmiana stanu gazu zachodzi zgodnie z prawem przemiany politropowej, to równanie (3) przyjmie postać

$$p_{g0} R_0^{3\kappa} = p_g R^{3\kappa},$$

w którym $\kappa = c_p/c_v$ oznacza wykładnik adiabaty.

duże szybki wzrost ciśnienia w jego wnętrzu i doprowadza do wypromieniowania impulsu kompresji na zewnątrz (podobnie jak podczas implozji). Zjawisku temu towarzyszy efekt dźwiękowy, tym silniejszy, im mniej gazu zawiera mieszanina parowo-gazowa.

Przykłady z „historii życia” pęcherzyka przedstawiono na rys. 1 [2, 4, 10, 30].



Rys. 1. Przykłady z „historii życia” pęcherzyków zarejestrowane za pomocą szybkościowych zdjęć filmowych (na podstawie [2, 4, 10, 30])

Rozpatrując równowagę pęcherzyka, nie uwzględniono inercji cieczy oraz dyfuzji gazu. Zjawiska te odgrywają w rozwoju pęcherzyków dużą rolę. Wzrost pęcherzyków może bowiem następować nie tylko na skutek utraty stabilności przy stałej masie gazu, lecz również pod wpływem dyfuzji gazu z zewnątrz. Proces wzrostu pęcherzyków, w wyniku dyfuzji gazu z otaczającej cieczy, nazywa się niekiedy kawitacją gazową, w odróżnieniu od kawitacji parowej, przy której wzrost pęcherzyków następuje wskutek zachwiania równowagi statecznej. Kawitację gazową* można też uzyskać przez pobudzanie pęcherzyków gazowych do intensywnych drgań nieliniowych.

O ile kawitacja gazowa może zachodzić przy dowolnych wartościach amplitudy ciśnienia akustycznego, to kawitacja parowa występuje zawsze po osiągnięciu pewnej krytycznej wartości ciśnienia. Ciśnienie krytyczne p_{cr} zależy od zawartych w cieczy ośrodków kawitacji. W związku z tym kawitacja może pojawiać się przy różnych ciśnieniach bezwzględnych**. Na ogół jednak pojawia się przy ciśnieniu zbliżonym do ciśnienia pary nasyconej danej cieczy, tzn. $p_{cr} \approx p_v$. Podwyższenie wartości p_{cr} można uzyskać m. in. przez wzrost ciśnienia hydrostatycznego oraz odgazowanie i ochłodzenie cieczy.

W rzeczywistości, obok kawitacji parowej zawsze występuje kawitacja gazowa. Ponieważ jednak pęcherzyki wypełnione są przede wszystkim nasyconą parą danej cieczy, a procesy dyfuzyjne przebiegają stosunkowo wolno, dlatego w większości przypadków przyjmuje się, że naruszenie ciągłości cieczy następuje głównie pod wpływem kawitacji parowej.

2. Kinetyka pęcherzyka sferycznego w cieczy o stałym ciśnieniu

W celu zwrócenia uwagi na niektóre zjawiska dynamiczne towarzyszące zanikaniu pęcherzyków, rozpatrzmy warunki ruchu cieczy na brzegu pęcherzyka kulistego podczas kawitacji parowej. Rozważania te przeprowadzimy przy wielu założeniach upraszczających: ruch cieczy jest związany z ruchem pęcherzyka, ciecz i pęcherzyki uważane są jako continuum, własności fizykochemiczne cieczy są stałe, ciecz jest nieściśliwa i wypełnia przestrzeń nieograniczoną, zjawiska związane z przepływem, dyfuzją, reakcjami chemicznymi i procesami termicznymi odgrywają rolę drugorzędą.

Równanie ruchu cieczy lepkiej ($\eta = \text{const}$) i nieściśliwej ($\rho = \text{const}$) można zapisać następująco:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta \mathbf{v}, \quad (9)$$

gdzie $d\mathbf{v}/dt$ — pochodna substancjonalna (pochodna zupełna wektora prędkości $\mathbf{v}$ względem czasu t) określająca jednostkową siłę bezwładności, $\mathbf{F}$ — jednostkowa siła masowa, $1/\rho \text{ grad } p$ — jednostkowa siła powierzchniowa (naprężenie normalne określone przez skalar p), $\nu \Delta \mathbf{v}$ — jednostkowa siła tarcia (naprężenie styczne określone prawem Newtona), ρ — gęstość

* Tak zwane odgazowanie kawitacyjne cieczy powstaje najczęściej przy zawartości gazu w cieczy większej niż 50% od stanu nasycenia [64].

** Należy przypuszczać [30], że różnice między ośrodkami kawitacji są jednym z powodów niezgodności obserwacji w zakresie rozwoju kawitacji.

cieczy, $\eta = \rho\nu$ – współczynnik lepkości dynamicznej, ν – współczynnik lepkości kinetycznej, Δ – operator Laplace’a.

Z przyjętych na wstępie założeń i kulistej symetrii rozkładu prędkości cieczy wynika, że linie prądu są pękiem prostych przechodzących przez środek sfery (pęcherzyka) i że sfery współśrodkowe są powierzchniami ekwipotencjalnymi. W tych warunkach

$$\mathbf{v} = \text{grad } \Phi, \quad \Delta\Phi = 0 \quad \text{ i } \quad \Delta\mathbf{v} = 0^*, \quad (10)$$

gdzie Φ oznacza potencjał prędkości. W związku z (10) równanie (9) przybiera postać następującą:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p. \quad (11)$$

Pole wektorowe $\mathbf{v}$ i pole skalarowe p określają we współrzędnych sferycznych następujące funkcje:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}(r, t) \quad \text{ i } \quad p = p(r, t),$$

przy czym $|\mathbf{v}| = v_r(r, t)$, zaś v_r jest prędkością promieniową cieczy, p – ciśnieniem miejscowym w cieczy, r – odległością od środka sfery (promień badanego obszaru cieczy), a t oznacza czas.

Pomijając siły masowe (z wyjątkiem sił d’Alemberta) oraz uwzględniając założone warunki ruchu promieniowego, równanie ruchu cieczy (11) w kierunku r przybiera postać następującą:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (12)$$

Z równania ciągłości dla cieczy nieściśliwej $\text{div } \mathbf{v} = 0$ wynika, że

$$v_r r^2 = v_R R^2, \quad (13)$$

gdzie v_R jest prędkością promieniową cieczy na brzegu pęcherzyka o promieniu R . Przyjmując, że prędkość v_R równa się** prędkości wzrostu pęcherzyka $\dot{R} = dR/dt$, to na podstawie

* Zależność $\Delta\mathbf{v} = 0$ wynika z tożsamości wektorowej dla pola bezwirowego. Ponieważ dla dowolnego wektora $\mathbf{v}$ zachodzi następująca zależność [37]:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) - (\nabla \cdot \nabla) \mathbf{v},$$

którą można też przedstawić w postaci:

$$\text{rot rot } \mathbf{v} = \text{grad div } \mathbf{v} - \Delta \mathbf{v},$$

stąd dla $\text{rot } \mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{v} = 0$ mamy

$$\Delta \mathbf{v} = \text{grad div } \mathbf{v}.$$

Po uwzględnieniu równania ciągłości dla cieczy nieściśliwej (tzn. $\text{div } \mathbf{v} = 0$) otrzymujemy, że $\Delta \mathbf{v} = 0$.

** Przyjmując, że masa pęcherzyka zmienia się na skutek parowania cieczy (czasowa zmiana masy wynosi $d(4\pi R^2 \rho_v)/dt$), to związek między prędkością $\dot{R}$ a prędkością v_R można wyrazić następującą zależnością [47]:

$$\dot{R}(\rho - \rho_v) = v_R \rho,$$

(13) możemy napisać, że

$$v_r = \dot{R} \frac{R^2}{r^2}. \quad (14)$$

Po wstawieniu (14) do (12) i scałkowaniu w granicach od $r=R$ do $r \rightarrow \infty$ otrzymamy następujące równanie różniczkowe drugiego rzędu opisujące ruch ścianki pęcherzyka w nieskończonej cieczy newtonowskiej:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{p(R) - p_\infty}{\rho}, \quad (15)$$

gdzie $p(R)$ jest ciśnieniem cieczy na brzegu pęcherzyka, a $p_\infty = p_\infty(t)$ ciśnieniem w „nieskończoności”.

W cieczy lepkiej oprócz naprężeń normalnych, pochodzących od ciśnienia, występują dodatkowe naprężenia normalne, wywołane lepkością. Dodatkowe naprężenia p' są proporcjonalne do prędkości odkształceń liniowych, tzn.:

$$p' = -2\eta \frac{\partial v_r}{\partial r}. \quad (16)$$

Utożsamiając ciśnienie p_i , wywierane na ściankę pęcherzyka od wewnątrz, z sumą naprężeń normalnych ($p + p'$), działających na pęcherzyk z zewnątrz lub, po uwzględnieniu napięcia powierzchniowego, z sumą trzech sił jednostkowych ($p + p' + 2\sigma/R$), otrzymamy odpowiednio:

$$p_i = p + p' = p - 2\eta \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)_{r=R} = p + 4\eta \frac{\dot{R}}{R} \quad (17)$$

lub

$$p_i = p + \frac{2\sigma}{R} + p' = p + \frac{2\sigma}{R} + 4\eta \frac{\dot{R}}{R}. \quad (18)$$

Z zależności (18) wynika, że dla warunków brzegowych ($r=R$) wielkość p jest określona ciśnieniem panującym wewnątrz pęcherzyka, napięciem powierzchniowym i napięciem wywołanym lepkością, tzn.

$$p(R) = p_i - \frac{2\sigma}{R} - 4\eta \frac{\dot{R}}{R}. \quad (19)$$

gdzie ρ oznacza gęstość cieczy, a ρ_v gęstość pary. W tych warunkach prędkość cieczy v_r będzie równa:

$$v_r = \varepsilon \frac{R^2}{r^2} \dot{R},$$

gdzie $\varepsilon = 1 - \rho_v/\rho$. Konsekwencją przyjętego założenia jest modyfikacja równań (20) i (21) do następujących postaci:

$$R\ddot{R} + \left(2 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \dot{R}^2 + 4 \frac{\eta}{\rho} \frac{\dot{R}}{R} + \frac{2\sigma}{\varepsilon \rho} \frac{1}{R} = \frac{1}{\varepsilon \rho} (p_i - p_\infty)$$

oraz

$$\frac{1}{(4-\varepsilon)\varepsilon} (p_i - p_\infty) (R_0^{4-\varepsilon} - R^{4-\varepsilon}) + \frac{2\sigma}{(3-\varepsilon)\varepsilon} (R_0^{3-\varepsilon} - R^{3-\varepsilon}) + \frac{1}{2} \rho R^{4-\varepsilon} \dot{R}^2 + 4\eta \int_0^t R \dot{R}^2 dt = 0.$$

W związku z tym równanie (15) można przedstawić w postaci następującej:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\eta}{\rho R}\dot{R} + \frac{2\sigma}{\rho R} = \frac{1}{\rho}(p_i - p_\infty). \quad (20)$$

Wykorzystując tożsamość

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{2R^2} \frac{d}{dt}(R^3 \dot{R}^2)$$

i całkując równanie (20) po czasie od $t=0$ do t otrzymamy zależność

$$\frac{1}{2}(p_i - p_\infty)(R_0^3 - R^3) + \sigma(R_0^2 - R^2) + \frac{1}{2}\rho R^3 \dot{R}^2 + 4\eta \int_0^t R \dot{R}^2 dt = 0, \quad (21)$$

wskazującą na związek energetyczny, jaki występuje w czasie ruchu pęcherzyka w cieczy.

Poritsky [45] scałkował równanie (21) posługując się metodą graficzno-numeryczną. Na tej podstawie wykazał, że siły powierzchniowe opóźniają wzrost i przyspieszają proces „zanikania” pęcherzyka, zaś lepkość opóźnia zarówno jego wzrost jak i „zanikanie”. Wpływ lepkości cieczy na ruch pęcherzyka można przewidzieć na podstawie równania (21). Ostatni składnik tego równania określa bowiem energię rozproszoną, a więc wskazuje na zmniejszenie energii kinetycznej pęcherzyka na skutek oddziaływania lepkości.

Lepkość wody jest stosunkowo mała (współczynnik lepkości kinematycznej wody o temperaturze 15°C wynosi 1,1414 cST = 1,1414 · 10⁻⁶ m²/s). Dlatego też, w zagadnieniach dotyczących zjawiska kawitacji w wodzie, lepkość jest często pomijana. Według Gilmore’a [18] pominięcie efektów związanych z lepkością i napięciem powierzchniowym jest uzasadnione wtedy, gdy

$$\left| \frac{2\sigma}{R} + 4\eta \frac{\dot{R}}{R} \right| \ll |p_i - p_\infty|. \quad (22)$$

Pomijając lepkość cieczy i napięcie powierzchniowe oraz zakładając, że ciśnienie wewnątrz pęcherzyka $p_i \approx 0$, to równanie (20) przybiera postać następującą:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{p_\infty}{\rho}. \quad (23)$$

Jest to równanie Rayleigha [48] oparte na modelu „pustego” pęcherzyka kulistego znajdującego się w cieczy doskonałej pod stałym ciśnieniem. Na podstawie równania (23) i warunków początkowych: $t=0$, $R=R_0$ i $\dot{R}=0$, Rayleigh określił prędkość „zanikania” pęcherzyka za pomocą następującego wzoru:

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty}{\rho} [(R_0^3/R^3) - 1]}. \quad (24)$$

Wzór (24) wskazuje, że gdy $R \rightarrow 0$, to $\dot{R} \rightarrow \infty$. W rzeczywistości „nieskończenie” duża prędkość ruchu cieczy nie może występować nawet w bardzo krótkim okresie czasu*. Rozwią-

* Czas zanikania pęcherzyka obliczony na podstawie równania (24) za pomocą funkcji Γ , wynosi [30]:

$$\tau = 0,91468 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty}}.$$

zanie świadczy jednak o tym, że końcowy etap zanikania pęcherzyka przebiega bardzo szybko.

W miarę zanikania pęcherzyka wzrasta również ciśnienie. Maksymalną wartość ciśnienia w cieczy możemy obliczyć na podstawie (12), (14) i (24). W rezultacie otrzymamy, że

$$\frac{p_{\max}}{p_{\infty}} = 1 + \frac{(x-4)^{4/3}}{4^{4/3}(x-1)^{1/3}}, \quad (25)$$

gdzie $x = (R_0/R)^3$. Zależność (25) wskazuje, że $p_{\max} \rightarrow \infty$ gdy $R \rightarrow 0$. Nieskończenie duże ciśnienie mogłoby działać tylko w chwili zniknięcia pęcherzyka, tj. w nieskończenie krótkim czasie. Ten przypadek jest praktycznie niemożliwy. Można jednak sądzić, że w końcowym stadium zanikania pęcherzyka ciśnienie w cieczy osiąga bardzo dużą wartość.

Znamienne jest to, że uproszczony model Rayleigha, opisany równaniem (23), umożliwia w wielu przypadkach ocenę przebiegu zjawisk kawitacyjnych z dość dobrą dokładnością. Wskazują na to badania Knappa i Hollandera [28] oraz Gütha [20]. Również Plesset [43, 44], zestawiając wyniki doświadczeń z wynikami obliczeń teoretycznych, wykazał, że model Rayleigha dość dobrze opisuje proces rozwoju pojedynczego pęcherzyka kawitacyjnego.

Tak dobrej zgodności nie stwierdzono podczas badań pęcherzyków kawitacyjnych występujących za przeszkodą umieszczoną w przepływie [32].

Niezgodność obserwacji wynika z wielu przyczyn. Jedną z nich jest pominięcie w uproszczonym modelu Rayleigha czynników dodatkowych (m. in. lepkości i ściśliwości cieczy oraz dyfuzji i procesów termodynamicznych zachodzących na granicy faz), które niewątpliwie wpływają na zachowanie się pęcherzyka w cieczy. Inną przyczyną jest nieznanomość (lub niedostateczna znajomość) wymiarów i kształtów pęcherzyków w fazie początkowej, zawartości gazu w pęcherzykach, zachowania się pary w ich wnętrzu oraz zniekształceń spowodowanych ich niestabilnością. Na uwagę zasługuje tu praca Flynna [16], w której zagadnienie to naświetlono bardziej szczegółowo.

Na obraz ruchu pęcherzyka w cieczy ma również wpływ struktura strefy kawitacyjnej i warunki przepływu.

Ta różnorodność czynników i złożoność procesów związanych z rozwojem pęcherzyka w cieczy, świadczy nie tylko o trudnościach występujących przy opisie zjawisk rzeczywistych, lecz również przy ocenie wyników doświadczeń uzyskiwanych przez różnych badaczy.

3. Obciążenie materiału

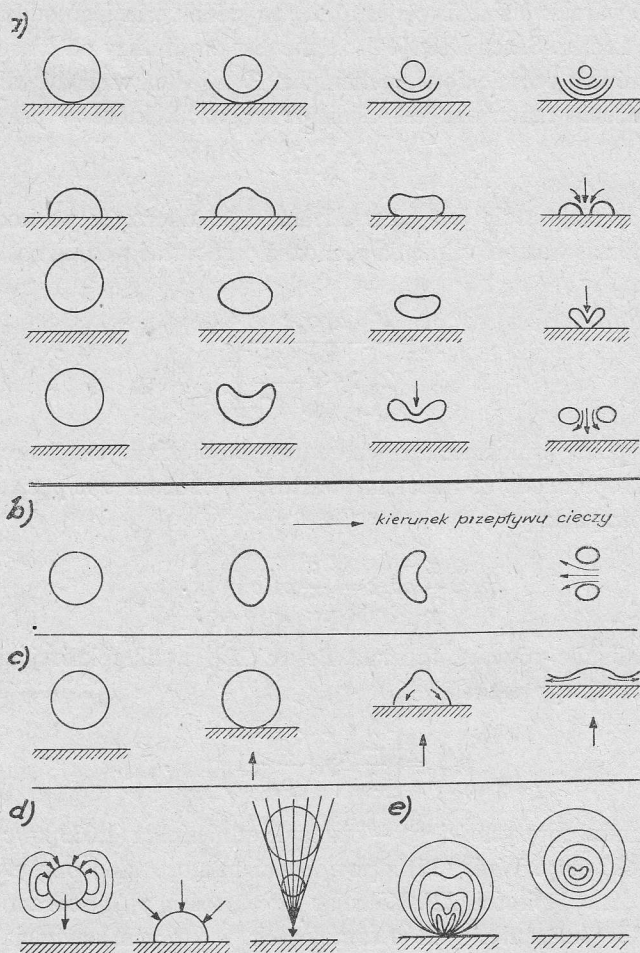
Ze względu na niszczenie materiału, interesujące są procesy związane z „zanikaniem” pęcherzyka na ścianie lub w pobliżu ścianki omywanej przez ciecz. Na rysunku 2 przedstawiono kilka możliwych sposobów „zanikania” pęcherzyka [2, 4, 30, 44]. Przykłady te wskazują, że uszkodzenie materiału może nastąpić bądź pod wpływem uderzeń mikrostrumienia cieczy, bądź też na skutek uderzeń fali ciśnienia.

Tłumaczenie, że początek uszkodzeń wywołanych kawitacją należy przypisać działaniu mechanicznemu, nie podlega dziś dyskusji [3, 8, 9, 32, 41]. Czynniki niemechaniczne,

a w szczególności korozja, wpływają oczywiście na proces niszczenia materiału i brane są pod uwagę przy ocenie zniszczeń. Są uważane jednak za czynniki dodatkowe, przyspieszające erozję kawitacyjną. Wpływ korozji na niszczenie materiału ujawnia się szczególnie wyraźnie podczas kawitacji w cieczach agresywnych i przy materiałach o małej odporności na korozję.

Zapoczątkowanie uszkodzeń materiału wymaga odpowiedniej energii uderzeniowej, która może pochodzić od jednego uderzenia lub pewnej liczby uderzeń powtarzających się. Według de Hallera (cyt. za [41, 44, 57]) ciśnienie p_u wywierane przez strumień cieczy uderzającej z prędkością v_u o powierzchnię ciała stałego wynosi:

$$p_u = \rho v_u c \frac{\rho_m c_m}{\rho c + \rho_m c_m}, \quad (26)$$



Rys. 2. Przebiegi związane z zanikaniem pęcherzyków (modele); a) pęcherzyki zanikające na ściankach i w pobliżu ścianek (według [4, 30]), b) pęcherzyk zanikający w przepływie (według [4, 30]), c) pęcherzyk zanikający przy ścianie ruchomej (według [4]), d) formowanie się uderzeń kawitacyjnych (według [2]), e) deformacje pęcherzyka w procesie zanikania (według [44])

gdzie c oznacza prędkość dźwięku, natomiast wielkości bez indeksu dotyczą cieczy, a z indeksem m ciała stałego.

Ponieważ w większości przypadków $\rho_m c_m \gg \rho c$, stąd w przybliżeniu można napisać, że:

$$p_u \approx \rho v_u c. \quad (27)$$

Przy założeniu, że $v_u \approx v_R \approx \dot{R}$ otrzymamy:

$$p_u \approx \rho \dot{R} c. \quad (28)$$

Jeśli ciśnienie p_u wynika z implozji pęcherzyka kawitacyjnego (na ścianie lub tuż przy ścianie materiału) nazywane jest ciśnieniem implozji [41, 47]. Wartość tego ciśnienia można oszacować na podstawie (24) i (28). Zakładając, że ciśnienie implozji pojawia się przy $R > 0$, to przykładowo dla wody o ciśnieniu $p_\infty = 1$ ata i dla $R_0/R = 10$, otrzymamy $p_u = 3900$ ata. Choć wartość ciśnienia p_u jest duża, to jednak czas jego oddziaływania na materiał jest bardzo krótki. Szacuje się [44], że nie jest on dłuższy od czasu w jakim impuls przebywa drogę równą promieniowi pęcherzyka. Z tego też względu zakłada się [44], że przyczyną uszkodzenia materiału jest ciśnienie stagnacji, które w przybliżeniu wynosi:

$$p_s \approx \frac{1}{2} \rho \dot{R}^2. \quad (29)$$

Jeśli przyjąć, że ciało stałe jest odkształcalne i że uderzenie pochodzi od sferycznej kropli cieczy, wówczas wartość ciśnienia p_u można oszacować według następującego wzoru Engela [11]:

$$p_u = \frac{\alpha \rho v_u c}{2 \left[1 + \alpha \frac{\rho c}{\rho_m c_m} \right]}, \quad (30)$$

w którym α jest współczynnikiem zależnym od impedancji akustycznej cieczy i ciała stałego. Przy zderzeniu kropli wody z metalem, wartość wyrażenia $\alpha \rho c / \rho_m c_m$ można pominąć [14] i wówczas otrzymamy:

$$p_u \approx \frac{\alpha}{2} \rho v_u c = \left(\frac{\alpha}{2} \rho \dot{R} c \right)_{v_u = \dot{R}}. \quad (31)$$

Na uwagę zasługuje również formuła Bessa [22], według której ciśnienie implozji pęcherzyka kawitacyjnego wynosi:

$$p_{\text{imp}} = \left[\frac{2}{3} E p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (32)$$

gdzie E oznacza moduł sprężystości, p_0 — ciśnienie odniesienia ($1,033 \text{ kp/cm}^2$), ρ — gęstość cieczy, ρ_v — gęstość pary. Wzór (32) z powodzeniem stosowano przy ustalaniu wartości p_{imp} w cieczach o dużej lepkości [22]. Kierując się wartością p_{imp} dobrano (rys. 3) medium robocze dla układów hydraulicznych w samolotach, w których kawitacja niszczyła m. in. zawory regulacyjne. Zastępując Skydrol 500A przez Skydrol 500AW wyeliminowano występującą przedtem erozję kawitacyjną.

Pyłajew i Sotnikow [46], na podstawie odkształceń plastycznych warstw wierzchnich próbek materiałów badanych w tunelu hydrodynamicznym, ocenili wartość ciśnień

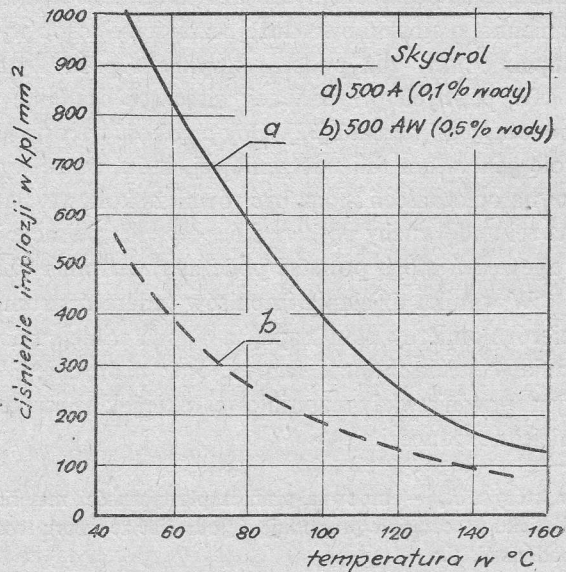
Tabela 1

Oddziaływanie kawitacji na materiał (ilość i wartość obciążeń jednostkowych według [46])

Prędkość przepływu w m/s	Liczba uderzeń w czasie 60 s			
	$p > 0,98 \times 10^7$ N/m ²	$p > 9,8 \times 10^7$ N/m ²	$p > 19,6 \times 10^7$ N/m ²	$p > 29,4 \times 10^7$ N/m ²
22,2	300	100	0	0
30,4	1150	500	100	20
36,9	3200	1200	350	150

działających na materiał pod wpływem uderzeń kawitacyjnych oraz ustalili zależność między liczbą uderzeń, obciążeniem jednostkowym materiału i prędkością przepływu cieczy (tabela 1). Z zestawienia wartości liczbowych wynika, że aktywność pęcherzyków kawitacyjnych jest różna. Należy przypuszczać, że ujawnione różnice dla $v = \text{const}$ są spowodowane różnymi wymiarami pęcherzyków, ich niejednakową strukturą, trwałością i szybkością rozwoju, różnym położeniem względem powierzchni materiału oraz niejednorodnością warstwy wierzchniej próbki.

Przyjmując zderzenie sferycznej kropli cieczy z ciałem stałym za model zjawiska powodującego erozję kawitacyjną, Thiruvengadam podał [57] kryteria* określające



Rys. 3. Ciśnienie implozji podczas zaniżania pęcherzyka kawitacyjnego w zależności od temperatury cieczy (według [22])

* Kryteria graniczne są określone różnymi parametrami wpływającymi na niszczenie materiału. Należą do nich m. in. prędkość uderzenia, prędkość przepływu, natężenie kawitacji, częstość i amplituda pulsacji ciśnienia. Np. Engel [13] podał następujący wzór na prędkość uderzenia kropli cieczy wywołującego wgłębienie w materiale:

$$v_u = \frac{19R_e(Z + Z_m)}{\sqrt{\rho c_m Z_m^3}},$$

zapoczątkowanie odkształceń w materiale. Kryteria te oparł na założeniu, że wywołanie odkształceń pod wpływem jednego uderzenia wymaga ciśnienia p_u przekraczającego granicę plastyczności (*dynamic yield strength*), natomiast wystąpienie odkształceń pod wpływem wielokrotnych uderzeń ciśnienia przekraczającego granicę wytrzymałości zmęczeniowej.

Przypisywanie tylko tym własnościom materiałowym odpowiedzialności za powstawanie zniszczeń kawitacyjnych byłoby oczywiście dużym uproszczeniem. Istnieje wiele innych czynników materiałowych wpływających na zapoczątkowanie erozji kawitacyjnej. Do nich należy zaliczyć m. in. skład chemiczny, strukturę sieci krystalicznej, defekty kryształu, stan energetyczny. Istotną rolę odgrywają również własności fizyczne i chemiczne warstwy wierzchniej, odróżniające ją od materiału rdzenia. Ponadto w materiałach wielofazowych własności każdej fazy są na ogół inne. Powoduje to różną i zmienną reakcję składników materiału na uderzenia kawitacyjne.

Istnieje jeszcze jeden powód, z którego wynika, że wspomniane wyżej własności mechaniczne nie mogą stanowić kryterium wystarczającego do wnioskowania o wartości ciśnienia potrzebnego do zapoczątkowania odkształceń w materiale. Własności mechaniczne (wytrzymałościowe), określające zdolność materiałów do przeciwstawiania się odkształceniom i zniszczeniom oraz zdolność do sprężystego i plastycznego odkształcania się pod wpływem zewnętrznych sił mechanicznych, wyznaczane są w warunkach odmiennych od tych, które charakteryzują proces erozji kawitacyjnej. Siły zewnętrzne obciążające materiał podczas kawitacji wyróżniają się bowiem tym, że działają na bardzo małe powierzchnie (nieraz mniejsze od poszczególnych ziarn składników strukturalnych) i wywierają naprężenia szybkozmienne, o stosunkowo dużej wartości. Sposób wywierania nacisków na materiał jest więc zupełnie inny niż podczas zwykłych prób wytrzymałościowych.

W pewnych przypadkach niszczące działanie pęcherzyka na materiał może wystąpić podczas jego wzrostu [32]. Gdy prędkość wzrostu jest dostatecznie duża pęcherzyk odgrywa rolę generatora fali uderzeniowej, która może wywołać odkształcenie w materiale. Przyczyną odkształceń mogą być również skokowe, bardzo szybkie (rzędu dziesiątków metrów na sekundę) ruchy pęcherzyków oraz ich pulsacje i podział. Chwilowe szczyty rozrzedzeń i zgęszczeń mogą powstać podczas rozerwania obłoku kawitacyjnego lub zderzenia strug.

W wyniku działania impulsów (uderzeń strumienia cieczy lub fali ciśnienia) następuje nierównomierny start napięcia w materiale, umocnienie warstw wierzchnich, kruchość, zmiany strukturalne i fazowe oraz niszczenie i odrywanie cząstek metalu. Zjawiskom tym sprzyjają wady materiałowe, takie jak np. szczeliny, pęknięcia, wtrącenia niemetaliczne, niejednorodności.

w którym R_e — umowna granica plastyczności materiału, $Z = \rho c$, a $Z_m = \rho_m c_m$. Wartość prędkości dźwięku w materiale proponuje się określać ze wzoru teorii sprężystości na prędkość fali objętościowej podłużnej, tj.:

$$c_m = \left[\frac{(1 - \nu) E_m}{(1 + \nu)(1 - 2\nu) \rho_m} \right]^{\frac{1}{2}},$$

gdzie E_m jest modułem Younga dla materiału, a ν — stałą Poissona.

Często stosowanym kryterium jest kryterium niebezpieczeństwa powstawania kawitacji (które służy również do oceny stopnia rozwoju kawitacji w przepływie) scharakteryzowane wyróżnikiem $\sigma_{cav} = 2(p_\infty - p_v)/\rho v^2$. Od wartości tego wyróżnika zależą m. in. struktura strefy kawitacyjnej, postać, aktywność, trwałość i pulsacje pęcherzyków, a więc parametry wpływające również na niszczenie materiału.

Jak już nadmieniano, niszczenie materiału wskutek kawitacji przebiega na ogół w takich warunkach, w których procesy mechaniczne nakładają się na procesy chemiczne — korozyjne. Udział obu procesów w przebiegu niszczenia może się zmieniać w szerokich granicach zależnie od natężenia kawitacji, odporności materiału na kawitację, agresywności środowiska i odporności materiału na korozję. Znamienne jest to, że skutki jednoczesnego działania kawitacji i korozji, szczególnie przy materiałach mało odpornych na korozję, są znacznie większe od sumarycznych skutków wywołanych w tym samym czasie przez oba zjawiska oddzielnie.

Jeśli wziąć pod uwagę mnogość czynników wpływających na rozwój zniszczeń w materiale, to nie dziwi fakt, że dotąd nie opracowano ogólnej teorii erozji kawitacyjnej i że literatura przedmiotu ogranicza się do opisu zjawisk jednostkowych.

4. Struktura zniszczeń kawitacyjnych

Istnieją liczne przykłady uszkodzeń elementów maszyn pod wpływem tzw. kawitacji pulsującej* — która rozwija się w polu akustycznym — oraz przepływowej, która pojawia się w miejscach obniżonego ciśnienia w przepływie.

Kawitacja pulsująca niszczy np. tuleje i płaszcze cylindrów w silnikach chłodzonych cieczą, membrany w echosondach oraz łożyska ślizgowe silnie obciążone, o dużych prędkościach poślizgu. Wskutek kawitacji przepływowej uszkodzeniom ulegają m. in. elementy znajdujące się za urządzeniami dławiącymi przepływ, przewody rurowe w miejscu zakrzywienia i zmiany przekroju, turbiny wodne, pompy wirowe i śruby okrętowe. Zjawiskom tym sprzyjają pulsacje ciśnień, duże prędkości przepływu cieczy oraz niewłaściwe pod względem kinematycznym przebiegi linii prądu.

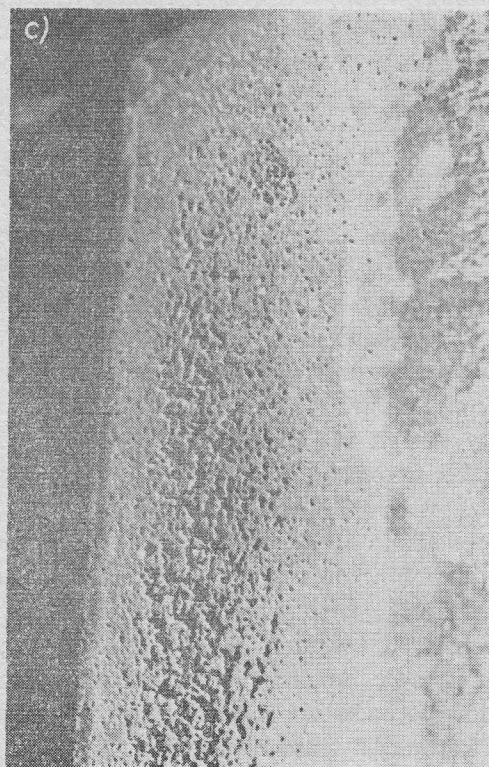
Obrazy powierzchni uszkodzonych nie zawsze są do siebie podobne. Spowodowane jest to tym, że przebieg procesu niszczenia zależy od położenia elementu w przepływie, rodzaju i stanu materiału, formy i natężenia kawitacji oraz zjawisk pobocznych, wpływających na erozję kawitacyjną. Miejsca atakowane przez kawitację przepływową są nieco przesunięte w stosunku do miejsc, w których następuje zerwanie ciągłości przepływu cieczy i przejście przepływu jednofazowego w przepływ dwufazowy.

Na rysunkach 4a-d przedstawiono przykłady różnych elementów maszyn hydraulicznych uszkodzonych wskutek kawitacji. Przykłady te pochodzą z krajowych elektrowni wodnych.

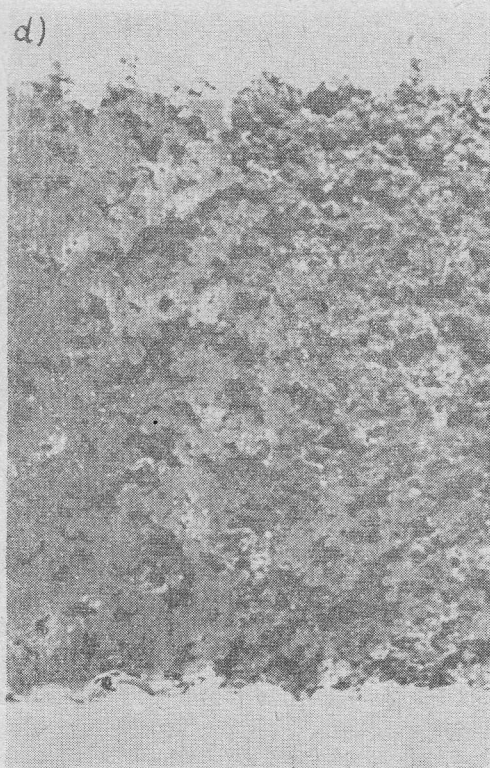
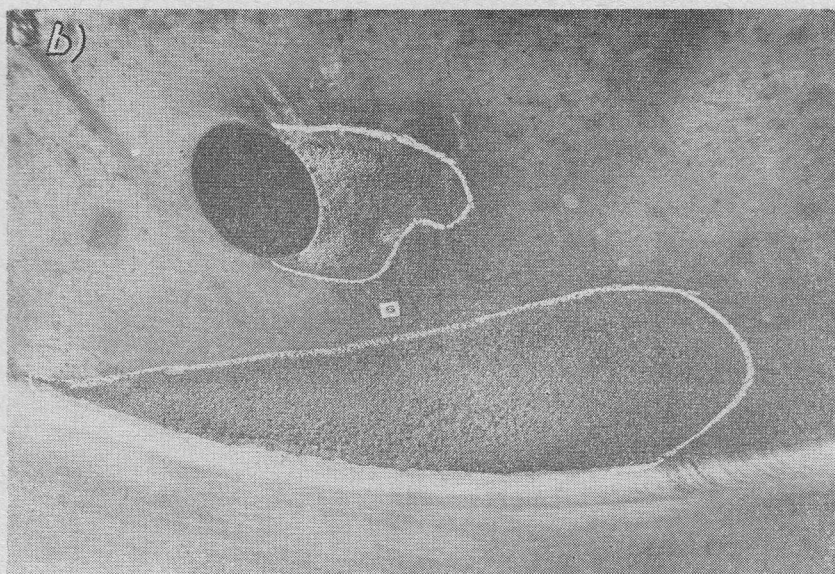
Podobne uszkodzenia obserwuje się na powierzchniach próbek materiałów poddawanych działaniu kawitacji w warunkach laboratoryjnych. Na rysunkach 5a-d przedstawiono struktury geometryczne powierzchni kilku próbek po badaniach na stanowiskach doświadczalnych Instytutu Maszyn Przepływowych PAN w Gdańsku.

Na podstawie inwentaryzacji uszkodzeń elementów maszyn w naturze oraz próbek materiałów po badaniach laboratoryjnych, wyróżniono cztery charakterystyczne układy wżerów kawitacyjnych, a mianowicie:

* Ze względu na formę, lokalizację i przebieg, kawitację dzieli się m. in. na makro- i mikroskopową, stałą i przejściową, pulsującą i przepływową, przestrzenną i miejscową oraz brzegową, graniczną, zrywową, strugową, falową.



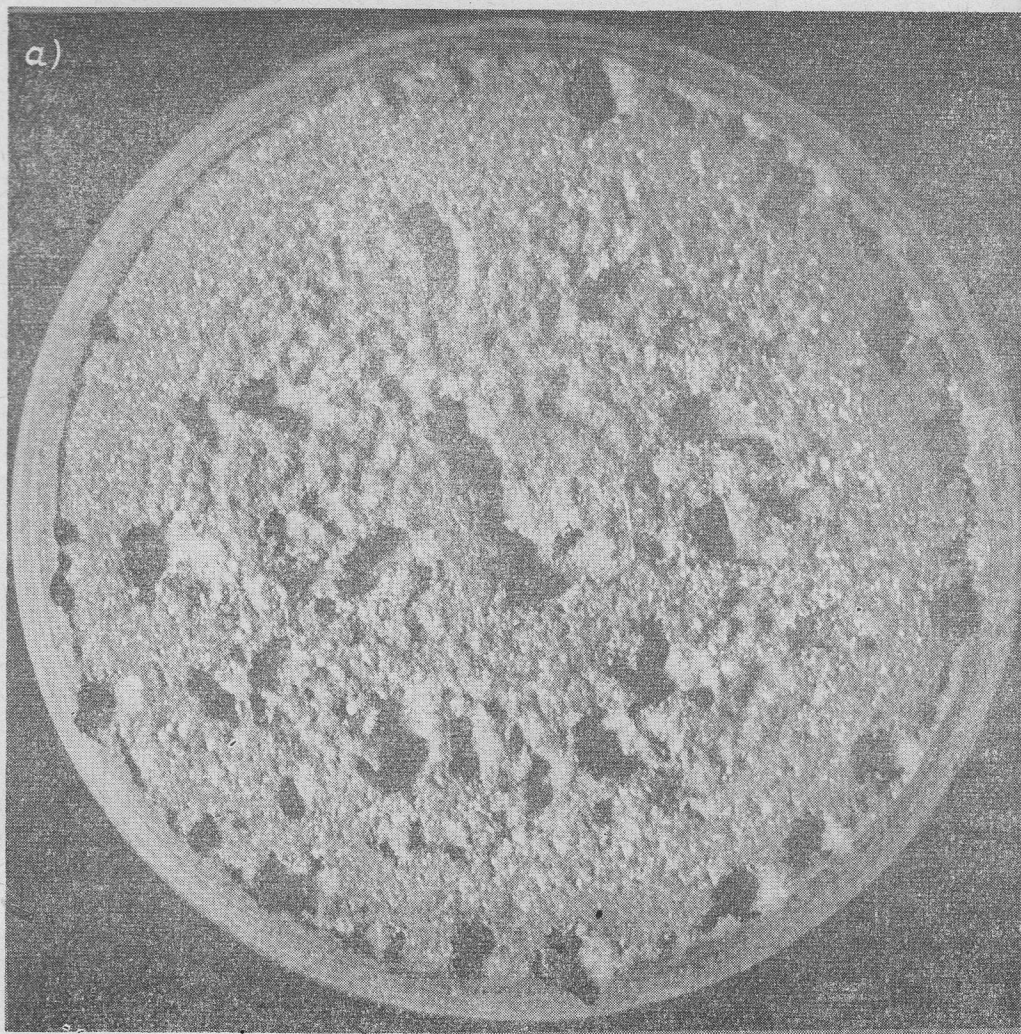
Rys. 4. Elementy turbin wodnych uszkodzone
a) fragment łopatkki wirnika ze staliwa chromowego,
c) fragment łopatkki kierownicy ze staliwa węglowego,



wskutek działania kawitacji

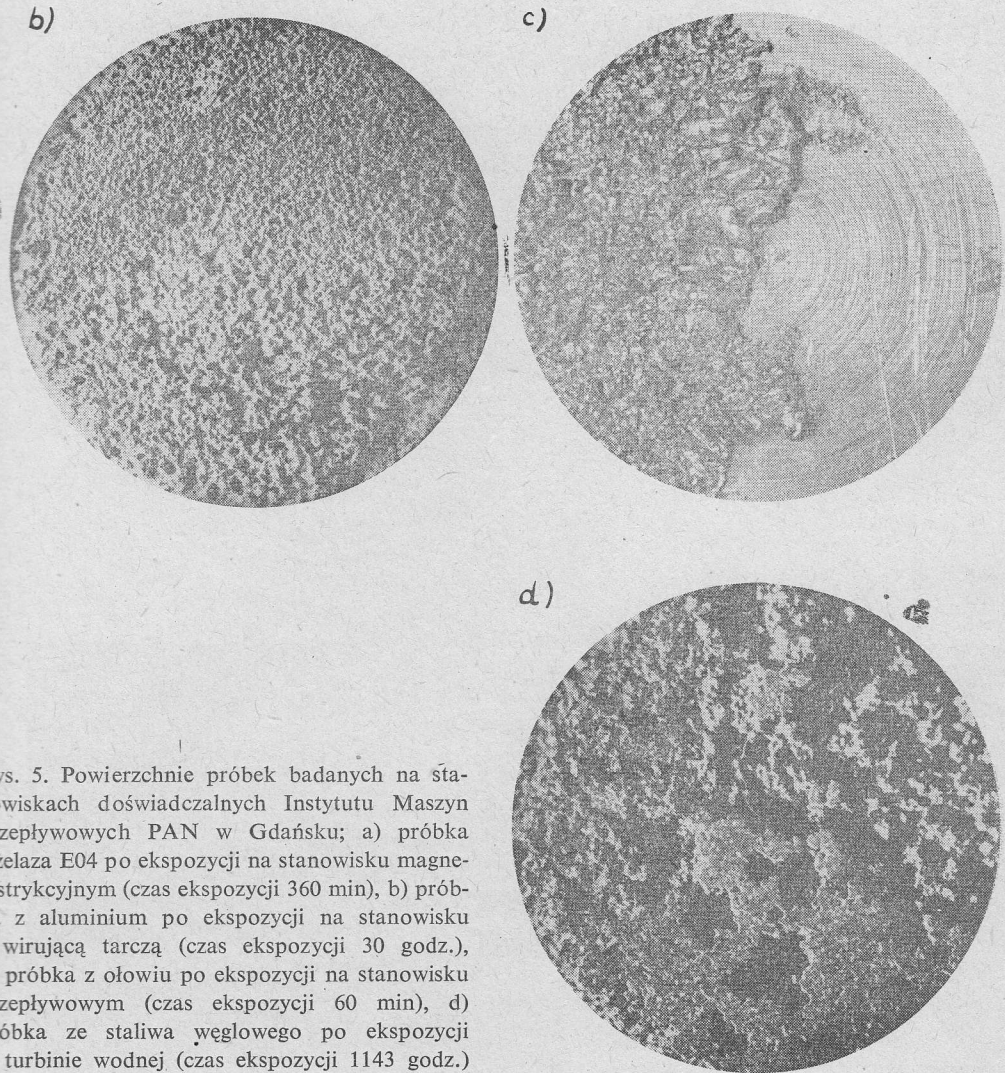
b) fragment wieńca wirnika ze staliwa manganowego,

d) fragment osłony wirnika ze staliwa węglowego



- punktowy, wżery odosobnione (wgnięcia), które po pewnym czasie działania kawitacji łączą się ze sobą i tworzą kraterzy,
- pasmowy, wżery w postaci bruzd, uformowane pod wpływem kawitacji przepływowej,
- bezpostaciowy, wżery bez określonej wyraźnej postaci geometrycznej, wyglądem zbliżone do zdeformowanych kraterów,
- podpowierzchniowy, wżery miejscowe, rozbudowane pod powierzchnią materiału, który po pewnym czasie staje się „gąbczasty”.

Układ punktowy (rys. 6a) występuje na ogół na gładkich i nieruchomych powierzchniach, w miejscach objętych quasi-stacjonarną częścią obłoku kawitacyjnego. Podobny układ jest związany z kawitacją akustyczną, wywołaną np. przez pulsator magnetostrykcyjny. Przy układzie punktowym rozkład wżerów należy uznać za statystyczny.

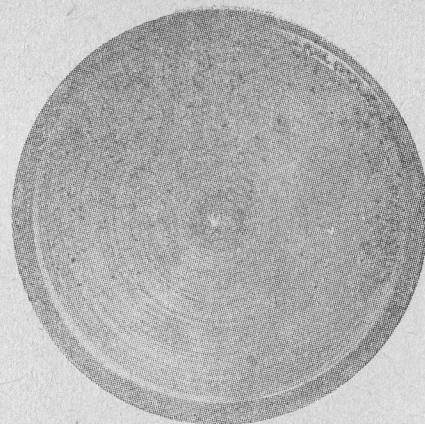
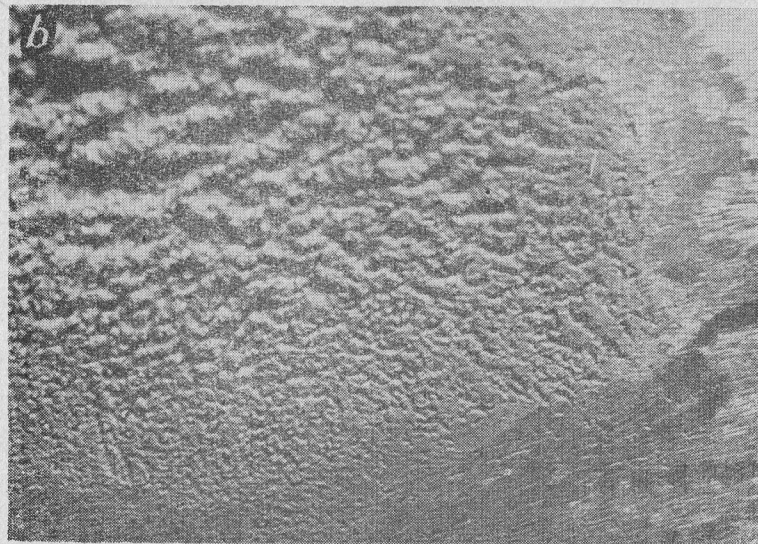
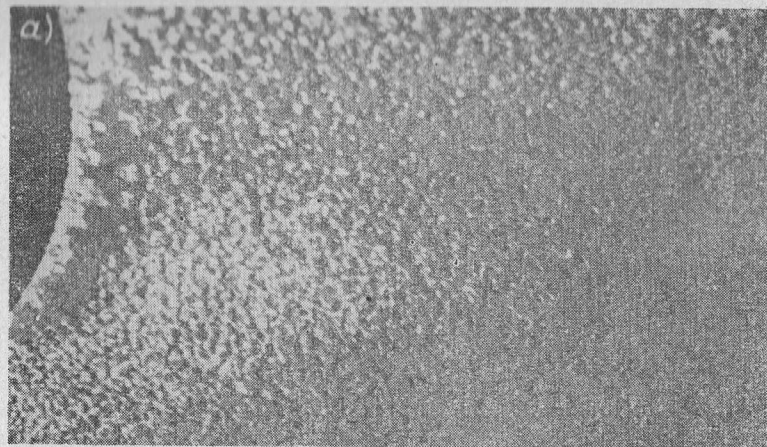


Rys. 5. Powierzchnie próbek badanych na stanowiskach doświadczalnych Instytutu Maszyn Przepływowych PAN w Gdańsku; a) próbka z żelaza E04 po ekspozycji na stanowisku magnetostrykcyjnym (czas ekspozycji 360 min), b) próbka z aluminium po ekspozycji na stanowisku z wirującą tarczą (czas ekspozycji 30 godz.), c) próbka z ołowiu po ekspozycji na stanowisku przepływowym (czas ekspozycji 60 min), d) próbka ze staliwa węglowego po ekspozycji w turbinie wodnej (czas ekspozycji 1143 godz.)

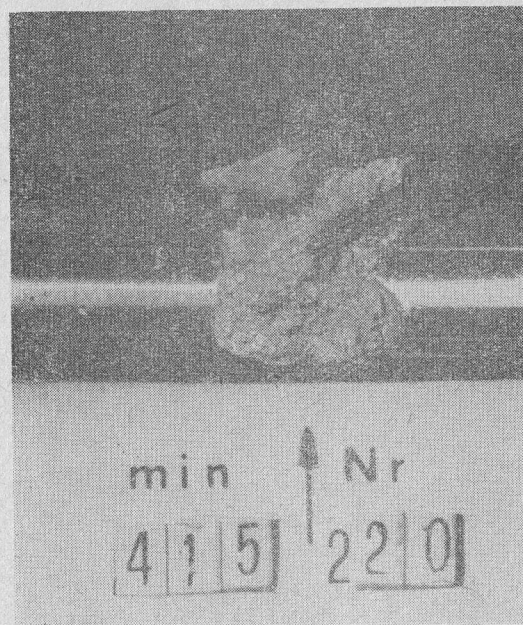
Układ pasmowy (rys. 6b) jest związany z przepływem cieczy i kierunkiem prędkości względnej. Występuje na ogół na elementach poruszających się z dużą prędkością, w miejscach objętych kawitacją niestacjonarną, przemieszczającą się ruchem drgającym względem elementu. Wydłużanie i skracanie obłoku kawitacyjnego, a w szczególności przenoszenie jego fragmentów przez strumień cieczy, powoduje dodatkowe działanie erozyjne.

Układ nazwany bezpostaciowym (rys. 6c) jest przejawem działania na materiał uderzeń strumienia cieczy o stosunkowo dużej „gęstości” i „grubości” oraz fal uderzeniowych o dużej energii. Ten typ uszkodzeń obserwuje się również na powierzchni materiałów o niskiej granicy plastyczności, poddanych działaniu kawitacji o dużym natężeniu.

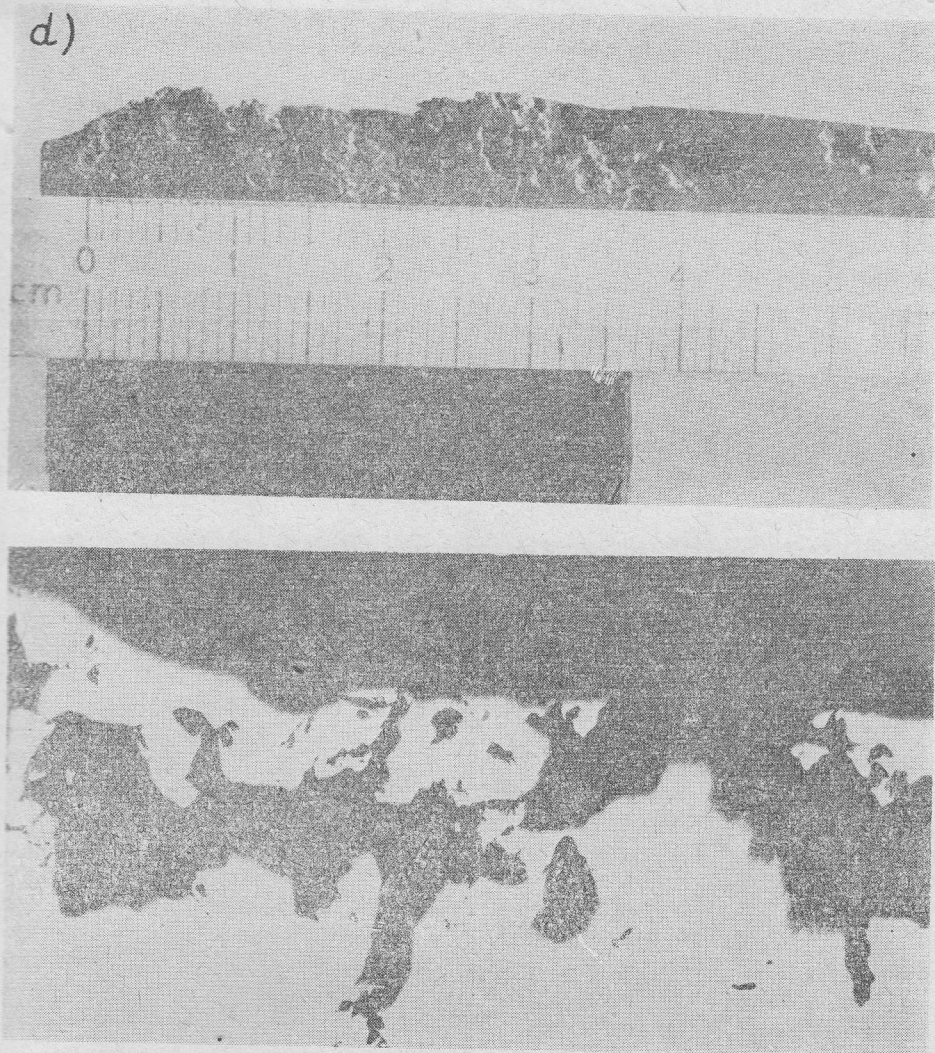
Układ podpowierzchniowy (rys. 6d) występuje przeważnie na skutek oddziaływania quasi-stacjonarnej części obłoku kawitacyjnego na stopy z wyraźnie heterogeniczną



Rys. 6. Charakterystyczne układy wżerów kawitacyjnych; a) wżery odosobnione (układ punktowy) na piąście wirnika pompy i na próbce ze stali węglowej poddanej działaniu kawitacji „zrywowej” o małym natężeniu, b) wżery w postaci bruzd (układ pasmowy) na łopatkę wirnika pompy oraz na próbce ze stali węglowej poddanej działaniu kawitacji „zrywowej” o dużym natężeniu,



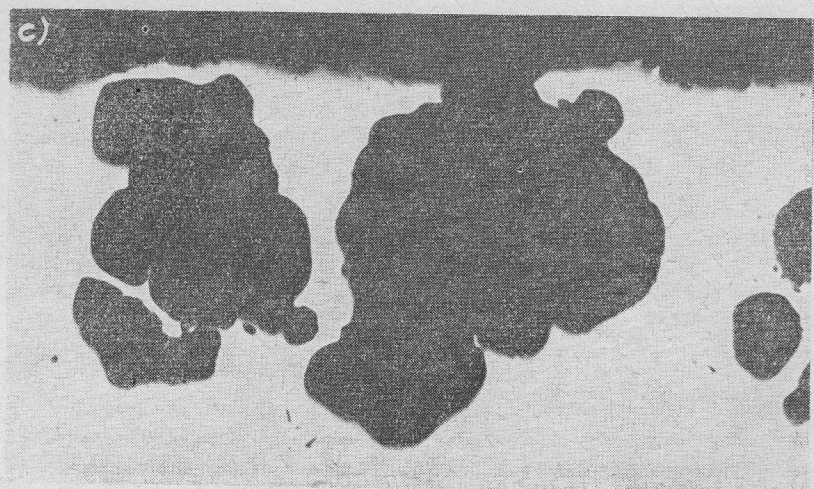
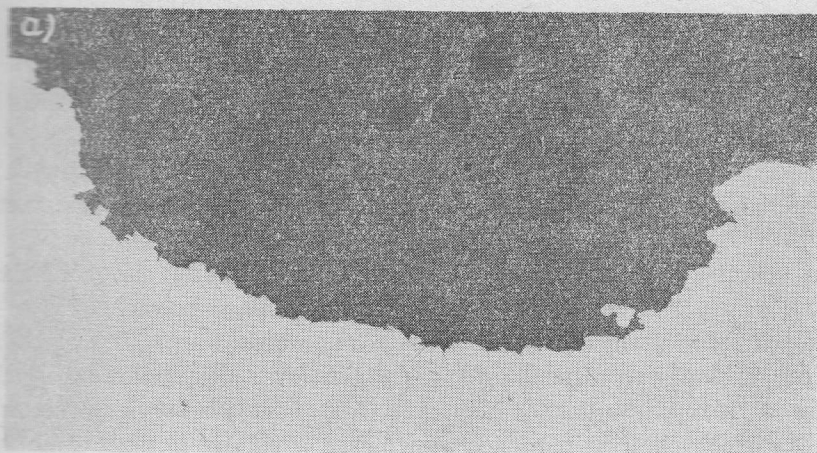
c) wżery bez określonej postaci (układ bezpostaciowy) na połączeniu skrzydła z piastą śruby okrętowej oraz na próbce z brązu podanej działaniu uderzającej strugi



Rys. 6d. Wżery podpowierzchniowe w osłonie wirnika turbiny i w próbce z mosiądzu poddanej działaniu kawitacji „zrywowej” o dużym natężeniu

strukturą i niejednorodnymi własnościami fizykochemicznymi. Wskutek niejednorodności składników strukturalnych i innych wad materiałowych (pęknięcia, szczeliny, wtrącenia niemetaliczne) niszczenie przebiega selektywnie; rozwija się w najbardziej słabych miejscach. Przy stalach węglowych dochodzi znaczny udział korozji, która przyspiesza rozwój wżerów w głębi materiału.

Przebieg zjawiska kawitacji oraz rodzaj i stan materiału określają również konfigurację wżerów kawitacyjnych. Duży wpływ na formowanie i kształty wżerów wywierają wady materiałowe (skazy, pęknięcia, wtrącenia itp.), które ułatwiają penetrację zaburzeń kawitacyjnych w głąb materiału. W związku z tym, konfiguracja wżerów jest rozmaita. Na rys.



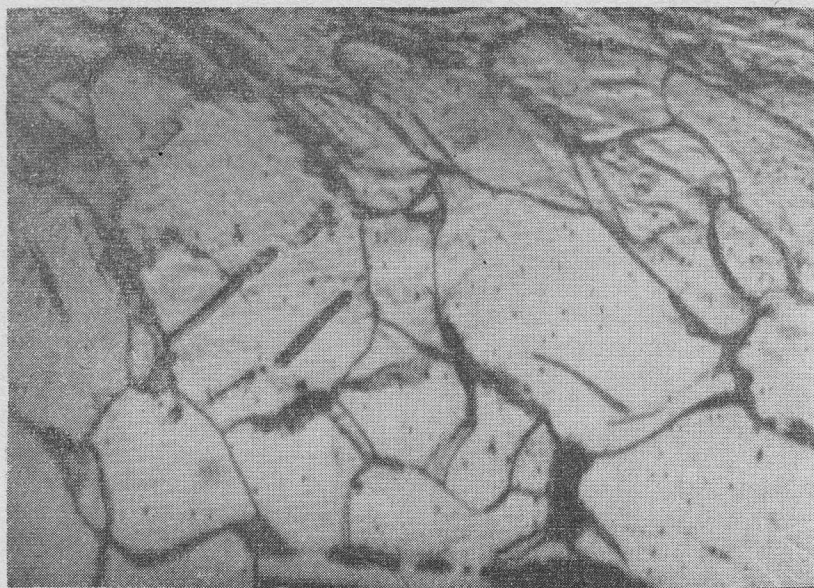
Rys. 7. Konfiguracja wżerów kawitacyjnych (według [36]); wżer otwarty (a), szczelinowy (b) i komorowy (c)

7a-c przedstawiono kilka wżerów uformowanych pod wpływem kawitacji występującej w naturze i wywołanej w warunkach laboratoryjnych.

Obserwowane różnice skłoniły Krzysztofowicza [36] do podziału wżerów na szczelinowe, otwarte — wnękowe oraz komorowe. Według [36] w materiałach o strukturze jednorodnej istnieje tendencja do powstawania wżerów otwartych — wnękowych (rys. 7a), zaś w materiałach niejednorodnych — wżerów szczelinowych względnie komorowych (rys. 7b, c).

Próbki materiałów obserwowane pod mikroskopem wykazują na ogół zmiany strukturalne w warstwie wierzchniej (najczęściej zniekształcenia w postaci zgniotu — rys. 8) oraz mikropęknięcia wywołane kawitacją. Miejsca i grubości warstw, w których obserwuje się tego rodzaju skutki, są różne dla różnych materiałów i niejednakowe dla tych samych materiałów w różnych warunkach ekspozycji. Tak na przykład stwierdzono, że grubości warstw odkształconych przez kawitację występującą w naturze są przeważnie większe od tych, jakie obserwuje się na próbkach niszczone w warunkach laboratoryjnych.

Obserwacje mikroskopowe (złądów trawionych) prowadzone w Zakładzie Dynamiki Cieczy IMP PAN nie zawsze ujawniały odkształcenia plastyczne wywołane kawitacją. Istnienie tych odkształceń wykrywano na podstawie pomiaru mikrotwardości. Mierząc mikrotwardość w miejscach nie objętych działaniem kawitacji oraz w obszarze zniszczeń kawitacyjnych — wywołanych w warunkach naturalnych i laboratoryjnych — ustalono, że utwardzanie materiału jest nierozłączną konsekwencją oddziaływań kawitacyjnych na materiał. Należy przypuszczać, że o występowaniu efektów wizualnych (odkształcenia widoczne pod mikroskopem) decyduje nie tylko materiał lecz również forma, wartość i częstotliwość obciążeń kawitacyjnych. W tabeli 2 zamieszczono wyniki pomiarów mikrotwardości wykonanych metodą Hanemanna. Z zestawienia wartości liczbowych wynika, że na skutek działania kawitacji na materiał następował wzrost mikrotwardości od 30 do



Rys. 8. Struktura stali w warstwie wierzchniej zniekształcona wskutek działania kawitacji

Tabela 2

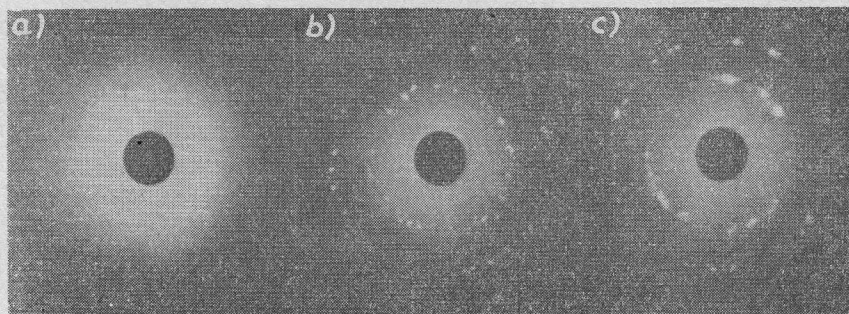
Zmiana mikrotwardości materiału na skutek działania kawitacji (wg badań własnych)

Materiał	Twardość <i>HB</i> w [kp/mm ²]	Przebieg badań		Mikrotwardość μHV [kp/mm ²]		Wzrost mikro- twardo- ści [%]
		Sposób wytwarzania kawitacji	Czas ekspozycji	Przed doświad- czeniem	W obsza- rze znisz- czeń ka- witacyj- nych	
Żelazo „armco”	98 ÷ 101	magnetostrykcja	360 min	110	145	31,8
		wirująca tarcza	300 min	112	156	39,3
		w naturze	723 godz.	108	160	48,1
Mosiądz (μHV w fazie α)	126 ÷ 128	magnetostrykcja	360 min	116	166	43,1
		wirująca tarcza	300 min	118	176	49,2
Staliwo węglowe (μHV fer- rytu)	156 ÷ 159	magnetostrykcja	360 min	164	214	30,5
		wirująca tarcza	300 min	170	229	34,7
		w naturze	1143 godz.	166	240	44,6

50%. Znacznie szybciej można wykryć odkształcenia plastyczne za pomocą dyfrakcji promieni X (rys. 9).

Powyższe spostrzeżenia, dotyczące deformacji sieci i zgniotu powierzchniowego, można uważać za jeden z dowodów na mechaniczny charakter niszczenia materiału wskutek kawitacji.

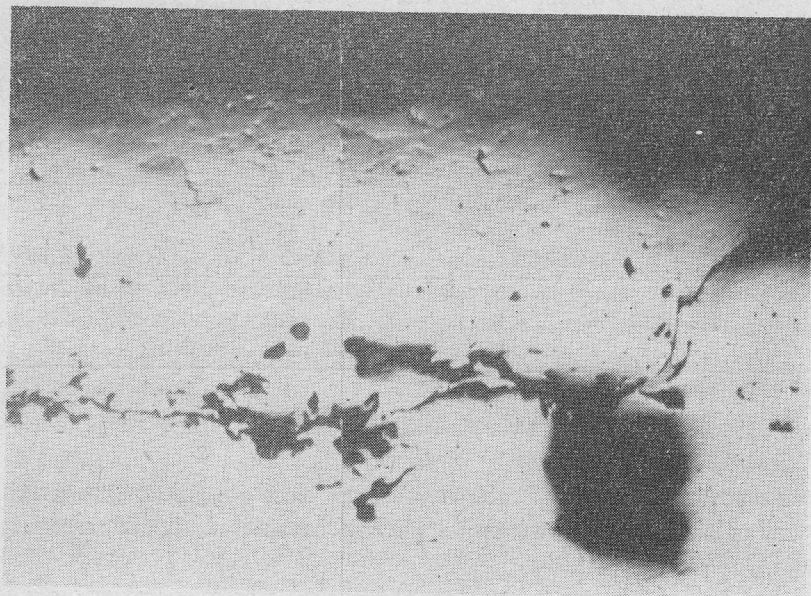
Śledząc pod mikroskopem zmiany zachodzące w warstwach wierzchnich różnych próbek materiałów, nie wykryto prawidłowości*, które wskazywałyby na jednakowy



Rys. 9. Dyfrakcja promieni X na próbce z niklu (według [8]); przed ekspozycją (a), po 2 s (b) i po 10 s działania kawitacji (c)

* Wychodząc z założenia, że każda granica ziarn stanowi nieciągłość w regularnym rozmieszczeniu atomów i jest miejscem gromadzenia pewnej nadwyżki energii, przypuszczano, że rozwój mikroszczelin i oddzielanie cząstek materiału powinny rozpoczynać się na granicy ziarn. W rzeczywistości stwierdzono, że mikropęknięcia, poprzedzające ubytki masy materiału, rozwijają się zarówno w ziarnach jak i na granicach ziarn (przy ziarnach małych pęknięcia są z reguły mniejsze niż przy ziarnach dużych). W pewnych przypadkach (w materiałach polikrystalicznych) granice ziarn mogą wpływać hamująco na rozwój pęknięć.

przebieg procesu niszczenia. W tych warunkach przypuszcza się, że zapoczątkowanie i rozkład uszkodzeń materiału jest losowy. Przypuszczenie to nie wyklucza oczywiście faktu, że przebieg niszczenia zależy od własności fizykochemicznych i struktury materiału oraz, że różne miejsca w materiale posiadają różną skłonność do uszkodzeń. Szczególnie podatne na uszkodzenia są te miejsca, w których występują wtrącenia niemetaliczne, wady



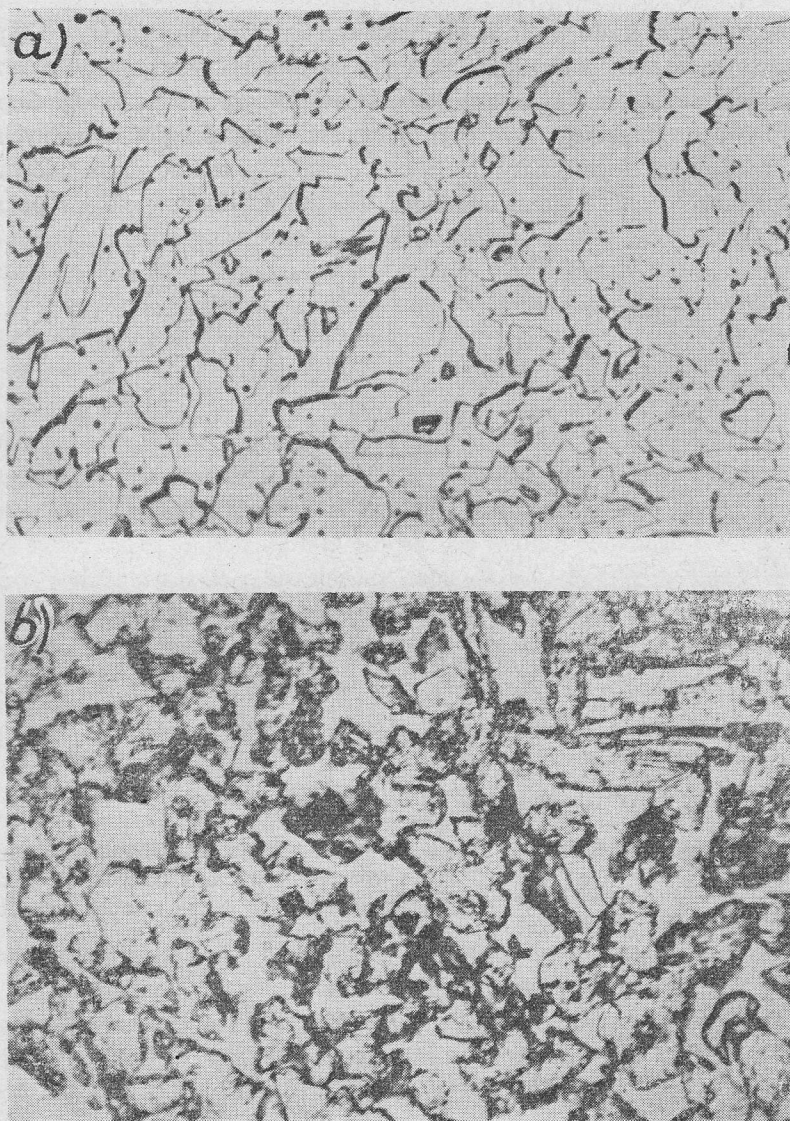
Rys. 10. Rozwój wżerów kawitacyjnych w kierunku wad materiałowych

materiałowe (rys. 10), defekty budowy krystalicznej, koncentracje naprężeń itp. okoliczności sprzyjające zwiększeniu wrażliwości i zmniejszeniu odporności materiału na obciążenia kawitacyjne. Rozwój uszkodzeń jest również ułatwiony wskutek niejednorodności strukturalnych i anizotropowości własności mechanicznych materiału. Tak na przykład dużą skłonność do niszczenia mają stopy z wyraźnie heterogeniczną strukturą i niejednorodnymi własnościami fizykochemicznymi. Dlatego też niszczenie stopów przebiega na ogół selektywnie.

5. Przebieg niszczenia w czasie

Niszczenie materiału rozpoczyna się od odkształceń, które objawiają się zmatowieniem powierzchni (wskutek translacji w kryształach) oraz mikropęknięciami. Tego rodzaju objawy obserwujemy często na powierzchniach elementów przepływowych hydraulicznych maszyn wirowych w początkowym okresie ich eksploatacji. W tym okresie ubytki masy praktycznie nie występują.

Wzrost energii wewnętrznej materiału oraz zapoczątkowanie odkształceń i zmian własności fizycznych w warstwie wierzchniej odbywa się bezpośrednio po wprowadzeniu ma-

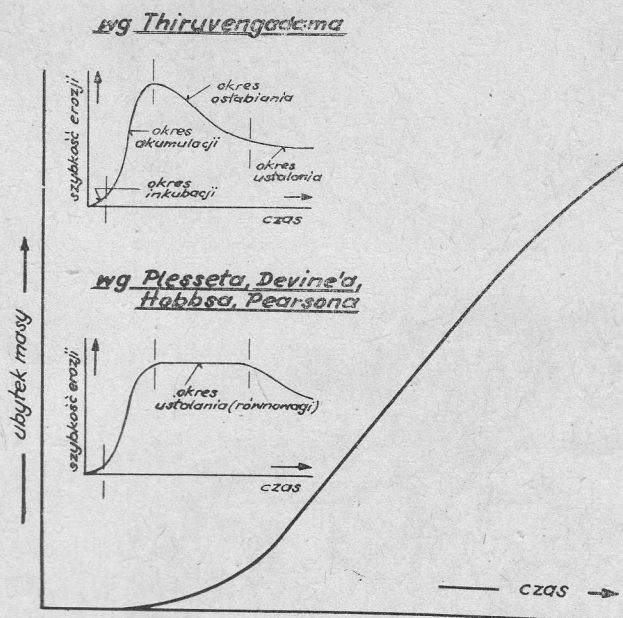


Rys. 11. Zmiany na powierzchni próbki z mosiądzu M60 w początkowym okresie niszczenia; a) stan wyjściowy, b) po 10 min ekspozycji na stanowisku doświadczalnym

materiału w strefę działania kawitacji (rys. 9). Zmiany powierzchniowe niedostrzegalne gołym okiem można wykryć pod mikroskopem (rys. 11).

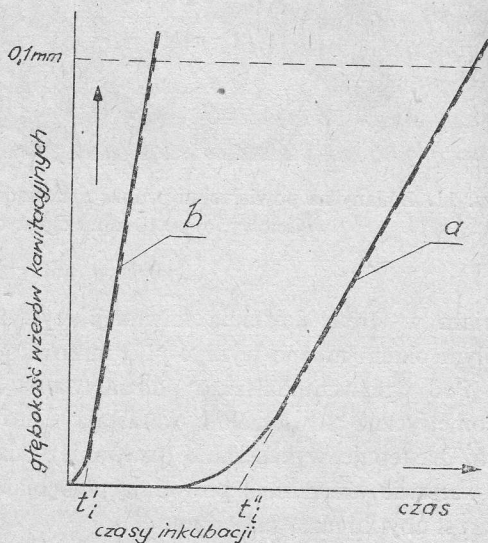
Pod wpływem dalszego oddziaływania kawitacji na materiał zmienia się struktura geometryczna powierzchni, wzrastają nierówności, pojawiają się szczeliny i wgłębienia oraz następuje wykruszanie (usuwanie) mikrocząsteczek materiału. Postępujące zmiany w strukturze wierzchniej powodują pogłębianie i rozszerzanie wżerów kawitacyjnych oraz zmniejszenie masy materiału.

Ubywanie masy materiału w czasie nie przebiega liniowo. Na ogół (rys. 12) po okresie charakteryzującym się małymi ubytkami następuje okres intensywnego niszczenia materiału, po którym niszczenie słabnie. Ten ostatni etap jest związany ze zmianą topografii powierzchni, która wpływa na przebieg niszczenia materiału. Długości poszczególnych okresów oraz odpowiadające im ubytki masy zależą od warunków kawitacyjnych (głównie natężenia kawitacji) oraz rodzaju i stanu materiału. Tak na przykład w okresie początkowym



Rys. 12. Ubywanie masy materiału w czasie (krzywa erozji kawitacyjnej — rysunek poglądowy)

Rys. 13. Niszczenie materiału w okresie inkubacji — „z opóźnieniem” (a) i „natychmiastowe” (b)



występują (rys. 13) albo dwa etapy charakterystyczne (krzywa *a*) — pierwszy, w którym ubytki masy są bardzo małe i praktycznie niemierzalne oraz drugi, w którym ubytki są mierzalne i zwiększają się stosunkowo wolno z czasem — lub tylko jeden (krzywa *b*), w którym ubytki są mierzalne prawie natychmiast po wprowadzeniu materiału w obszar objęty kawitacją.

Na rysunkach 14a i b przedstawiono krzywe ubytków masy i szybkości niszczenia żelaza „armco” wyznaczone na podstawie ekspozycji próbek na dwóch różnych stanowiskach doświadczalnych Zakładu Dynamiki Cieczy IMP PAN. Przebieg szybkości niszczenia w czasie jest w obu przypadkach podobny i typowy dla większości materiałów narażonych na erozję kawitacyjną w naturze. W obu przypadkach można też wyróżnić cztery charakterystyczne okresy niszczenia, a mianowicie: inkubacji, przyspieszania (akumulacji), opóźniania (osłabiania) i ustalania (równowagi). Doświadczenie poucza, że zachowanie się tych samych materiałów w poszczególnych okresach może być różne [9, 24]. Przykładem tego są krzywe przedstawione na rysunku 15. Wskazują one na zmianę szybkości niszczenia materiału w czasie pod wpływem zmiany nasilenia kawitacji. Można stąd wnioskować, że nie zawsze niszczenie materiału odbywa się według podanego schematu, który zakłada cztery, wyraźnie różniące się między sobą okresy. Ponieważ szybkość niszczenia materiału w czasie może posiadać różny charakter (w zależności od warunków kawitacyjnych i materiału), dlatego niektórzy badacze [8, 57] proponują, aby ocenę odporności materiału na erozję kawitacyjną odnosić do okresu, w którym szybkość ubywania masy jest ustalona.

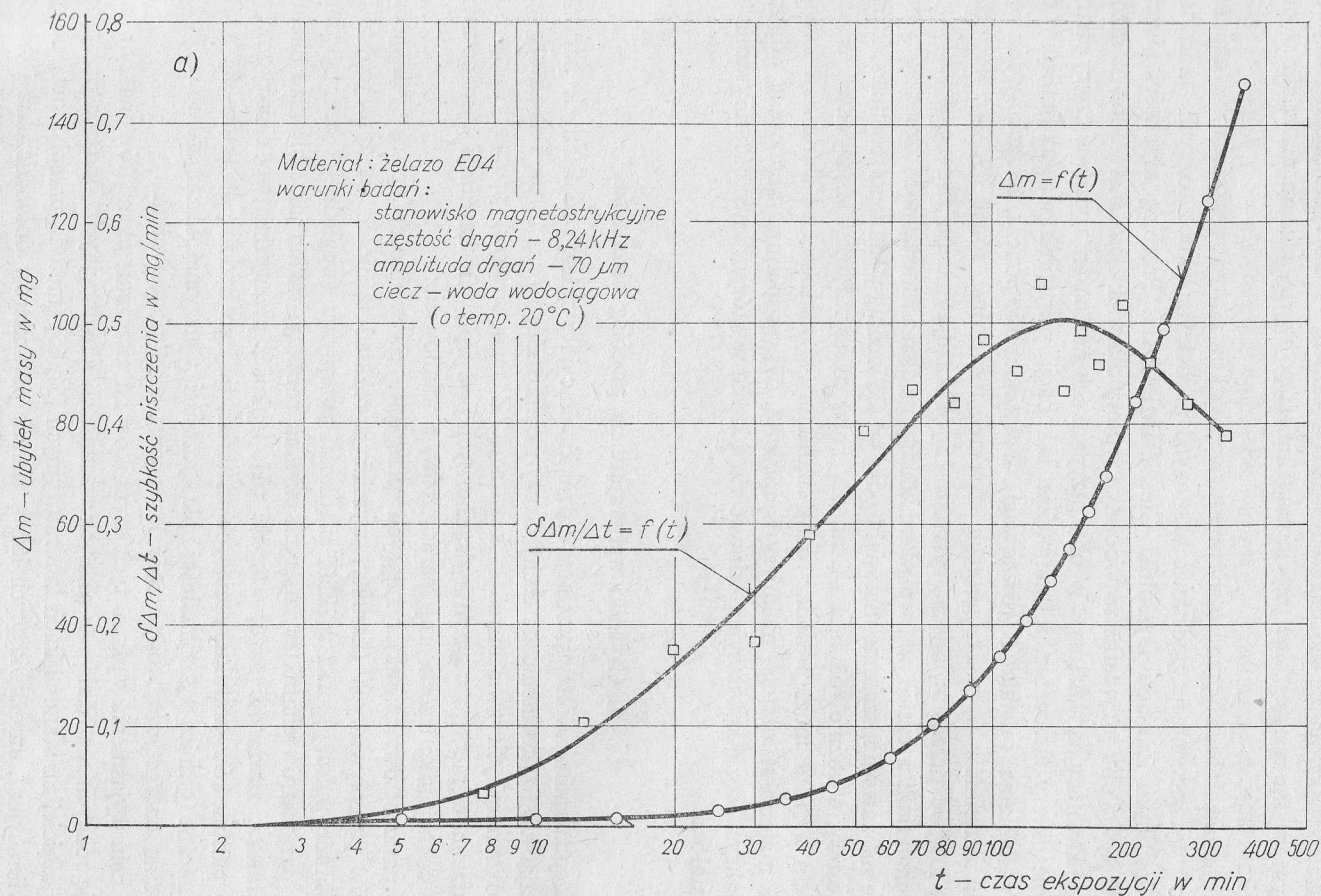
6. Czynniki wpływające na przebieg niszczenia

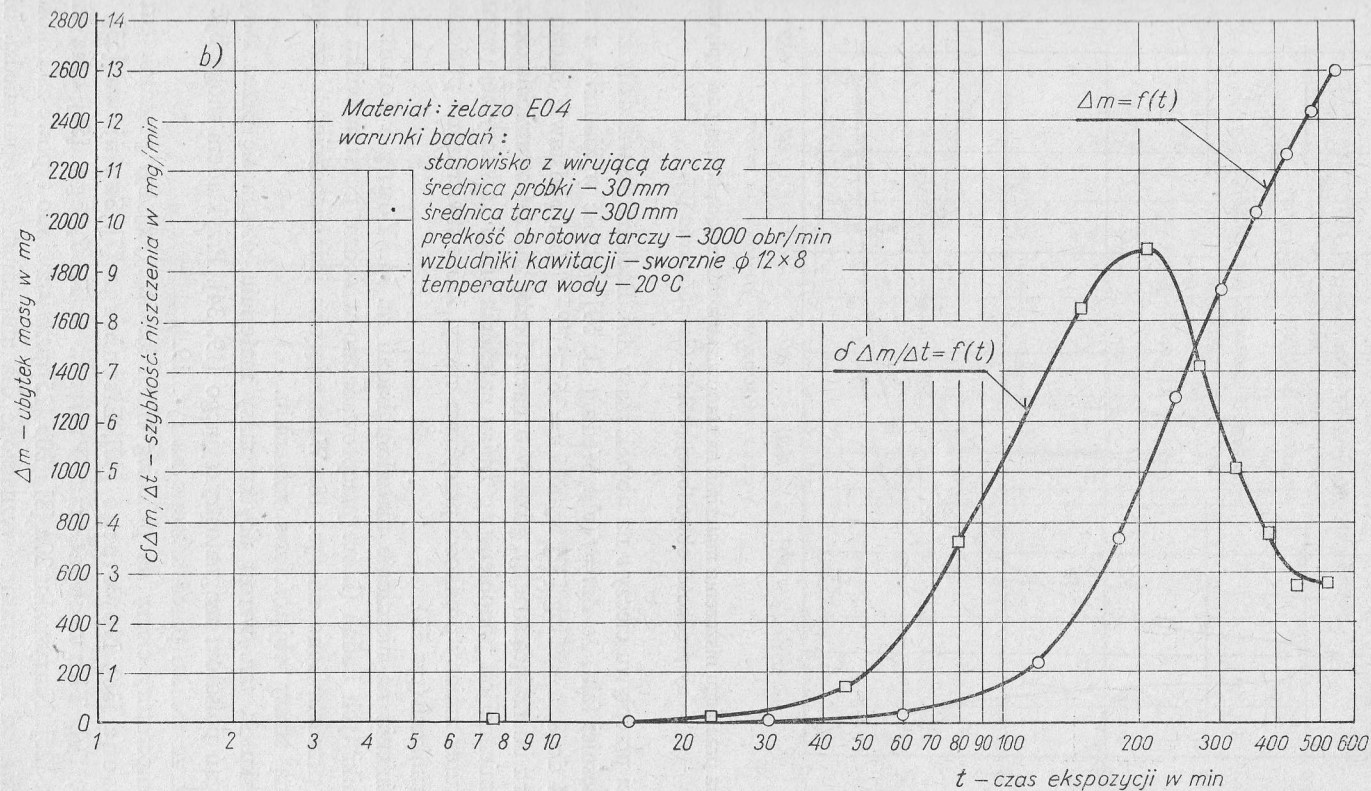
Jak już nadmieniono, przebieg erozji kawitacyjnej zależy od licznych parametrów określających fizykochemiczne cechy cieczy i ciała stałego oraz formę i strukturę zjawisk hydrodynamicznych związanych z kawitacją. Z tego względu przewidywanie stopnia uszkodzenia elementów maszyn hydraulicznych pod wpływem kawitacji wymaga uwzględnienia co najmniej trzech grup parametrów, a mianowicie:

- parametrów charakteryzujących przepływ, tj. wielkości opisujących geometrię kanałów przepływowych (kształty, wymiary), rozkład ciśnienia (w tym, częstotliwość i amplitudę pulsacji) oraz rozkład prędkości przepływu (względnej i bezwzględnej),
- parametrów charakteryzujących czynnik roboczy, takich jak np. skład chemiczny, temperatura, zawartość gazu, wartość pH, lepkość, przewodnictwo elektryczne,
- parametrów charakteryzujących materiał, tj. jego budowę strukturalną, własności mechaniczne (granice wytrzymałości i plastyczności, wytrzymałość zmęczeniową, twardość, itp.), stan energetyczny, odporność korozyjną, stan powierzchni.

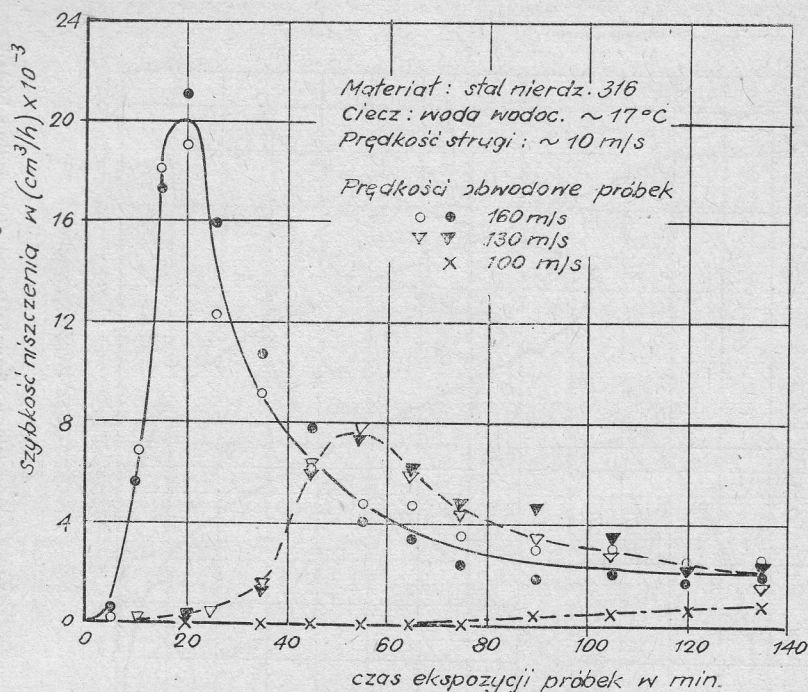
W celu wyjaśnienia wpływu tych czynników na niszczenie elementów maszyn bada się reakcję różnych materiałów w różnych warunkach kawitacyjnych. Badania przeprowadza się najczęściej na stanowiskach laboratoryjnych [51, 65] (metodą przepływową, uderzeniową i wibracyjną), umożliwiającą łatwą zmianę parametrów doświadczenia i dostosowanie ich do warunków pożądaných. Wyniki niektórych doświadczeń z próbkami materiałów przedstawiono na następnych stronach.

Na rysunku 16 przedstawiono wyniki badań Vargi i Sebestyena [59, 60] nad wpły-





Rys. 14. Przebieg niszczenia żelaza E04 na stanowisku magnetostrykcyjnym (a) i na stanowisku z wirującą tarczą (b) (według badań własnych)



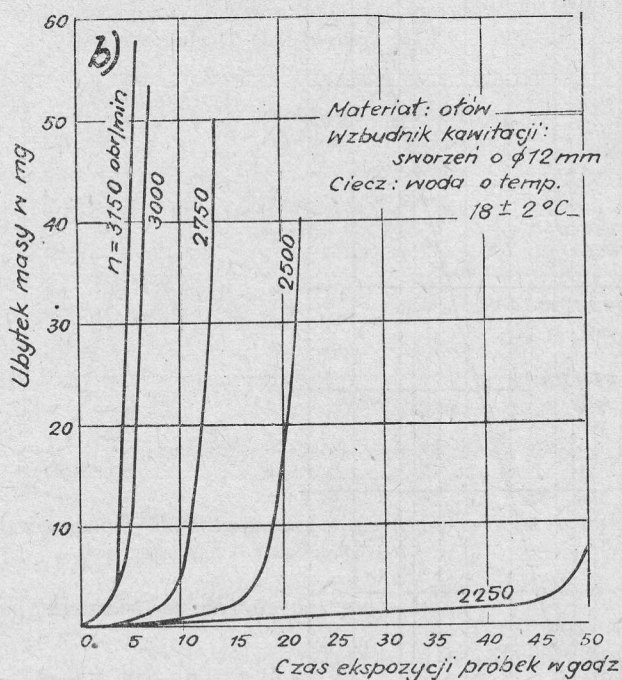
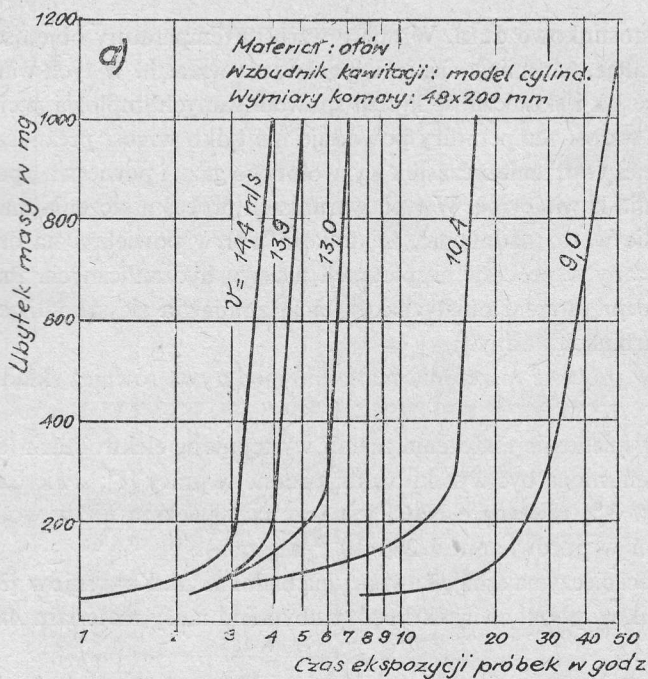
Rys. 15. Zmiana przebiegu niszczenia materiału na stanowisku z uderzającą strugą pod wpływem zmiany prędkości obwodowej próbek (na podstawie [9])

wem prędkości przepływu cieczy v na ubytek masy Δm . Badania potwierdziły zaobserwowany już wcześniej fakt, że $\Delta m = f(v^n)$. Według [3, 59] wartość wykładnika n może się zmieniać od 4 do 8, a według [32] wynosi $n = 36^{1-2 \cdot 10^{-5} N}$ (na podstawie badań próbek na stanowisku z uderzającą strugą), gdzie N oznacza liczbę zderzeń strumienia cieczy z materiałem. Znamienne jest podobieństwo zmian natężenia erozji kawitacyjnej (wyrażonego w W/m^2) wskutek zmiany prędkości przepływu cieczy, które stwierdzono podczas badań w różnych warunkach (rys. 17).

Wpływ ciśnienia na niszczenie materiału badali m. in. Young i Johnston [62]. Wybrane wyniki tych badań (które przeprowadzono w sodzie na stanowisku magnetostrykcyjnym) przedstawiono na rys. 18. Wskazują one jednoznacznie, że ze wzrostem ciśnienia rosną straty objętościowe materiału.

Ten sam skutek, tzn. wzrost ubytku masy materiału, osiąga się przez zwiększenie amplitudy drgań pulsatora magnetostrykcyjnego [19, 34]. Przykładem mogą być wyniki badań próbek ze stellitu przedstawione na rys. 19.

Wpływ temperatury cieczy na przebieg erozji kawitacyjnej był przedmiotem badań m. in. Moussona [38], Nowotnego [40], Eisenberga [7], Szalnjewa [53], Schulmeistra [49, 50], Thiruvengadama, Preisera i Rudy'ego [56] oraz Hobbsa i Rachmana [25]. Na rysunku 20a [8] i 20b [25] przedstawiono typowe zależności szybkości niszczenia od temperatury wyznaczone dla aluminium i stopu miedzi. Mniejszą szybkość niszczenia w temperaturach niższych można tłumaczyć tym, że ciśnienie parowania jest wtedy stosunkowo małe, a zawartość gazu, wpływającego na osłabienie uderzeń



Rys. 16. Przebieg niszczenia ołowiu w zależności od prędkości przepływu wody w tunelu kawitacyjnym (a) oraz prędkości obrotowej wirującej tarczy (b) (według [59, 60])

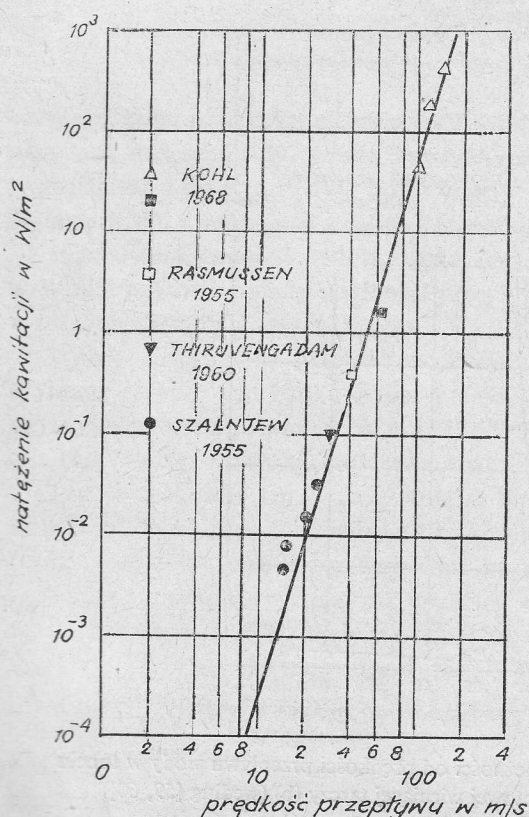
kawitacyjnych, stosunkowo duża. W miarę wzrostu temperatury objętość rozpuszczonego gazu w cieczy maleje, natomiast ciśnienie parowania wzrasta. W tych warunkach zwiększa się zarówno ilość jak i skuteczność kolizji spowodowanych implozją pęcherzyków kawitacyjnych. Dalszy wzrost temperatury powoduje nie tylko wzrost prężności pary nasyconej cieczy, lecz również tworzenie z cząstek wyzwolonego gazu i powietrza „poduszek” amortyzujących uderzenia kawitacyjne. W tych warunkach proces niszczenia materiału słabnie.

Na marginesie warto nadmienić, że dodatni wpływ powietrza na erozję kawitacyjną jest wykorzystywany w procesie eksploatacji maszyn hydraulicznych. Przez doprowadzanie powietrza do przestrzeni objętych kawitacją zmniejsza się szkodliwe skutki tego zjawiska m. in. w turbinach wodnych.

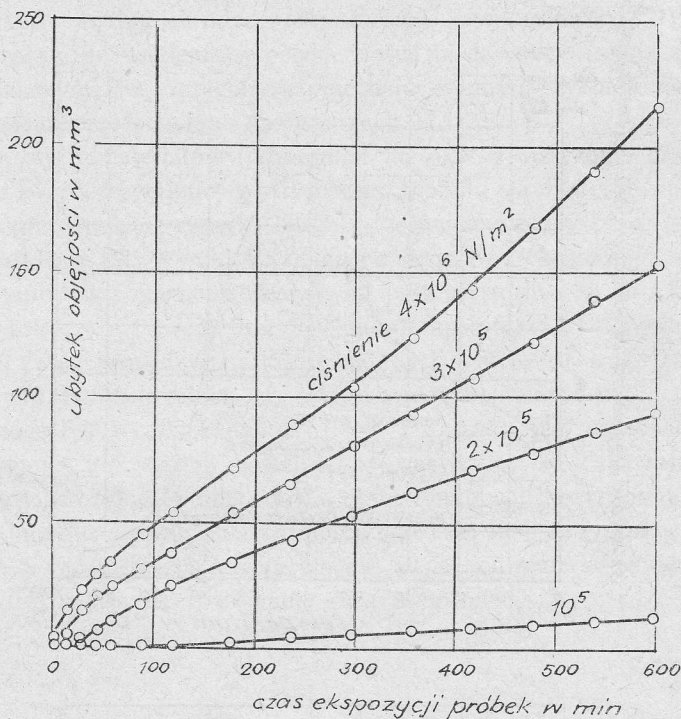
Istotną rolę w procesie niszczenia materiałów odgrywa również skład chemiczny i lepkość cieczy.

Wyraźne przyspieszenie niszczenia metali występuje w elektrolitach (środowisko korozyjne). Przykładem mogą być wyniki badań podane w pracy [8]; stwierdzono, że szybkość niszczenia stali w 3% roztworze NaCl jest trzy razy większa niż w wodzie destylowanej ($90 \cdot 10^{-3}$ mg/min w porównaniu z $260 \cdot 10^{-3}$ mg/min).

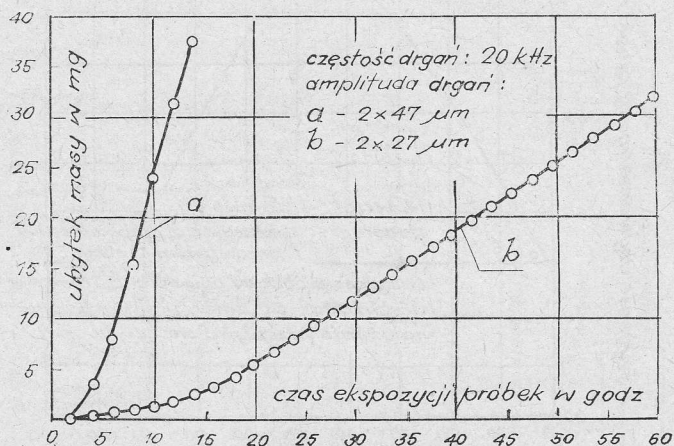
Wpływ lepkości cieczy na erozję kawitacyjną badał m. in. Kozyrjew [33]. Na podstawie uzyskanych wyników podał związek między ubytkiem masy materiału Δm a współczynni-



Rys. 17. Wpływ prędkości przepływu cieczy (opływ wokół profili i elementów cylindrycznych) na natężenie erozji kawitacyjnej (na podstawie [9])



Rys. 18. Wpływ ciśnienia cieczy (roztworu sodu o temperaturze 204 degC) na niszczenie materiału (L-605) (według [62])

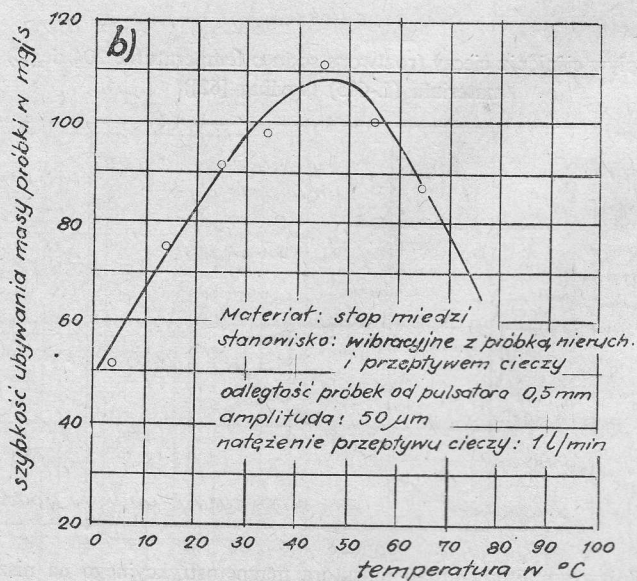
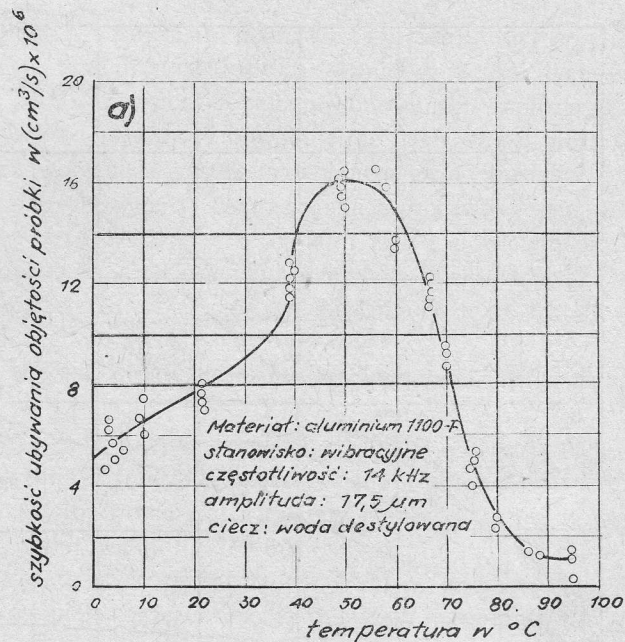


Rys. 19. Wpływ amplitudy drgań pulsatora magnetostrykcyjnego na niszczenie stellitu (według [19])

kiem lepkości kinematycznej ν w postaci następującej:

$$\Delta m = a + \frac{b}{\nu},$$

gdzie a i b oznaczają wartości stałe. Należy przypuszczać, że powodem mniejszych ubytków w cieczach lepkich jest deprecjacja „ciśnienia implodcji” z powodu wzrostu lepkości.

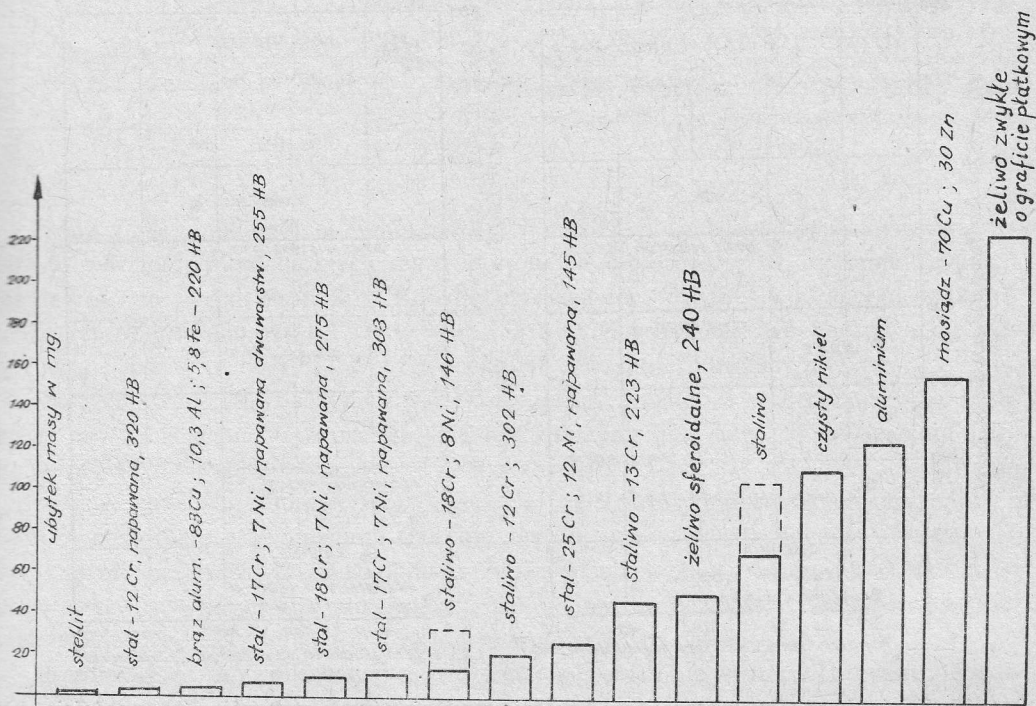


Rys. 20. Wpływ temperatury wody na niszczenie materiału w okresie ustalonym
 (a) według [8], b) według [25])

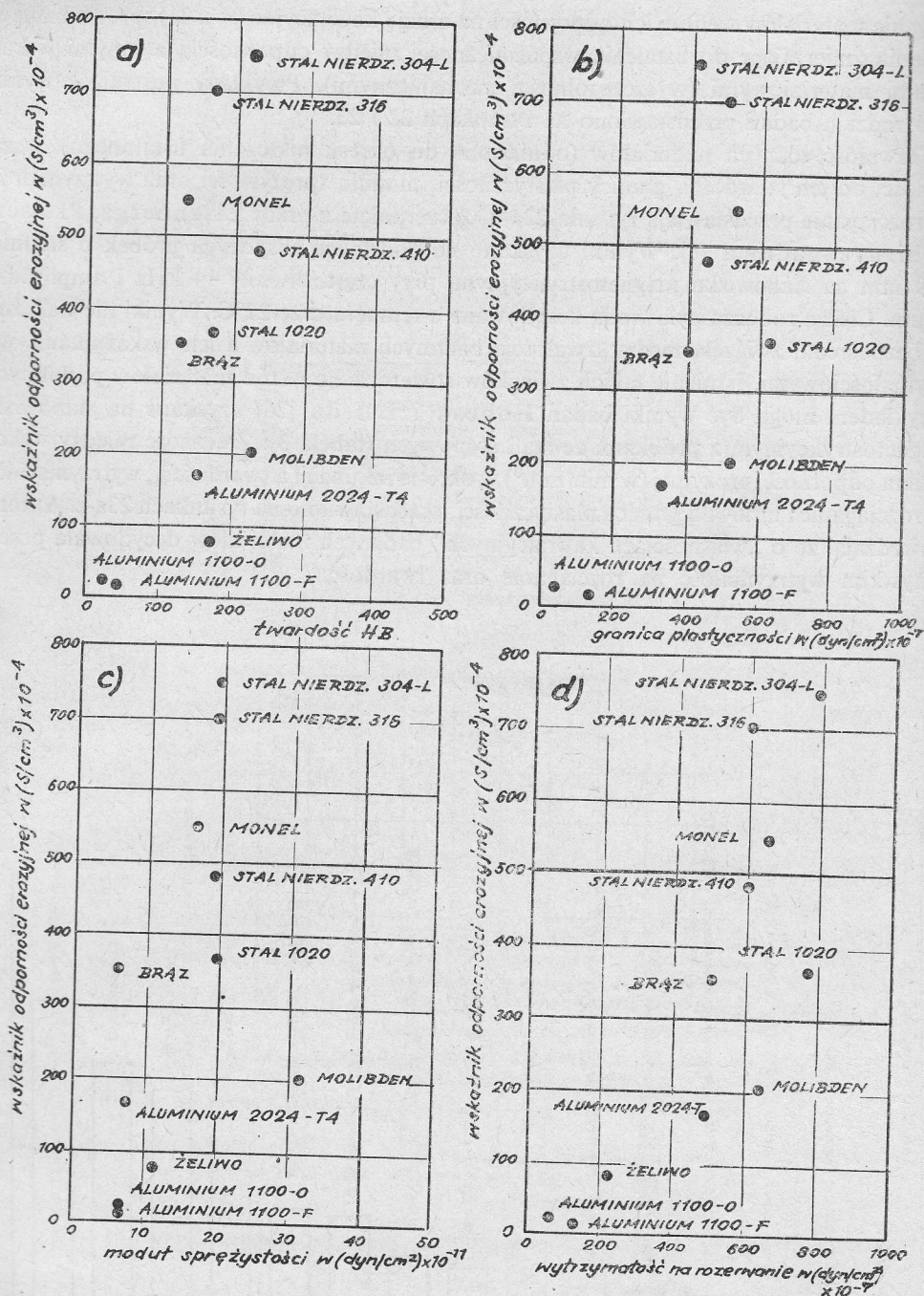
Najwięcej uwagi poświęca się badaniom reakcji różnych materiałów (przede wszystkim metali) na działanie kawitacji. Jest to zrozumiałe, jeśli wziąć pod uwagę wymagania stawiane materiałom przez współczesną technikę oraz to, że materiały konstrukcyjne wykazują dużą rozpiętość odporności na erozję. Oprócz badań mających na celu ocenę i szere-

gowanie materiałów według ich odporności na erozję kawitacyjną (rys. 21), prowadzone są badania zmierzające do ustalenia zależności między odpornością a innymi wskaźnikami materiałowymi (w szczególności mechanicznymi). Przykłady ilustrujące wyniki tego rodzaju badań przedstawiono na rysunkach 22 i 23.

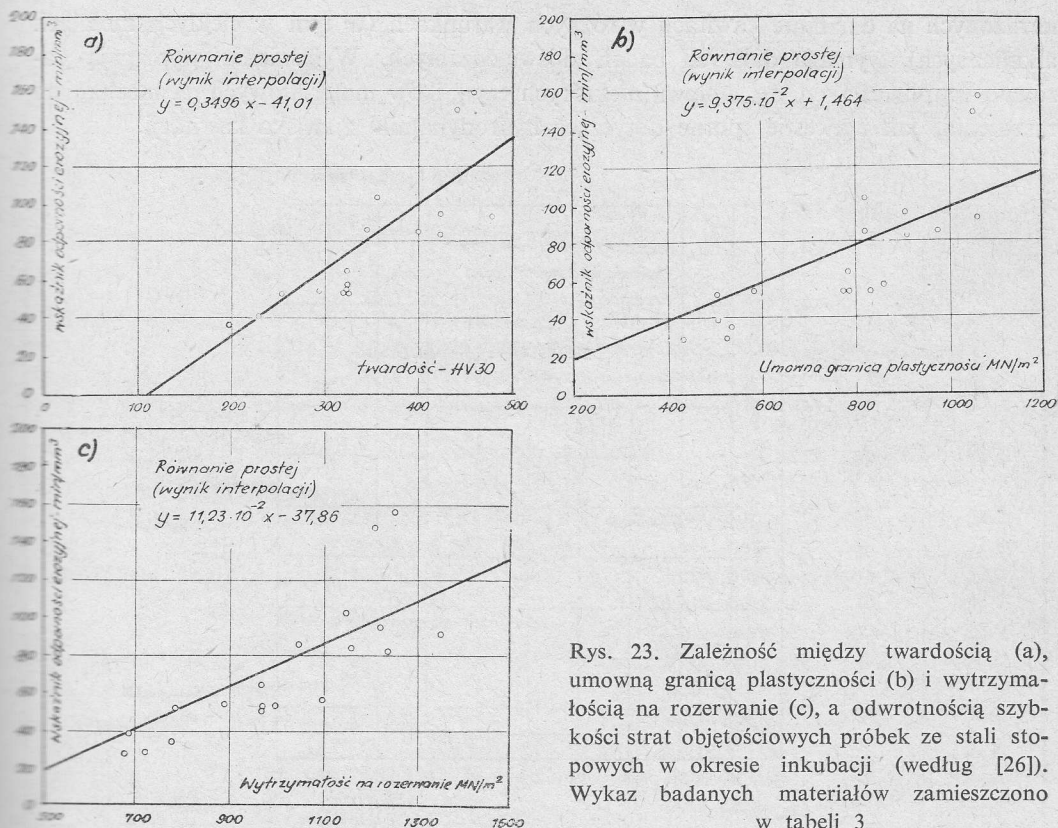
Trwałość różnych materiałów (odniesiona do okresu niszczenia ustalonego) w zależności od ich twardości, granicy plastyczności, modułu sprężystości oraz wytrzymałości na rozciąganie przedstawiają rysunki 22a-d, zaczerpnięte z pracy Eisenberga, Preisera i Thiruvengadama [8]. Wyniki uzyskano na podstawie ekspozycji próbek o średnicy 15,9 mm na stanowisku magnetostrykcyjnym, przy częstotliwości 14 kHz i amplitudzie 20 μm . Cieczą roboczą była woda destylowana o temperaturze 27°C. Wyniki nie wskazują na bezpośredni związek między trwałością badanych materiałów a ich wskaźnikami wytrzymałościowymi. Istnienie takich związków stwierdza się wśród materiałów podobnych. Przykładem mogą być wyniki badań Hobbbsa i Lairda [26] uzyskane na stanowisku magnetostrykcyjnym z próbkami ze stali stopowych (tabela 3). Zależność między wskaźnikiem odporności erozyjnej (w min/mm^3) w okresie inkubacji a twardością, wytrzymałością na rozciąganie i umowną granicą plastyczności, przedstawiono na rysunkach 23a-c. Autorzy stwierdzają, że o „własnościach kawitacyjnych” badanych materiałów decydowała przede wszystkim wytrzymałość na rozciąganie oraz twardość.



Rys. 21. Przykład szeregowania materiałów według ich odporności na kawitację (na podstawie wyników badań Rheigansa uzyskanych na stanowisku magnetostrykcyjnym przy częstotliwości 6,5 kHz i amplitudzie 42,5 μm ; średnica próbek 16 mm, woda destylowana o temperaturze 24 degC; czas ekspozycji próbek 2 godz.)



Rys. 22. Zależność między własnościami mechanicznymi niektórych materiałów (a) twardością, b) granicą plastyczności, c) granicą sprężystości, d) wytrzymałością na rozernanie) a odwrotnością szybkości strat objętościowych próbek w okresie niszczenia ustalonego (na podstawie [8])



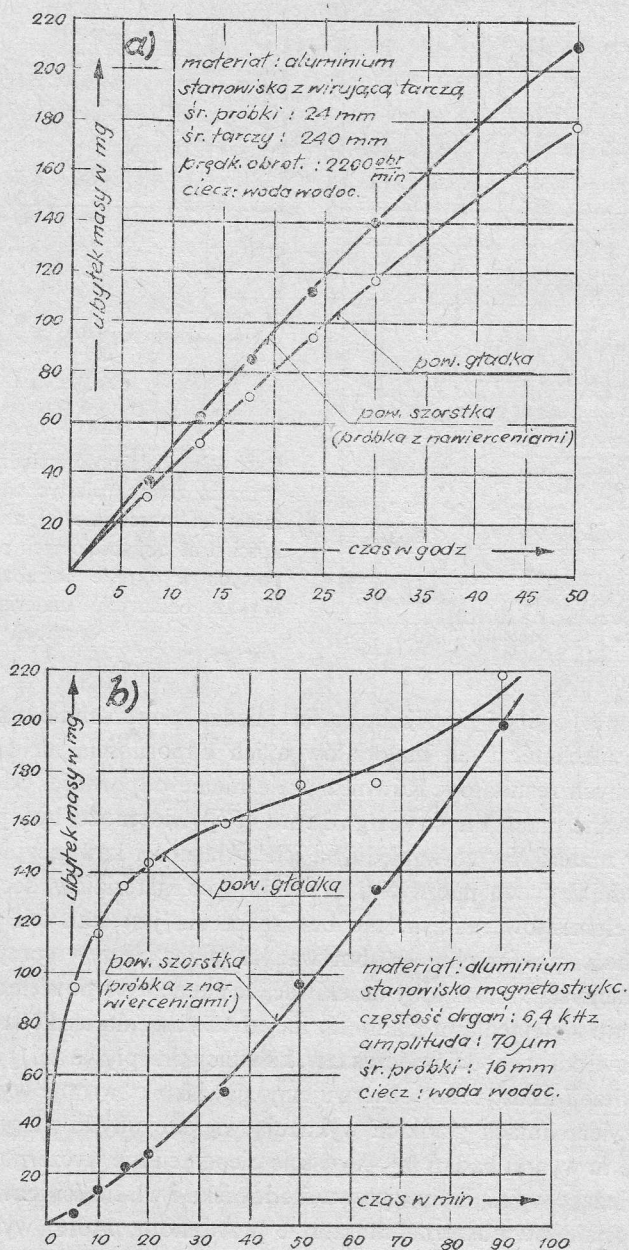
Rys. 23. Zależność między twardością (a), umowną granicą plastyczności (b) i wytrzymałością na rozciąganie (c), a odwrotnością szybkości strat objętościowych próbek ze stali stopowych w okresie inkubacji (według [26]). Wykaz badanych materiałów zamieszczono w tabeli 3

Próby znalezienia ogólnej współzależności między powszechnie używanymi wskaźnikami własności mechanicznych materiałów a ich odpornością na działanie kavitacji nie dały oczekiwanych rezultatów. Również uzależnienie odporności od energii odkształcenia (zaproponowane przez Thiruvengadama [57]) nie może być podstawą do jednoznacznej oceny materiałów ze względu na ich „własności kawitacyjne”.

Oprócz własności fizykochemicznych i strukturalnych materiałów, decydujących o przebiegu niszczenia elementów maszyn, nie bez znaczenia jest stan ich powierzchni [52]. Ponieważ nierówności powierzchni — obmywanych przez ciecz — sprzyjają powstawaniu i rozwojowi kavitacji, stąd należałoby oczekiwać, że elementy o powierzchniach szorstkich będą, w porównaniu z elementami gładkimi, ulegały szybszemu uszkodzeniu. Okazuje się, że taki przebieg zjawiska zachodzi podczas tzw. kavitacji przepływowej (rys. 24a), natomiast podczas tzw. kavitacji akustycznej obserwujemy zjawisko odwrotne (rys. 24b) — próbki materiałów o powierzchniach gładkich wykazują większe ubytki masy.

Przedstawione tu wyniki badań są oczywiście niepełne i nie wyczerpują tematu. Dodatkowe przykłady służące wyjaśnieniu wpływu środowiska i własności materiału na przebieg niszczenia można znaleźć w obszernej literaturze przedmiotu, której wykazy znajdują się m.in. w [3, 8, 30, 35, 39, 41, 47]. Jednak, mimo licznych eksperymentów i ujawnienia szeregu prawidłowości, zrozumienie procesu erozji i przewidywanie reakcji różnych materiałów

narażonych na działanie kawitacji w różnych warunkach (w tym w ciekłych metalach alkalicznych), wymaga dalszych badań doświadczalnych. Wyjaśnienia wymagają zarówno wątpliwości co do wpływu niektórych czynników materiałowych na mechanizm niszczenia, jak i kwestie sporne dotyczące hydrodynamiki zjawiska kawitacji.



Rys. 24. Wpływ stanu powierzchni próbek na ich niszczenie w warunkach kawitacji przepływowej (a) i akustycznej (b)

Tabela 3

Zestawienie materiałów i wyników badań doświadczalnych Hobbsa i Laird [26]

Lp.	Materiał (zawartość składników [%])	Stan	Czas inku- bacji [min]	Odpor- ność ero- zyjna [min/mm ³]
1	Stal marten- zytyczna 13 Cr, 0,15 C (max)	lany, hart.	13	84,5
2	„ 13 Cr, 0,20 C (max)	lany, hart.	87	148,5
3	„ 17/2Cr-Ni, 0,25 C (max)	lany, hart.	87	157,7
4	„ 13 Cr, 0,15 C (max)	lany, odp.	11	28,2
5	„ 13 Cr, 0,15 C (max)	lany, odp.	35	39,7
6	Stal utwardzana dyspersyjnie 15/5,5/1,5/1,5 Cr-Ni-Mo-Cu	kuty, odp.	39	53,4
7	Stal martenzy- tyczna 17/2 Cr-Ni, 0,25 C (max)	lany, odp.	48	54,2
8	„ 13 Cr, 0,2 C	kuty, odp.	30	51,9
9	„ 17/2Cr-Ni, 0,25 C (max)	kuty, odp.	45	57,0
10	„ 13 Cr, 0,2 C	kuty, odp.	30	34,7
11	„ 13 Cr, 0,2 C	kuty, odp.	42	28,9
12	„ 11,5/2,3/1,4 Cr-Ni-Mo	kuty, odp.	42	53,0
13	Stal utwardzana dyspersyjnie 17/4/2,5 Cr-Ni-Cu	lany, hart.	24	94,6
14	„ 17/4/2,5 Cr-Ni-Cu	lany, hart.	66	82,6
15	„ 15/4/2/2,5 Cr-Ni-Mo-Cu	lany, hart.	24	91,7
16	„ 17/4/2,5 Cr-Ni-Cu	lany, odp.	47	51,4
17	„ 17/4/2,5 Cr-Ni-Cu	lany, odp.	5	63,8
18	„ 15/4/2/2,5 Cr-Ni-Mo-Cu	lany, odp.	60	85,3
19	„ 15/4/2/2,5 Cr-Ni-Mo-Cu	lany, odp.	101	102,8

7. Ocena natężenia kawitacji oraz odporności materiału na działanie kawitacji

W pracach omawiających niszczące działanie kawitacji na materiał spotykamy się często z pojęciem „natężenie kawitacji”. Na ogół pod pojęciem tym rozumie się sumę wszystkich skutków spowodowanych w materiale przez implodujące pęcherzyki kawitacyjne. W tym znaczeniu „natężenie kawitacji” nie jest wielkością fizyczną definiowaną w sposób podobny jak np. natężenie dźwięku lub promieniowania, lecz pojęciem charakteryzującym stopień uszkodzenia materiału. W praktyce natężenie niszczącego działania kawitacji określa się najczęściej na podstawie pomiaru:

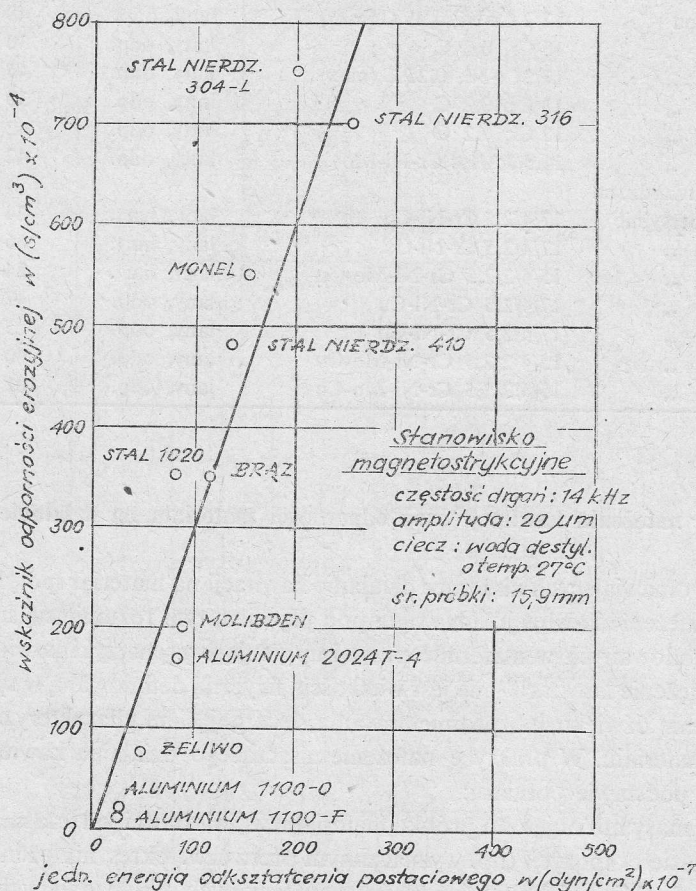
- ubytku masy lub objętości próbki materiału w zależności od czasu, względnie po określonym czasie ekspozycji (np. wyznaczonym przez tzw. okres niszczenia ustalonego),
- ilości i średniej głębokości wżerów kawitacyjnych przypadających na jednostkę powierzchni materiału w różnym czasie lub po określonym czasie ekspozycji,
- zmiany intensywności promieniowania powłok z materiałów radioaktywnych, powstających powierzchnie badanych tworzyw,

– czasu potrzebnego do wywołania określonego zniszczenia materiału lub czasu inkubacji.

Wyniki pomiarów, uzyskane w tych samych warunkach, służą do oceny (klasyfikacji) materiałów pod względem ich odporności na erozję kawitacyjną [26, 30, 32, 41]. Ocena jest oczywiście względna – odnosi się do erozji kawitacyjnej, wywołanej w określonych warunkach i opiera się na porównywaniu zniszczeń materiałów (materiałów między sobą lub z materiałem uznanym za wzorcowy).

Mimo że przy obecnym stanie wiedzy trudno podać definicję umożliwiającą ściśle wyznaczenie natężenia kawitacji oraz zależność między odpornością materiału przeciw niszczącemu działaniu kawitacji a jego własnościami fizykochemicznymi i parametrami charakteryzującymi proces kawitacji, to jednak propozycje wysuwane na ten temat są interesujące i godne uwagi.

Tak np. Hoff, Langbein i Rieger [27] (podobnie zresztą jak Engel [12]) odporność materiału definiują ilorazem energii przekazywanej do materiału przez implodujące

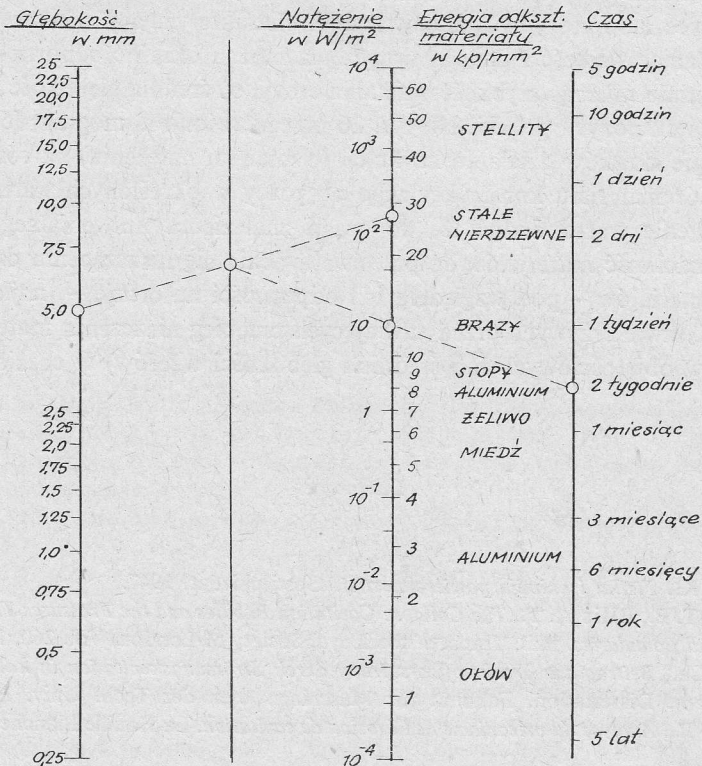


Rys. 25. Zależność między jednostkową energią odkształcenia postaciowego różnych materiałów a odwrotnością szybkości strat objętościowych próbek w okresie niszczenia ustalonego (według [57, 58]).

pęcherzyki (określonej ciśnieniem uderzenia i impedancją akustyczną cieczy) i ubytku objętości materiału. Natężenie kawitacji, odpowiadające energii przekazywanej materiałowi, nazywane jest [57] „natężeniem teoretycznym – na wejściu” („*input intensity*”) w odróżnieniu od „natężenia rzeczywistego – na wyjściu” („*output intensity*”), odpowiadającego energii pochłoniętej przez materiał. Tym ostatnim pojęciem posługuje się Thiruvengadam [57], którego koncepcja oceny odporności materiału na erozję kawitacyjną znalazła duże uznanie. Utożsamiając pracę sił zewnętrznych, wymaganą do usunięcia części materiału o objętości ΔV , z energią E_a pochłoniętą przez materiał, Thiruvengadam podał zależność następującą:

$$E_a = \Delta V \cdot S_e, \quad (33)$$

gdzie S_e jest odpornością erozyjną materiału, równoważną jednostkowej energii odkształcenia niszczącego w stanie ustalonym (energia zaabsorbowana przez jednostkę objętości materiału dla naruszenia jego spójności).



Rys. 26. Nomogram służący do wyznaczania odporności erozyjnej materiałów (według [55])

Na podstawie doświadczeń z próbkami na stanowisku magnetostrykcyjnym, Thiruvengadam i Waring [58] stwierdzili, że trwałość materiału jest proporcjonalna do energii odkształcenia postaciowego (rys. 25). W związku z tym proponuje się (mimo pewnych zastrzeżeń [57]), aby wartość S_e dla danego materiału wyznaczać z wykresu wy-

trzymałościowego „napężenie – odkształcenie”, mierząc odpowiednie pole powierzchni pod krzywą $R=f(\varepsilon)$. Według [8] wartość S_e można też oszacować z zależności następującej:

$$S_e = (R_m + R_e) \frac{\varepsilon}{2}, \quad (34)$$

gdzie R_m – maksymalna wytrzymałość materiału na rozciąganie, R_e – granica plastyczności, ε – maksymalne wydłużenie.

Natężenie kawitacji Thiruvengadam definiuje za pomocą wyrażenia następującego:

$$I = \frac{\Delta V}{A} \cdot \frac{S_e}{t} = i \frac{S_e}{t}, \quad (35)$$

gdzie A oznacza pole powierzchni zniszczonej przez kawitację, t – czas ekspozycji próbki, i – średnią głębokość wżerów kawitacyjnych. Obliczona na podstawie (35) wartość natężenia (w ergach na sekundę i centymetr kwadratowy lub w W/m^2) może być przydatna w praktyce laboratoryjnej, jako wskaźnik charakteryzujący własności stanowiska badawczego. Znajac wartość I danego urządzenia można określić odporność erozyjną S_e badanego materiału mierząc szybkość wnikania erozji, tj. średnią głębokość wżerów kawitacyjnych i czas ekspozycji próbki. Na rys. 26 przedstawiono nomogram [55] umożliwiający oszacowanie skutków działania kawitacji (o znanym natężeniu) na różne materiały, względnie wybór materiału konstrukcyjnego do pracy w określonych warunkach.

Na zakończenie warto dodać, że do czasu znalezienia uniwersalnego wskaźnika, określającego zdolność materiałów do przeciwstawienia się niszczącemu działaniu kawitacji, ocenę materiałów – pod względem ich odporności na erozję – najlepiej przeprowadzać na podstawie krzywych przedstawiających przebieg niszczenia materiałów (zmianę ich ubytków objętościowych lub średnich głębokości wżerów) w czasie.

Literatura

- [1] Adam N. K., *Fizika i chimija powierzchnostiej*. Gostiechizdat, 1947.
- [2] Benjamin T. B., Ellis A. T., *The Collapse Cavitation Bubbles and the Pressures Thereby Produced Against Solid Boundaries*. Phil. Trans. of the Royal Society of London, Vol. 260, 1966.
- [3] Borbe P. Ch., *Beitrag zur Werkstoffzerstörung durch Strömungskavitation in kalten und warmen Brauchwässern*. Dissertation. Fakultät für Maschinenwesen der Tech. Univ. Hannover, 1968.
- [4] Canavelis R., *Analyse du mécanisme de l'érosion de cavitation*. La Houille Blanche, 2 - 3, Grenoble 1968.
- [5] Daily J. W., Johnson V. E., *Turbulence and Boundary Layer Effects on Cavitation, Inception from Gas Nuclei*. Trans. ASME, 78, 1956.
- [6] Eisenberg Ph., *Critical Review on Recent Progress in Cavitation Research*. Cavitation in Hydrodynamics, London 1956.
- [7] Eisenberg Ph., *Cavitation Damage*. Hydronautics Inc., Tech. Rep. 233 - 1, 1963.
- [8] Eisenberg Ph., Preiser H. S., Thiruvengadam A., *On the Mechanisms of Cavitation Damage and Methods of Protection*. Trans. SNAME, Vol. 73, 1965.
- [9] Eisenberg Ph., *Cavitation and Impact Erosion - Concepts, Correlations, Controversies*. Characterization and Determination of Erosion Resistance, ASTM STP 474, 1970.

- [10] Ellis A. I., *Observations on Bubble Collapse*. Calif. Inst. of Tech. Hydrodyn. Lab., Rep. 21 - 12, 1952.
- [11] Engel O. G., *Note on Particle Velocity in Collisions Between Liquid Drops and Solids*. Jour. of Res. of the Nat. Bureau of Standards, Vol. 64A, 1960.
- [12] Engel O. G., *Resistance of White Sapphire and Hot-Pressed Alumina to Collision with Liquid Drops*. Jour. of Res. of the Nat. Bureau of Standards - A. Physics and Chemistry, Vol. 64A, No. 6, 1960.
- [13] Engel O. G., *Impact of Liquid Drops*. Erosion and Cavitation, ASTM STP 307, 1962.
- [14] Engel O. G., *Discussion on Concept of Erosion Strength*. ASTM STP 408, 1967.
- [15] Epstein P. S., Plesset M. S., *On the Stability of Gas Bubbles in Liquid - Gas Solutions*. Jour. Chem. Phys., 18, 1950.
- [16] Flynn H. G., *Physics of Acoustic Cavitation in Liquids*. Physical Acoustics - Principles and Methods, Vol. 1, Academic Press, 1964.
- [17] Fox F. E., Herzfeld K. F., *Gas Bubbles with Organic Skin as Cavitation Nuclei*. Jour. Acoust. Soc. Am., 26, 1954.
- [18] Gilmore F. R., *The Growth and Collapse of a Spherical Bubble in a Viscous Compressible Liquid*. Calif. Inst. of Tech. Hydrodyn. Lab., Rep. 26-4, 1952.
- [19] Gould G. C., *Some Observations on Erosion by Cavitation and Impingement*. Characterization and Determination of Erosion Resistance. ASTM STP 474, 1970.
- [20] Güth W., *Kinematographische Aufnahme von Wasserdampfblasen*. Acustica, 4, 1954.
- [21] Hammit F. G., Ericson D. M., Robinson M. J., *Gas Content, Size, Temperature and Velocity Effects on Cavitation Inception*. Univ. of Mich. Nuclear Eng. ORA, Rep. 03424-31-1, 1966.
- [22] Hampton W., *Das Problem der Kavitationserosion in Flugzeughydrauliksystemen*. Luftfahrttechnik. Raumfahrttechnik 13, 1967.
- [23] Harvey E. N., Mc Elroy W. D., Whiteley A. H., *On Cavity Formation in Water*. Jour. of Appl. Physics, 18, 1947.
- [24] Heymann F. J., *On the Time Dependence of the Rate of Erosion Due to Impingement or Cavitation*. Erosion by Cavitation or Impingement, ASTM STP 408, 1967.
- [25] Hobbs J. M., Rachman D., *Environmentally Controlled Cavitation Test (Improvements in a Cavitating Film Erosion Test)*. Characterization and Determination of Erosion Resistance, ASTM STP 474, 1970.
- [26] Hobbs J. M., Laird A., *Comparative Erosion Tests on Ferrous Materials. Part II: Vibratory Cavitation Tests*. NEL Rep. No. 495, Dep. of Trade and Industry, 1971.
- [27] Hoff G., Langbein G., Rieger H., *Material Destruction Due to Liquid Impact*. Erosion by Cavitation or Impingement, ASTM STP 408, 1967.
- [28] Knapp R. T., Hollander A., *Laboratory Investigations of the Mechanism of Cavitation*. Trans. of the ASME, Vol. 70, 1948.
- [29] Knapp R. T., *Cavitation and Nuclei*. Trans. ASME, 80, 1958.
- [30] Knapp R. T., Daily J. W., Hammit F. G., *Cavitation*. Mc Graw-Hill, Inc., New York, St. Louis, San Francisco, Düsseldorf, London, Mexico, Panama, Sydney, Toronto 1970.
- [31] Kornfeld M., *Uprugost i procznost zidkostiej*. GITTL, 1951.
- [32] Kozyrjew S. P., *Gidroabrazivnyj iznos metallov pri kawitacii*. Maszynostrojenije, Moskwa 1964.
- [33] Kozyrjew S. P., *Analogy Between Erosion Damage and Pitting of Machine Component Surfaces*. Characterization and Determination of Erosion Resistance, ASTM STP 474, 1970.
- [34] Kerr S. L., Leith W. C., *A Review of Cavitation Damage by the Vibratory Method at the Dominion Engineering Works. Ltd.*, Montreal, Canada, 1955.
- [35] Kerr S. L., *Comparative Results of Cavitation Erosion Research Programs 1935 to 1965*. ASTM Symp. on Erosion by Cavitation or Impingement, 1966.
- [36] Krzysztofowicz T., *O niszczeniu tworzyw konstrukcyjnych wskutek kawitacji*. Prace IMP, z. 53, 1971.
- [37] Margenau H., Murphy G. M., *Matematyka w fizyce i chemii*. PWN, Warszawa 1956.
- [38] Mousson J. M., *Pitting Resistance of Metals under Cavitation Conditions*. Trans. ASME 59, 1937.

- [39] Noskievič J., *Kavitace*. Akademia Praha, 1969.
- [40] Nowotny H., *Werkstoffzerstörung durch Kavitation. Untersuchungen am Schwinggerät*. VDI-Verlag, Berlin 1942.
- [41] Piltz H. H., *Werkstoffzerstörung durch Kavitation*. VDI-Verlag, Düsseldorf 1966.
- [42] Pjernik A. D., *Problemy kawitacji. „Sudostrojenije”*, Leningrad 1966.
- [43] Plesset M. S., *The Dynamics of Cavitation Bubbles*. Jour. of Applied Mech., Vol. 16, 1949.
- [44] Plesset M. S., Chapman R. B., *Collapse of an Initially Spherical Vapour Cavity in the Neighbourhood of a Solid Boundary*. Jour. Fluid Mech., Vol. 47, 1971.
- [45] Poritsky H., *The Collapse or Growth of a Spherical Bubble or Cavity in a Viscous Fluid*. Proc. First U. S. Natl. Congr. Appl. Mech. (ASME), 1952.
- [46] Pyłajew N. I., Sotnikow A. A., *Udarnyje impulsy pri kawitacji w potokie*. Eniergomaszinoostrojenije, nr 5, 1971.
- [47] Raabe J., *Hydraulische Maschinen und Anlagen. Teil 2 – Wasserturbinen*. VDI-Verlag, Düsseldorf 1970.
- [48] Rayleigh, Lord (Strutt, John William), *On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity*. Phil. Mag., 34, 1917.
- [49] Schulmeister R., *Über den Einfluss der Wasserbeschaffenheit auf die Werkstoffzerstörung durch Kavitation und Korrosion*. Z. Metalloberfläche, 21, 1967.
- [50] Schulmeister R., *Vibratory Tests in Water on the Combined Action of Cavitation and Corrosion. Characterization and Determination of Erosion Resistance*, ASTM STP 474, 1970.
- [51] Steller K., *Mechaniczne skutki kawitacji. Niszczenie tworzyw konstrukcyjnych oraz badanie ich odporności na działanie kawitacji*. Przegląd Mechaniczny, nr 14, 1970.
- [52] Steller K., Reymann Z., *Cavitation Erosion with Different Surface Finish of Materials*. Proc. of the fourth Conf. on Fluid Mechanics and Fluid Machinery. Budapest 1972.
- [53] Szalnjew K. K., *Uslowija intensiwnosti kawitacionnoj erozii*. Izv. AN i SSSR OTN, Nr 1, 1956.
- [54] Thiruvengadam A., *A Comparative Evaluation of Cavitation Damage Test Devices*. Symp. on Cavitation Research Facilities and Techniques. ASME, New York 1964.
- [55] Thiruvengadam A., *Intensity of Cavitation Damage Encountered in Field Installations*. ASME Symp. on Cavitation in Fluid Machinery, 1965.
- [56] Thiruvengadam A., Preiser H. S., Rudy S. L., *Cavitation Damage in Liquid Metals*. NASA CR-54391, Hydronautics Inc. Tech. Rep. 467-2, 1965.
- [57] Thiruvengadam A., *The Concept of Erosion Strength*. Erosion by Cavitation or Impingement, ASTM STP 408, 1967.
- [58] Thiruvengadam A., Waring S., *Mechanical Properties of Metals and Their Cavitation Damage Resistance*. Tech. Rep. 233-5, Hydronautics, Inc., 1969.
- [59] Varga J., Sebestyén Gy., *Beiträge zur Bestimmung der Energie der Kavitationserosion*. Zagadnienia maszyn przepływowych, PWN, Warszawa 1968.
- [60] Varga J., Bata T., Sebestyén Gy., *Investigations on Cavitation Erosion in Rotary Disc Equipment and Some Results*. Proc. of the third Conf. on Fluid Mechanics and Fluid Machinery, Budapest 1969.
- [61] Williams E. E., McNulty P., *Some Factors Affecting the Inception of Cavitation*. Proc. NPL Symp. on Cavitation in Hydrodynamics, London 1956.
- [62] Young S. G., Johnston J. R., *On Cavitation Damage in Sodium*. Characterization and Determination of Erosion Resistance, ASTM STP 474, 1970.
- [63] Zwick S. A., *The Growth and Collapse of Vapour Bubbles*. Calif. Inst. of Tech. Hydrodyn. Lab., Rep. 21 - 19, 1954.
- [64] Praca zbiorowa. *Encyklopedia fizyki*. PWN, Warszawa, t.1 – 1972, t.2 – 1973.
- [65] *Standard Method of Vibratory Cavitation Erosion Test*. Annual Book of ASTM Standards. Publ. July 1972.

Destruction of Materials Due to Cavitation

Summary

The state of the cavitation erosion research was presented in brief with the omission of detailed information for use of small circles of experts. Attempt was made to include in the report intended for designers, manufacturers and users of hydraulic machines only the information that is necessary to understand the cavitation erosion process and that allows to anticipate the response of structural materials to the cavitation. For this reason studies on the hydrodynamics of cavitation bubbles, the mechanism of destruction and the disputed problems concerning the relations between various parameters affecting the destruction of materials were omitted.

Conditions for the development of cavitation in a flow were presented first. Attention was paid to some dynamic effects associated with the decay of cavitation bubbles. Here the kinetics of a spherical bubble in liquids at constant pressure and the effects of implosion of the bubble at the wall or nearby were discussed.

More extensively was discussed the cavitation damage structure, based upon examples from the field operation and laboratory experiments. The latter were employed for describing the development of cavitation damage to structural materials in time. Factors deciding on the process were discussed. The data gathered at the Liquid Dynamics Division of the I. F. - F. M. P. A. S. and those gathered by others served as the basis for a discussion of the influence of various physico-chemical properties of liquids and materials as well as of the forms and structure of cavitation processes on the process of destruction.

The last part of the report contains information on the evaluation of the cavitation erosion intensity and resistance of materials to cavitation. Special attention was given to the ideas proposed by Thiruvengadam.

Кавитационное разрушение материала

Резюме

В работе сделан краткий обзор нынешнего знания в области кавитационной эрозии, без подробных информаций, интересующих узкий круг специалистов. В этом обзоре, предназначенном для конструкторов, изготовителей и эксплуатационников гидромашин, даны только такие информации, которые являются необходимыми для понятия процесса кавитационной эрозии и которые позволяют предусматривать реакции конструкционных материалов на действие кавитации. Поэтому не рассматриваются вопросы гидродинамики кавитационных пузырьков, механизма разрушения и спорные проблемы зависимости между различными параметрами, влияющими на разрушение материалов.

В начале перечислены условия развития кавитации в потоке и обращено внимание на некоторые динамические явления, сопутствующие исчезновению кавитационных пузырьков. В особенности обсуждаются кинетика сферического пузырька в жидкости постоянного давления и процессы, связанные с имплозией пузырька на стенке и вблизи стенки обмываемой жидкостью.

Шире описывается структура кавитационных разрушений, пользуясь избранными примерами из эксплуатационной практики, а также результатами лабораторных исследований. На примере последних описан процесс разрушения конструкционных материалов во времени и обсуждаются факторы, решающие об этом процессе.

На основании собственного (Отдела гидродинамики Института проточных машин ПАН) и чужих опытов указывается на влияние различных физико-химических свойств жидкости и материала, а также формы и структуры кавитационных явлений на процесс разрушения.

В заключительной части дается информация на тему оценки интенсивности кавитационной эрозии и сопротивления материала действию кавитации. Особое внимание уделяется понятиям, предлагаемым Тирувенгадамом.