

## OCENA WYTRZYMAŁOŚCI MECHANICZNEJ TWORZYW CERAMICZNYCH NA PRZYKŁADZIE CERAMIKI KORUNDOWEJ

JERZY RANACHOWSKI, FELIKS REJMUND, MAREK BONIECKI  
i ZDZISŁAW LIBRANT (WARSZAWA)

Przedstawiono metodę oceny wytrzymałości mechanicznej tworzyw ceramicznych. Metoda pozwala uwzględnić zmniejszenie wytrzymałości w czasie poprzez analizę dynamiki mikropęknięć przy obciążeniu statycznym. Pomiary eksperymentalne wykonano dla ceramiki korundowej. W badaniach eksperymentalnych zastosowano rejestrację emisji akustycznej dla określania momentu utraty równowagi przez mikropęknięcie.

### WSTĘP

Współczesna technika nie może obejść się bez materiałów ceramicznych dysponujących takimi własnościami jak odporność na działanie wysokich temperatur, agresywnych czynników chemicznych, korozję środowiskową i naprężeniową, wysoką wytrzymałość dielektryczną oraz stałość tych parametrów w czasie. Cechy te zawdzięczają tworzywa ceramiczne silnym wiązaniom kowalencyjnym lub jonowym elementów swej sieci krystalicznej. Również kohezynna wytrzymałość mechaniczna tych materiałów jest wysoka i na ogół przekracza wytrzymałość mechaniczną metali. Stąd tworzywa ceramiczne zdobywają coraz większe zastosowanie w takich gałęziach techniki jak przemysł raketowy, lotnictwo, energetyka klasyczna i jądrowa, przemysł motoryzacyjny i inne. Jednakże tworzywa ceramiczne należące do grupy materiałów kruchych lub półkruchych, tzn. posiadających wg kryterium Misesa mniej niż pięć płaszczyzn poślizgu, wykazują kruchy mechanizm zniszczenia. W praktyce oznacza to, że wytrzymałość mechaniczna jest wielokrotnie (na ogół 10-ciokrotnie) niższa od przewidywanej, wynikającej z sił kohezynnych, a ponadto jest silnie uzależniona od czasu przyłożenia naprężenia. Dotychczasowe stosunkowo niewielkie wykorzystanie ceramiki jako odpowiedniego tworzywa konstrukcyjnego wynikało z niemożliwości pewnego określenia zarówno wytrzymałości maksymalnej, która uwarunkowana jest zdefektowaniem tworzywa i może być określona jedynie na drodze statystycznej np. rozkładem Weibulla jak i obniżeniem się wytrzymałości w czasie uzależnionym od powolnego wzrostu mikropęknięć Griffitha.

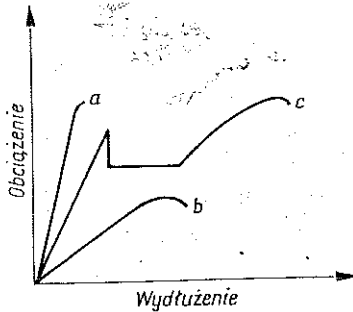
Rozwijające się w ostatnim dziesięcioleciu techniki badania rozwoju mikropęknięć umożliwiają uzyskiwanie danych dotyczących wyżej wymienionych cech ceramiki. W ocenie wytrzymałości mechanicznej tworzyw kruchych przydatną okazała się również metoda emisji akustycznej (EA) pozwalająca na stosunkowo

łatwe eksperymentalne śledzenie procesu wydłużania się szczeliny oraz uzyskanie podstawowej zależności pomiędzy prędkością wydłużania się szczeliny a współczynnikiem intensywności naprężeń  $K$ .

Celem niniejszej pracy jest przedstawienie współczesnych metod oceny wytrzymałości mechanicznej tworzyw ceramicznych z uwzględnieniem degradacji tych własności w czasie. Podano przykłady oceny „czasu życia” ceramiki korundowej poddanej naprężeniu statycznemu. Tworzywo to stanowi przykład materiału jednofazowego powszechnie stosowanego jako tworzywo konstrukcyjne we współczesnej technice, a szczególnie w przemysłach elektronicznym i elektrotechnicznym.

### 1. KLASYCZNA TEORIA KRUCHEGO PĘKANIA

Materiały ceramiczne, jak wspomniano we wstępie, ze względu na ich zniszczenie mechaniczne dzieli się na kruche i półkruche. Materiały całkowicie kruche nie deformują się ze względu na nieruchomość dyslokacji i stąd niemożliwa jest relaksacja naprężeń bez powstania i wydłużania się mikropęknięcia. Zniszczenie następuje przy osiągnięciu maksymalnego obciążenia w układzie obciążenie-odkształcenie (rys. 1).



Rys. 1. Zależność obciążenie-wydłużenie dla tworzyw kruchych  $a$ , półkruchych  $b$  i plastycznych  $c$  [1].

Zniszczenie następuje wówczas, gdy w określonym punkcie ośrodka, np. wierzchołku szczeliny, mikropęknięcia lub rysy powierzchniowej zostanie osiągnięte naprężenie równe siłom kohezyjnym. Dla materiałów półkruchych zniszczenie występuje wówczas, gdy mechanizm odkształceń plastycznych zostaje zahamowany np. przez zablokowanie poślizgu dyslokacji przez granicę międzyziarnową. Naprężenie niszczące osiąga wówczas również maksymalną wytrzymałość kohezyjną. Dla kryształów tworzących ceramikę teoretyczna wytrzymałość  $\sigma_c$  jest rzędu  $E/10$ . Wytrzymałość taka w rzeczywistości otrzymywana jest dla kryształów włoskowych (whiskersów); natomiast wytrzymałość stosowanych w praktyce materiałów ceramicznych jest rzędu  $E/1000$ . Tak znaczne obniżenie wytrzymałości wynika z obecności mikropęknięć w postaci szczelin lub rys powierzchniowych, które ze względów technologicznych zawsze znajdują się w materiałach ceramicznych. Matematyczne ujęcie wpływu mikroszczelin na wytrzymałość mechaniczną zostało wykonane

przez GRIFFITHA [2], a rozwinięte przez OROWANA [3]. Przy sformułowaniu swej teorii Griffith rozpatrywał warunki równowagi i stabilności energetycznej izolowanego mikropęknięcia w nieskończonej płaszczyźnie. Pod wpływem wzrastającego obciążenia następuje powolny wzrost szczeliny. Przy pewnym krytycznym obciążeniu prędkość wzrostu długości szczeliny wzrasta, aż do prędkości dźwięku. Krucho pękanie charakteryzuje się tego typu zmianą prędkości. Podstawą energetycznego podejścia jest sprężyste rozwiązanie problemu szczeliny. Stwierdzono, że mikropęknięcie zmienia rozkład naprężeń, a tym samym płaszczyzna zawierająca mikropęknięcie ma mniejszą ilość zmagazynowanej energii sprężystej w stosunku do takiej samej płaszczyzny bez mikropęknięcia. Różnica energii jest określona wzorem

$$(1.1) \quad U = \frac{\pi(1+\nu)}{8G} a^2 \sigma^2,$$

gdzie dla płaskiego stanu naprężeń

$$\nu = \frac{3-\nu}{1+\nu},$$

a dla płaskiego stanu odkształceń

$$\nu = 3 - 4\nu.$$

$\nu$  oznacza stałą Poissona,  $G$  moduł ścinania oraz  $2a$  długość mikropęknięcia w ośrodku poddanym jednoosiowemu rozciąganiu naprężeniem  $\sigma$  o kierunku prostopadłym do długości mikropęknięcia. Energie, które uczestniczą w procesie krucho pęknięcia są następujące:  $U$  sprężysta energia zmagazynowana w ciele z mikropęknięciem,  $S$  energia powierzchniowa mikropęknięcia. Pęknięcie może rozwijać się wówczas, gdy obniżenie energii sprężystej jest większe niż wzrost energii powierzchniowej. Stąd warunkiem dla niestabilności pęknięcia jest spadek całkowitej energii potencjalnej:

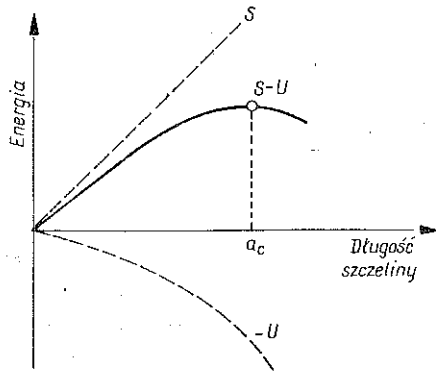
$$(1.2) \quad \frac{\partial}{\partial a} (-U + S) \leq 0.$$

Ujemny znak dla  $U$  oznacza, że energia ta jest uwalniana, czyli maleje. Podstawiając (1.1) do (1.2) i zakładając  $S = 4a\gamma_s$  (gdzie  $\gamma_s$  oznacza gęstość energii powierzchniowej), otrzymujemy po przekształceniu nierówność warunkującą niestabilność mikropęknięcia:

$$(1.3) \quad \frac{\pi(1+\nu)}{4G} \sigma^2 a \geq 4\gamma_s.$$

Na rys. 2 przedstawiono bilans energetyczny mikropęknięcia. Z rys. 2 wynika, że po przekroczeniu maksimum całkowitej energii szczelina wzrasta spontanicznie. Z nierówności (1.3) wynika warunek Griffitha dla krytycznego naprężenia w postaci

$$(1.4) \quad \sigma_c \geq \sqrt{\frac{16G\gamma_s}{(1+\nu)\pi a}}.$$



Rys. 2. Zmiany energii powierzchniowej  $S$ , uwolnionej  $U$  i całkowitej ( $S-U$ ) przy wzroście mikro-pęknięcia.

Po podstawieniu  $\kappa$  otrzymujemy dla płaskiego stanu naprężeń

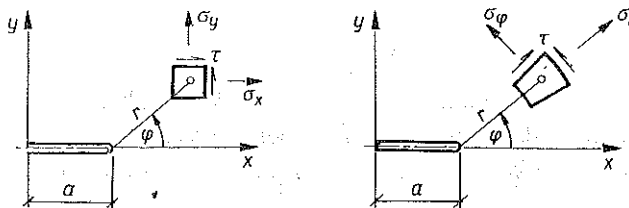
$$(1.5) \quad \sigma_c = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{a}}$$

dla płaskiego stanu odkształceń

$$(1.6) \quad \sigma_c = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)a}}$$

## 2. PODSTAWY LINIOWO-SPRĘŻYSTEJ MECHANIKI KRUCHEGO PĘKANIA WEDŁUG IRWINA

Wychodząc z teorii Griffitha, Irwin opracował nową metodę do zagadnień kruchego zniszczenia. Metoda ta jest oparta na analizie pola naprężeń w obszarze bezpośrednio przylegającym do wierzchołka mikro-pęknięcia. W punkcie niestabilności mikro-pęknięcia uwalnianie energii sprężystej osiąga wartość krytyczną. Krytyczna wartość energii uwolnionej stanowi stałą materiałową i może być zmierzona laboratoryjnie w określonych warunkach próby. Rozkład pola naprężeń w bezpośrednim obszarze wierzchołka mikro-pęknięcia dla wszystkich mikro-pęknięć i sposobów

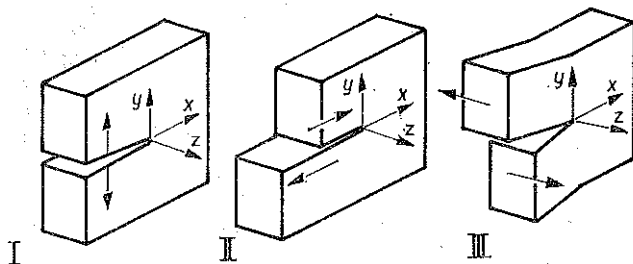


Rys. 3. Składowe pola naprężeń w obszarze wierzchołka we współrzędnych prostokątnych  $a$  i biegunowych  $b$ .

obciążenia ma tę samą postać. Przy wprowadzeniu współrzędnych biegunowych o początku w wierzchołku mikropęknięcia (rys. 3) otrzymuje się z rozwiązań Sneddona dla ostrej szczeliny Griffitha w nieskończonej płaszczyźnie przy jednoosiowym rozciąganiu prostopadłym do mikropęknięcia wyrażenia na składowe pola naprężeń w postaci [4]

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \sigma_x &= \sigma \sqrt{\frac{a}{2r}} \cos \frac{\varphi}{2} \left( 1 - \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \right), \\ \sigma_y &= \sigma \sqrt{\frac{a}{2r}} \cos \frac{\varphi}{2} \left( 1 + \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \right), \\ \sigma_{xy} &= \sigma \sqrt{\frac{a}{2r}} \cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{3\varphi}{2}. \end{aligned}$$

Jak widać ze wzorów (2.1) funkcja promieniowa jest proporcjonalna do  $r^{-1/2}$  niezależnie od rodzaju obciążenia, kształtu pęknięcia i wielkości obciążenia. Funkcja jest niezależna od wielkości obciążenia i kształtu pęknięcia, ale zmienia się z naprężeniem i typem obciążenia. Pole naprężeń w pobliżu wierzchołka zależy od sposobu przyłożenia naprężenia i kształtu pęknięcia. Można wyodrębnić trzy podstawowe przypadki (rys. 4): I przypadek — „otwieranie”, w którym przemieszczenie następuje prostopadle do powierzchni pęknięcia, II przypadek — „poślizg krawędziowy” wynikający z przesunięcia ścinającego równoległego do wierzchołka pęknięcia, III przypadek — „rozdzieranie” polegające na przesunięciu równoległym do krawędzi pęknięcia.

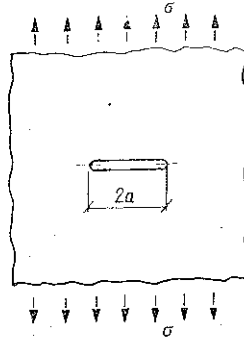


Rys. 4. Trzy podstawowe sposoby niszczenia materiału

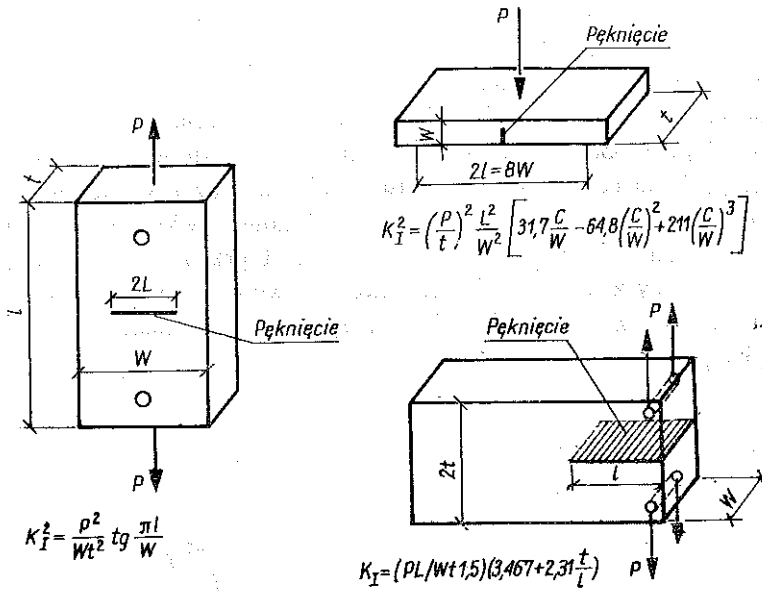
Superpozycja tych trzech sposobów deformacji jest wystarczająca dla opisanego pola naprężeń mikropęknięcia pod dowolnym rodzajem obciążenia. Dla takiej superpozycji składowe pola naprężeń są określone następująco:

$$(2.2) \quad \sigma_{kl} = \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} [K_I f_{kl}^I(\varphi) + K_{II} f_{kl}^{II}(\varphi) + K_{III} f_{kl}^{III}(\varphi)], \quad k, l = x, y, z.$$

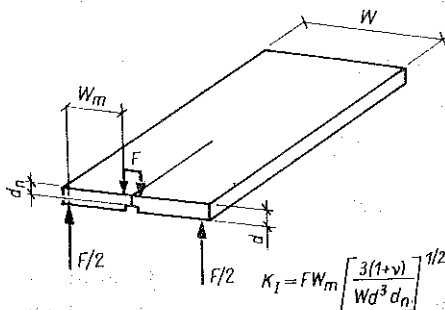
Wzór (2.2) jest ścisły, gdy  $r \rightarrow 0$ , i może służyć jako dobre przybliżenie dla obszaru, w którym  $r$  jest małe w porównaniu do długości mikropęknięcia. Bezwymiarowe funkcje  $f_{kl}(\varphi)$  są jedynie funkcjami kąta, a wielkości  $K_I$ ,  $K_{II}$ ,  $K_{III}$  są tzw. współ-



Rys. 5. Mikropęknięcie Griffitha w płaszczyźnie sprężystej przy jednoosiowym rozciąganiu  $\sigma^\infty = \sigma$



Rys. 6. Przykłady  $K_I$  dla próbek o skończonych wymiarach



Rys. 7. Próbką do badań przy obciążaniu metodą podwójnego skręcania (PS)

czynnikami intensywności naprężenia dla podstawowych, wyżej wymienionych sposobów deformacji mikropekania. Współczynniki  $K$  są proporcjonalne do wielkości przyłożonego obciążenia i zależą od kształtu mikropekania. Wymiarem  $K$  jest siła/(długość)<sup>3/2</sup>, tzn. N/m<sup>3/2</sup> lub kp/mm<sup>3/2</sup>. Charakterystyczna osobliwość pola naprężeń w wierzchołku jest opisana wyrazem  $r^{-1/2}$ . Współczynnik  $(2\pi)^{-1/2}$  nie ma znaczenia fizycznego i jest wprowadzony ze względów matematycznych. Dla materiałów ceramicznych, słabych na rozciąganie najważniejszy jest przypadek I. Natomiast metale niszczone są przeważnie zgodnie z mechanizmem III. Pole naprężeń

dla przypadku I określone jest wzorem (2.1), w którym czynnik  $\sigma \sqrt{\frac{a}{2r}}$  zmienia się w  $K_I (2\pi r)^{-1/2}$ . Podstawową cechą zmodyfikowanych równań (2.1) jest podział naprężeń na części zależne od  $r$ ,  $\varphi$  i  $K$ . Poziom lub intensywność naprężenia zależy całkowicie od współczynnika intensywności naprężenia  $K$ , który z kolei jest funkcją kształtu mikropekania i sposobu obciążenia  $K_I = f(Y, s)$ , gdzie  $s$  jest przyłożonym obciążeniem, a  $Y$  współczynnikiem geometrycznym dla I sposobu deformacji mikropekania. Współczynnik geometryczny  $Y$  można otrzymać po rozwiązaniu odpowiednich równań elastyczności. Na rys. 5, 6 i 7 podano podstawowe przykłady zależności współczynnika  $K$  od sposobu obciążenia i kształtu.

W praktyce  $K$  wyznacza się na próbkach o skończonych wymiarach, które dla różnego typu obciążeń zostały przedstawione na rys. 6. Wyznaczanie współczynnika  $K_I$  na takich próbkach jest niewygodne, wymaga bowiem znajomości wymiarów mikropekania oraz jego kształtu. Trudności tej można uniknąć stosując do badań specjalną próbkę przedstawioną na rys. 7 i obciążoną metodą podwójnego skręcania. Ponieważ pola naprężeń w pobliżu wierzchołka pęknięcia w danym materiale są dobrze opisywane równaniami (2.2) dla  $K_{II} = K_{III} = 0$ , przeto maksymalne naprężenie rozciągające w wierzchołku mikropekania odpowiada maksymalnej wartości współczynnika  $K_I$ . Stąd wytrzymałość materiału może być charakteryzowana krytyczną wielkością  $K_I$ . Oznacza się ją  $K_{Ic}$  i jest ona stałą materiałową zależną od procesu fizycznego zachodzącego w miejscu pęknięcia. Współczynnik  $K_I$  charakteryzuje proces rozszerzania się mikropekania w obrębie materiału przy założeniu nie wpływania na siebie pól poszczególnych mikropekań. Przy obciążeniu niszczącym  $K_I$  zmienia się w  $K_{Ic}$ .

### 3. KRYTERIUM ZNISZCZENIA KRUCHYCH MATERIAŁÓW

Sformułowanie energetyczne Griffitha dla mikropekania w ośrodku sprężystym zostało wykorzystane przez IRWINA [5] do obszaru w pobliżu wierzchołka mikropekania. Sprężysta energia uwalniana przy wzroście mikropekania jest zużywana na wszystkie procesy związane z tym zjawiskiem. W przypadku kruchego pęknięcia wyraża się to w sposób następujący:

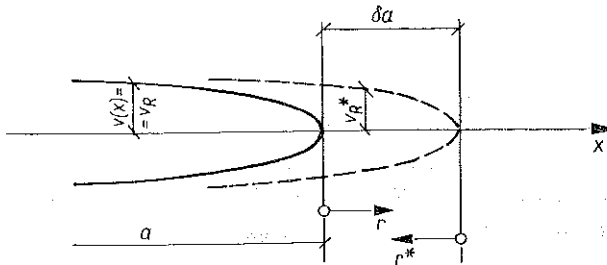
$$(3.1) \quad U(a) - U(a + \delta a) \geq 4\gamma_s \delta a,$$

gdzie  $U(a)$  oznacza energię sprężystą ośrodka zawierającego mikropęknięcie o wymiarze  $a$ ,  $U(a+\delta a)$  energię sprężystą w ośrodku po wzroście  $a$  o  $\delta a$  oraz  $\gamma_s$  energię powierzchniową mikropęknięcia.

Stąd warunek niestabilności ma postać

$$(3.2) \quad -\frac{\partial U}{\partial a} \geq 4\gamma_s.$$

Dla wyrażenia warunku (3.2) przez  $K$  i stałe materiałowe wylicza się zmianę energii  $\partial U/\partial a$  korzystając ze wzoru na pole odkształceń i naprężeń w wierzchołku mikropęknięcia. Uproszczony obraz sytuacji na końcu przesuwaną szczeliny jest przedstawiony na rys. 8.



Rys. 8. Obraz wierzchołka wydłużającego się mikropęknięcia.

W wierzchołku mikropęknięcia dla  $x=a$  naprężenia i przemieszczenia są następujące:

$$(3.3) \quad (\sigma_y)_{y=0} = \frac{K_I}{(2\pi r)^{1/2}}, \quad V_R = \frac{1+\nu}{2G} K_I \left(\frac{r}{2}\right)^{1/2}.$$

Dla obliczenia zmiany energii wygodnie jest rozpatrywać pracę zamykania mikropęknięcia, tj. proces odwrotny do wydłużania. Praca ta wyraża się wzorem

$$(3.4) \quad W = \int_a^{a+\delta a} \sigma_y(x) V(x) dx$$

i jest równa energii uwolnionej.

Warunek (3.2) można przepisać w formie

$$(3.5) \quad W = 2\gamma_s \delta a.$$

Po całkowaniu postać (3.2) i (3.5) jest następująca:

$$(3.6) \quad \frac{1+\nu}{8G} K_I^2 = 2\gamma_s.$$

Jest to ogólny warunek wzrostu mikropęknięcia dla materiałów kruchych wyrażony przez współczynnik  $K$ ,  $\gamma_s$  i stałe materiałowe. Dla szczególnego przypadku szczeliny na rys. 5 gdzie  $K_I = \sigma \sqrt{\pi a}$  z (3.6) otrzymujemy formułę Griffitha:

$$(3.7) \quad \frac{1+\nu}{8G} \sigma^2 \pi a = 2\gamma_s.$$



Irwin uogólnił swoje rozważania w ten sposób, że obejmują one nie tylko kruche pękanie, ale pozwalają na uwzględnienie plastycznej deformacji. Warunkiem stosowalności jest występowanie nieznacznego obszaru plastycznej deformacji w wierzchołku pęknięcia nie powodującego zmian w rozkładzie pola naprężeń. Siła działająca w wierzchołku mikropęknięcia wyprowadzona przez Irwina wynosi dla cienkich próbek (płaski stan naprężeń)

$$(3.8) \quad g_I = \frac{K_I^2}{E},$$

dla grubych próbek (płaski stan odkształceń)

$$(3.9) \quad g_I = (1 - \nu^2) \frac{K_I^2}{E}.$$

W przeciwieństwie do rozważań Griffitha w przypadku rozważań Irwina uwalnianie energii sprężystej nie jest zużywane jedynie na wzrost energii powierzchniowej. Istnieje krytyczny moment niestabilności dotyczący wydłużania się pęknięcia z dużą prędkością. Ma to miejsce, gdy  $K$  lub  $g$  osiąga wartości krytyczne  $K_c$ ,  $g_c$ . Mikropęknięcie posuwa się wówczas bez zewnętrznych sił prowadząc do zniszczenia.  $K_c$  jest stałą materiałową zwaną odpornością na zniszczenie. Wartości krytyczne  $K_c$  i  $g_c$ , które wyznacza się eksperymentalnie, charakteryzują krytyczną wartość pola naprężeń jak i odporność materiału na wydłużanie się mikropęknięcia. Dla I sposobu deformacji w przypadku mikropęknięcia Griffitha o długości  $2a$  kryterium zniszczenia jest następujące:

$$(3.10) \quad K_{Ic} = \sigma_c \sqrt{\pi a} = (G_{Ic} E)^{1/2}.$$

#### 4. METODY WYZNACZANIA ZALEŻNOŚCI PRĘDKOŚCI PĘKANIA OD WSPÓLCZYNNIKA INTENSYWNOŚCI NAPRĘŻEŃ I PROGNOZOWANIE TRWAŁOŚCI TWORZYWA

Dla próbek o skończonych wymiarach podstawowa zależność teorii Irwina dla I sposobu deformacji szczeliny Griffitha ma postać

$$(4.1) \quad K_I = \sigma Y \sqrt{a},$$

gdzie  $Y$  jest stałą zależną od konfiguracji naprężenia i szczeliny. Jeżeli naprężenie  $\sigma_c$  powoduje katastrofalną propagację szczeliny o długości krytycznej  $2a_c$ , to (4.1) określa  $K_{Ic}$ . Szczeliny o długościach  $a < a_c$  są podkrytyczne i dla  $\sigma < \sigma_c$  powinny być stabilne. W rzeczywistości ulegają one powolnemu wzrostowi długości. Prędkość wzrostu jest związana w różny sposób z przyłożonym naprężeniem. Ponieważ długość  $a$  jest funkcją czasu możliwe jest różniczkowanie równania (4.1) względem czasu. Otrzymujemy wzór

$$(4.2) \quad \frac{dK_I}{dt} = \frac{\sigma^2 Y^2}{2K_I} \frac{da}{dt}.$$

Wzór ten podaje zmiany współczynnika  $K_I$  od prędkości rozchodzenia się mikro-szczeliny w obszarze podkrytycznym. Powolny wzrost mikropeknięcia prowadzi do osiągnięcia przez szczelinę długości krytycznej. Czas potrzebny do osiągnięcia przez szczelinę długości krytycznej jest określony jako czas życia materiału. Czas ten otrzymuje się przez całkowanie (4.2) w postaci [6]

$$(4.3) \quad t = \frac{2}{\sigma^2 Y^2} \int_{K_{II}}^{K_{Ic}} \left( \frac{K_I}{V} \right) dK_I,$$

gdzie  $K_{II}$  jest wartością początkową współczynnika  $K_I$  dla największej wady, a  $V = da/dt$ . Znając zależność funkcyjną pomiędzy  $K_I$  i  $V$  możliwe jest praktyczne wyznaczanie „czasu życia”. Zależność pomiędzy  $K_I$  i  $V$  jest podstawowa dla określenia  $t$  i dla różnych materiałów kruchych i warunków środowiskowych pracy może mieć postać potęgowa

$$(4.4) \quad V = A_1 K_I^{n_1}$$

lub eksponencjalną

$$(4.5) \quad V = A_2 \exp(n_2 K_I).$$

Równania (4.4) i (4.5) wykorzystuje się przy wyznaczaniu  $t$  przez wstawienie do (4.3). Po uwzględnieniu, że  $9 < n_1 < 50$ ,  $K_{II} < 0,9 K_{Ic}$  i  $K_{Ic}^{2-n_1} < K_{II}^{2-n_1}$ , wstawiając (4.4) do (4.3), otrzymujemy

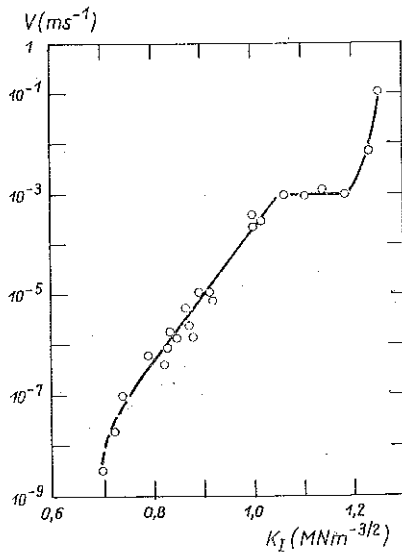
$$(4.6) \quad t = \frac{2}{A_1 \sigma^2 Y^2 (n_1 - 2) K_{II}^{n_1 - 2}};$$

wstawiając (4.5) do (4.3) otrzymujemy:

$$(4.7) \quad t = \frac{2 \left( K_{II} + \frac{1}{n_2} \right) \exp(-n_2 K_{II}) - \left( K_{Ic} + \frac{1}{n_2} \right) \exp(n_2 K_{Ic})}{A_2 \sigma^2 Y^2 n_2}.$$

W powyższych wzorach konieczne jest wyznaczenie stałych  $A$ ,  $n$  oraz określenie wartości  $K_{II}$  i  $K_{Ic}$ . Stałe  $A$  i  $n$  wyznacza się z zależności prędkości rozwoju pęknięć podkrytycznych  $V$  od współczynnika intensywności  $K_I$  (4.4) i (4.5). Wykres tej zależności wykonuje się na próbkach do podwójnego skręcania [7]. Zależność ta dla materiałów ceramicznych jest złożona i ma kilka obszarów o różnym przebiegu (rys. 9). Można ją podzielić na cztery części. Pierwsza dotyczy małych prędkości propagacji, które są silnie uzależnione od zmiany  $K_I$ . W drugiej części krzywej, najważniejszej z punktu widzenia praktyki, występuje liniowa zależność  $\log V$  od  $K_I$  lub  $\log V$  od  $\log K_I$  w zależności od materiału. W trzeciej części przy stosunkowo dużej zmianie  $K_I$  prędkość propagacji  $V$  jest stała, a w czwartej prędkość  $V$  szybko wzrasta z  $K_I$  aż do  $K_{Ic}$ . Dla próbek *PS* współczynnik  $K_I$  wyraża się wzorem [8]:

$$(4.8) \quad K_I = F W_m \left[ \frac{3(1+\nu)}{W d^3 d_n} \right]^{1/2},$$



Rys. 9. Wykres prędkości rozwoju pęknięć podkrytycznych  $V$  w zależności od współczynnika intensywności  $K_I$

gdzie  $F$  jest siłą obciążającą próbkę,  $\nu$  współczynnikiem Poissona, który można wyznaczyć np. metodami ultradźwiękowymi, a wielkości  $W_m$ ,  $W$ ,  $d$  i  $d_n$  charakteryzują kształt próbki.

##### 5. OCENA CZASU ŻYCIA CERAMIKI KORUNDOWEJ (BADANIA WŁASNE)

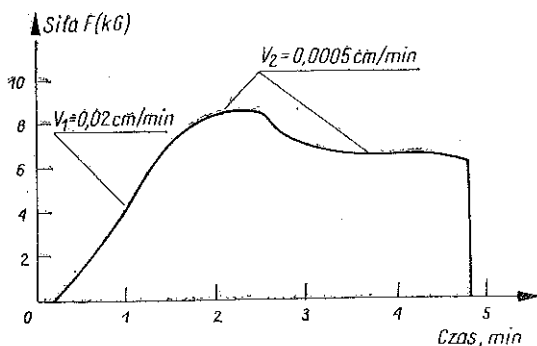
Poszczególne punkty funkcji  $V=f(K_I)$  wyznacza się metodą relaksacji (stałego odkształcenia). Pomiar polega na odkształceniu próbki  $PS$  do momentu, w którym rozpoczyna się pęknięcie, zatrzymaniu odkształcenia i obserwacji relaksacji obciążenia w czasie. Krytyczną operacją w trakcie pomiaru jest zatrzymanie odkształcenia dokładnie w momencie początku pęknięcia. Dla spełnienia tego warunku zastosowano detektor emisji akustycznej  $EA$  podłączony do próbki  $PS$  [8]. Z chwilą rozpoczęcia procesu pęknięcia pojawił się sygnał  $EA$ , co umożliwiło natychmiastowe zatrzymanie odkształcenia próbki  $PS$ . Zanik  $EA$  świadczy o tym, że pęknięcie zostało zatrzymane (osiągnęło nowy stan równowagi), co umożliwiło powtórzenie całego procesu od nowa. W ten sposób z jednej próbki otrzymuje się kilka punktów. Jeżeli znane jest przemieszczenie  $y$  w miejscu przyłożenia siły  $F$ , to dla próbek  $PS$  istnieje wzór

$$(5.1) \quad y = F(Ba + C),$$

gdzie  $B$ ,  $C$  oznaczają stałe oraz  $a$  długość pęknięcia przy ugięciu  $y$ . Po zróżniczkowaniu względem czasu (5.1) i skorzystaniu w chwili zatrzymania przyrostu siły z zależności  $dy/dt=0$ , otrzymujemy wzór na prędkość mikropęknięcia w postaci

$$(5.2) \quad V = -\frac{F_t}{F^2} \left( a_t + \frac{C}{B} \right) \frac{dF}{dt},$$

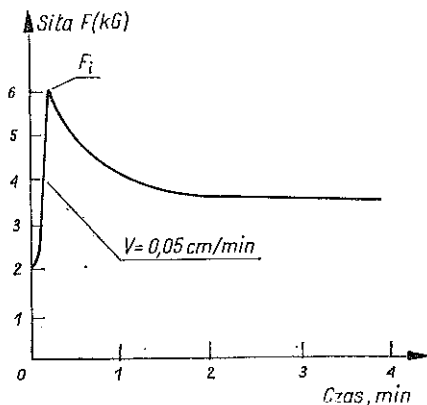
gdzie  $F_i$  oznacza obciążenie początkowe oraz  $a_i$  początkową długość pęknięcia. Dla określenia  $V$  potrzebna jest znajomość  $a_i$  oraz stosunek  $C/B$ . Stąd konieczne jest wprowadzenie wstępnego pęknięcia. Wprowadzenie pęknięć wstępnych przeprowadzono na maszynie INSTRON przy małych prędkościach przesuwu ramienia obciążającego rzędu 0,0005 cm/min również z zastosowaniem EA. Z chwilą kiedy przyrost obciążenia, jako funkcja liniowego przesuwu ramienia obciążającego, malał do zera, pojawiły się impulsy EA świadczące o powstaniu mikropekania.



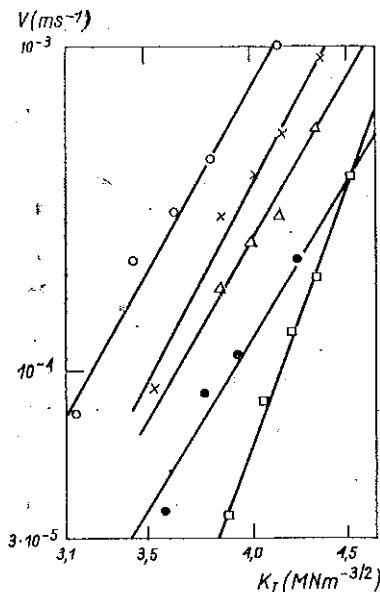
Rys. 10. Wykres obciążenia próbki z ceramiki korundowej podczas wprowadzenia wstępnego pęknięcia

Długość wprowadzonego mikropekania określa się na mikroskopie. Z pomiarów zależności przedstawionych przykładowo na rys. 10 uzyskuje się parametry  $B$  i  $C$  dla wzoru (5.1). Dla uzyskania  $V$  konieczne jest określenie metodą relaksacyjną zależności obciążenia od czasu (rys. 11). Prędkość mikropekania oblicza się z krzywej relaksacji (rys. 11) wg wzoru (5.2), a  $K_{II}$  wg (4.8). Na rys. 12 oraz w tabelicy 1 przedstawiono wyniki badań dla tworzywa korundowego.

Zagadnienie wyznaczania minimalnego czasu do zniszczenia z wzorów (4.6) i (4.7) przy znajomości wartości  $A$ ,  $n$  i  $K_{Ic}$  sprowadza do określenia wartości  $K_{II}$ . Rozwiązuje się to przez zastosowanie badania przeciążeniowego lub emisję



Rys. 11. Wykres relaksacji obciążenia jako funkcji czasu



Rys. 12. Wykres prędkości propagacji pęknięcia  $V$  w zależności od współczynnika intensywności naprężeń  $K_I$  dla próbek z przezroczystego tworzywa korundowego. Temperatura powietrza wynosiła  $20^{\circ}\text{C}$ , wilgotność 50%

akustyczną [9]. Badanie przeciążeniowe polega na przyłożeniu do badanego wyrobu krótkotrwałego naprężenia  $\sigma_p$  większego od naprężenia eksploatacyjnego  $\sigma_a$ . Naprężenie  $\sigma_p$  nie powinno wywołać wydłużenia szczeliny  $a$ , co można stwierdzić za pomocą emisji akustycznej. Zachodzi wówczas

$$(5.3) \quad K_{Ic} > K_{Ip} = \sigma_p Y \sqrt{a_i}$$

Tablica 1. Dane dotyczące tworzywa korundowego badanego w powietrzu w temperaturze  $20^{\circ}\text{C}$  przy wilgotności 50% (funkcja  $V=f(K_I)$  typu (4.4)).

$\bar{n}_1$	$\bar{A}_1$	$K_{Ic}$ (MN m) <sup>-3/2</sup>	$\sigma_0$ (MN m) <sup>-2</sup>	$m$	$Y$
9,9 (3,0)	$3,9 \times 10^{-10}$	5,6 (0,35)	180	14,7	$\sqrt{\pi}$

Objaśnienia: 1) liczby w nawiasach oznaczają odchylenie standardowe. 2)  $\sigma_0$ ,  $m$  parametry rozkładu Weibulla (punkt 6); 3) wartość  $Y$  odnosi się do warunków, kiedy wada w badanym elemencie jest znikomo mała w porównaniu z wymiarami tego elementu i podlega ona działaniu sił rozciągających.

oraz

$$(5.4) \quad K_{II} = \sigma_a Y \sqrt{a_i}$$

Stąd otrzymujemy

$$(5.5) \quad K_{II} < \frac{\sigma_a}{\sigma_p} K_{Ic}$$

Po wstawieniu do wzorów (4.6) i (4.7) otrzymujemy odpowiednio dla (4.7)

$$(5.6) \quad t_{\min} = \frac{2 \left( \frac{\sigma_p}{\sigma_a} \right)^{n_1 - 2}}{A_1 (n_1 - 2) Y^2 K_{Ic}^{n_1 - 2} \sigma_a^2},$$

a dla (4.8)

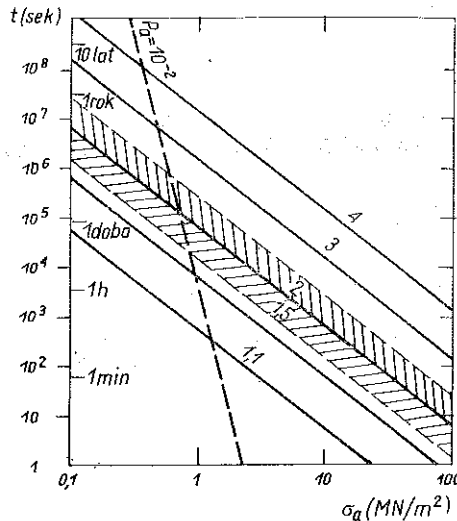
$$(5.7) \quad t_{\min} = \frac{2 \left( \frac{\sigma_a}{\sigma_p} K_{Ic} + \frac{1}{n_2} \right) \exp \left( -n_2 \frac{\sigma_a}{\sigma_p} K_{Ic} \right) - \left( K_{Ic} + \frac{1}{n_2} \right) \exp \left( -n_2 K_{Ic} \right)}{A_2 Y^2 n_2 \sigma_a^2}.$$

Wykres zależności  $\log t_{\min}$  od  $\log \sigma_a$  daje szereg prostych równoległych odpowiadających różnym wartościom przeciążenia  $\sigma_p/\sigma_a$ . Proste takie dla badanego tworzywa korundowego przedstawia rys. 13 (liczone wg (5.6)).

### 6. CZAS DO ZNISZCZENIA PRZY DANYM PRAWDOPODOBIEŃSTWIE ZNISZCZENIA

Wykresy przedstawione na rys. 13 można dodatkowo uściślić przez połączenie czasu zniszczenia  $t_{\min}$  ze statystycznym rozkładem wytrzymałości dla danego materiału. Jak wykazano w pracach [10 i 11] dla materiałów kruchych, takich jak szkło i tworzywa ceramiczne, wytrzymałość podlega rozkładowi Weibulla, który można przedstawić w postaci

$$(6.1) \quad P_f = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma_f}{\sigma_0} \right)^m \right],$$



Rys. 13. Krzywe prognozowania trwałości przeświecalnego tworzywa korundowego (temperatura powietrza 20°C, wilgotność 50%) w zależności od naprężenia eksploatacyjnego  $\sigma_a$  dla różnych  $\sigma_p/\sigma_a$  i prawdopodobieństwa zniszczenia  $P_a=10^{-2}$ . Dla  $\sigma_p/\sigma_a=2$  zaznaczono przedział ufności dla poziomu ufności 0,95.

gdzie  $P_i$  oznacza prawdopodobieństwo zniszczenia dla naprężenia  $\sigma_i$ ,  $\sigma_0$ ,  $m$  stałe rozkładu.

Rozkład (6.1) podaje się często w postaci zlogarytmowanej:

$$(6.2) \quad \ln \ln \frac{1}{1-P_i} = m \ln \sigma_i + J,$$

gdzie  $J = -m \ln \sigma_0$ .

Funkcję (6.2) przedstawia się na wykresach we współrzędnych  $\ln \ln 1/(1-P_i)$ ,  $\ln \sigma_i$  i jeżeli wytrzymałość danego materiału podlega temu rozkładowi, to punkty doświadczalne powinny układać się na linii prostej.

Dla powiązania czasu do zniszczenia ze statystycznym rozkładem wytrzymałości należy znaleźć zależność pomiędzy wytrzymałością w chwili początkowej a wytrzymałością po czasie  $t$ .

Ze wzoru (5.4)

$$(6.3) \quad \begin{aligned} K_{Ii} &= \sigma_a Y \sqrt{a_i}, \\ K_{Ic} &= \sigma_i Y \sqrt{a_i}, \end{aligned}$$

gdzie  $\sigma_i$  oznacza naprężenie krytyczne w chwili  $t=0$ , mamy

$$(6.4) \quad K_{Ii} = K_{Ic} \frac{\sigma_a}{\sigma_i}.$$

Funkcję (6.4) wstawiamy do (4.6) i otrzymujemy

$$(6.5) \quad t = \frac{2\sigma_i^{n_1-2}}{(n_1-2) A_1 Y^2 K_{Ic}^{n_1-2} \sigma_a^{n_1}}.$$

Po zlogarytmowaniu (6.5) otrzymujemy

$$(6.6) \quad \ln t = (n_1-2) \ln \sigma_i - n_1 \ln \sigma_a + \ln \frac{2}{(n_1-2) A_1 Y^2 K_{Ic}^{n_1-2}}.$$

Zakładając dalej, że  $\sigma_i$  podlega rozkładowi Weibulla wprowadzamy do równania (6.6)  $\ln \sigma_i$  określony za pomocą wzoru (6.2). Po założeniu  $P_i < 0,1$  i dokonaniu odpowiednich uproszczeń otrzymujemy

$$(6.7) \quad \ln t = \frac{(n_1-2)}{m} \ln P_i - n_1 \ln \sigma_a - \frac{J}{m} + \ln \frac{2}{(n_1-2) A_1 Y^2 K_{Ic}^{n_1-2}}.$$

Dla funkcji wykładniczej  $V=f(K_I)$  otrzymujemy po wstawieniu (6.4) do (4.7) i zlogarytmowaniu wzór postaci

$$(6.8) \quad \ln t = -2 \ln \sigma_a + \ln \frac{2}{n_2 Y^2 A} + \ln \left( \frac{\sigma_a}{\sigma_i} K_{Ic} + \frac{1}{n_2} \right) - n_2 K_{Ic} \frac{\sigma_a}{\sigma_i}.$$

Do wzoru (6.8) wstawiamy wartość liczbową  $\sigma_i$  wyznaczoną z rozkładu Weibulla dla danego  $P_i$ . Parametry rozkładu Weibulla dla badanego tworzywa otrzymane

z pomiarów wytrzymałości na zginanie podano w Tablicy 1. Korzystając z nich sporządzono przykładowo wykres funkcji  $t=f(\sigma_a, P_i)$  dla  $P_i=0,01$  i naniesiono go na rysunek 13. (Na rys. 13 dokonano zmiany  $P_i \rightarrow P_a$ ).

## 7. OSZACOWANIE BŁĘDU WYZNACZANIA CZASU DO ZNISZCZENIA

We wzorze na czas zniszczenia określonego dla obranego badania przeciążeniowego, jak i dla założonego prawdopodobieństwa zniszczenia, występują parametry charakteryzujące bądź rozwój pęknięć podkrytycznych ( $A, n$ ), bądź odporność na pęknięcie  $K_{Ic}$ . Zależności te są złożone. Dla wielkości będącej funkcją wielu zmiennych — odchylenie standardowe  $s$  tej wielkości określone jest przez wariancję funkcji złożonej:

$$(7.1) \quad s^2 = \text{var } f(x_1, x_2, \dots, x_l) = \sum_{i=1}^l \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \text{var } x_i + 2 \times \\ \times \sum_{i=1}^l \sum_{j=1}^k \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} \text{cov}(x_i, x_j),$$

gdzie

$$(7.2) \quad \text{var } x_i = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{p=1}^N (x_{ip} - \bar{x}_i)^2$$

oraz

$$(7.3) \quad \text{cov}(x_i, x_j) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{p=1}^N (x_{ip} - \bar{x}_i)(x_{jp} - \bar{x}_j)$$

są estymatorami wariancji i kowariancji wielkości  $x_i$  i  $x_j$ , których rozkłady nie są znane,  $N$  jest ilością pomiarów wielkości  $x_i$  i  $x_j$ , a  $\bar{x}_i$  i  $\bar{x}_j$  są wartościami średnimi. Logarytmując (5.6) otrzymujemy zależność w postaci ogólnej [12]:

$$(7.4) \quad \ln t_{\min} = f(n_1, \ln A_1, \ln K_{Ic}),$$

której wariancja, zgodnie z (7.1), ma postać

$$(7.5) \quad \text{var } \ln t_{\min} = \left( \frac{\partial f}{\partial n_1} \right)^2 \text{var } n_1 + \left[ \frac{\partial f}{\partial (\ln A_1)} \right]^2 \text{var}(\ln A_1) + \\ + \left[ \frac{\partial f}{\partial (\ln K_{Ic})} \right]^2 \text{var } K_{Ic} + 2 \frac{\partial f}{\partial n_1} \frac{\partial f}{\partial (\ln A_1)} \text{cov}(n_1, \ln A_1),$$

ponieważ tylko  $n_1$  i  $A_1$  są statystycznie zależne (wyznaczane zwykle metodą najmniejszych kwadratów). Zakładając dodatkowo, że wariancje wielkości  $\sigma_a$  i  $\sigma_p$  są równe zeru (duża precyzja pomiaru) i wstawiając (5.6) do (7.5) otrzymujemy

$$(7.6) \quad \text{var}(\ln t_{\min}) = \left( \ln \frac{\sigma_a}{\sigma_p} K_{Ic} + \frac{1}{n_1 - 2} \right)^2 \text{var } n_1 + \text{var}(\ln A_1) + \\ + (n_1 - 2)^2 \text{var}(\ln K_{Ic}) + 2 \left( \ln \frac{\sigma_a}{\sigma_p} K_{Ic} + \frac{1}{n_1 - 2} \right) \text{cov}(n_1, \ln A_1).$$



Dla wyznaczenia tej wielkości należy wyliczyć odpowiednie estymatory wartości średnich, wariancji i kowariancji mierzonych wartości. Np. dla logarytmu krytycznego współczynnika intensywności naprężenia  $\ln K_{Ic}$ , estymatory te wynoszą

$$(7.7) \quad \overline{\ln K_{Ic}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \ln K_{Ic_i},$$

$$(7.8) \quad \text{var}(\ln K_{Ic}) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\ln K_{Ic_i} - \overline{\ln K_{Ic}})^2$$

gdzie  $N$  oznacza liczbę próbek.

Wariancje wielkości  $n$  i  $A$  wyznacza się w zależności od sposobu przeprowadzania pomiaru  $v$  i  $K_I$ . Jeżeli z jednej próbki uzyskuje się po jednej wartości  $v$  i  $K_I$ , to punkty na wykresie  $v$  od  $K_I$  są statystycznie niezależne i wariancję  $n$  i  $A$  wyznaczamy metodą najmniejszych kwadratów. Zwykle mamy jednak do czynienia z przypadkiem, kiedy z jednej próbki uzyskujemy kilka wartości  $v$  i  $K_I$  i wtedy wyznacza się wariancję  $n$  i  $A$  dla każdej próbki osobno [13]. Wariancje te określone są wzorami analogicznymi (7.7) i (7.8) z tym zastrzeżeniem, że sumowanie obejmuje ilość próbek użytych w pomiarach. Dla kowariancji  $(n_1, \ln A_1)$  wg (7.3) możemy napisać

$$(7.9) \quad \text{cov}(n_1, \ln A_1) = \frac{1}{l(l-1)} \sum_{i=1}^l (n_i - \bar{n}) (\ln A_i - \overline{\ln A}),$$

gdzie  $n_i$  oraz  $A_i$  są parametrami równania (4.5) wyznaczonymi metodą najmniejszych kwadratów dla  $i$ -tej próbki.

Tak wyznaczone estymatory wariancji wielkości mierzonych, po wstawieniu do wzoru (7.6) i uwzględnieniu, że w tym wzorze  $n_1 \rightarrow \bar{n}_1$ ,  $\ln A_1 \rightarrow \overline{\ln A_1}$  i  $\ln K_{Ic} \rightarrow \overline{\ln K_{Ic}}$ , dają ocenę błędu wyznaczenia  $t_{\min}$ .

Analogiczne rozumowanie można zastosować do  $t_{\min}$  określonego wzorami (5.7) (6.7) i (6.8). Na rys. 13 przedstawiono przedział ufności dla  $\sigma_p/\sigma_a=2$  i poziomu ufności  $p=0,95$ . Szerokość przedziału wynosi  $2t_p$   $[\text{var}(\log t_{\min})]^{1/2}$ , gdzie wartość  $t_p$  znajdujemy z tablicy rozkładu  $t$  Studenta. Dane do obliczenia  $\text{var}(\log t_{\min})$  zebrano w tablicy 2. Ze względu na wygodę obliczeń stosowano logarytmy dziesiętne.

Tablica 2. Dane dotyczące badanego tworzywa korundowego potrzebne do określenia przedziału wartości dla  $\log t_{\min}$

$\bar{n}_1$	$\text{var}(\bar{n}_1)$	$\overline{\log A_1}$	$\text{var}(\overline{\log A_1})$	$\overline{\log K_{Ic}}$	$\text{var}(\overline{\log K_{Ic}})$
9,9	0,83	10,59	0,48	0,674	$1,7 \times 10^{-4}$

$\text{cov}(\bar{n}_1, \overline{\log A_1})$	Liczba stopni swobody	$\text{var}(\log t_{\min})$
-0,61	10	0,118

Objaśnienie: 1) liczbę stopni swobody dla  $\text{var}(\log t_{\min})$  wyliczono metodą podaną w pracy [12]; 2)  $\text{var}(\log t_{\min})$  wyliczono dla  $\sigma_p/\sigma_a=2$ .

## 8 WNIOSKI

Przedstawiona metoda oceny wytrzymałości mechanicznej tworzywa ceramicznego stanowi uzupełnienie dotychczasowych metod badania tych własności przede wszystkim w aspekcie uwzględniającym degradację tych własności w czasie. Metoda związana jest z analizą dynamiki mikropełnięć w warunkach obciążenia statycznego. Uzyskane wyniki na „czas życia” zostały potwierdzone w testach wytrzymałościowych. Zastosowanie emisji akustycznej ma zasadnicze znaczenie dla omawianej metody badań, pozwala bowiem na precyzyjne określenie momentu naruszenia równowagi mikropełnięć, tzn. rozwoju mikropełnięcia krytycznego.

## LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. J. RANACHOWSKI, F. REJMUND, *Szkło i ceramika*, 28, 3, 69-76, 1977.
2. A. A. GRIFFITH, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A221, London 1920.
3. E. CROWAN, *Rep. Prog. Phys.*, 12, 214, 1949.
4. H. G. HAHN, *Introduction to fracture mechanics*, Technical University Kaiserslautern, 1977.
5. G. R. IRWIN, P. C. PARIS, *Fundamental aspects of crack growth and fracture*, in: *Fracture*, ed. H. LIEBOWITZ, vol. 3, Academic Press, New York and London 1971.
6. A. G. EVANS, M. LINZER, L. R. RUSSELL, *Acoustic emission and crack propagation in polycrystalline alumina*, *Mat. Sci. Eng.*, 15, 2/3, 253-261, 1974.
7. M. BONIECKI, Z. LIBRANT, *Badania nad wpływem warunków środowiska na kinetykę pęknięć pokrytych w materiałach kruchych metodami akustycznymi*, Sprawozdanie wewnętrzne Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych dla zlec. 13/820030/82.
8. M. BONIECKI, Z. LIBRANT, W. WŁOŚŃSKI, W. MIKIEL, J. RANACHOWSKI, H. RYLL-NARDZEWSKA, *Emisja akustyczna i jej zastosowanie do oceny wytrzymałości mechanicznej złączy ceramika-metal*, *Szkło i Ceramika*, 33, 2, 29-34, 1982.
9. A. G. EVANS, M. LINZER, *Failure prediction in structural ceramics using acoustic emission*, *J. Amer. Ceram. Soc.*, 56, 11, 575-581, 1973.
10. A. G. EVANS, S. M. WIEDERHORN, *Proof testing of ceramic materials — an analytical basis for failure prediction*, *Intern. J. Fracture*, 10, 3, 379-392, 1974.
11. A. G. EVANS, T. G. LANGDON, *Structural ceramics*, in: *Progress in Materials Science*, vol. 21, Ed. B. CHALMERS, J. W. CHRISTIAN, T. B. MASSALSKI, Pergamon Press, 1976.
12. D. F. JACOBS, J. E. RITTER, *Uncertainty in minimum lifetime predictions*, *J. Amer. Ceram. Soc.*, 59, 481-487, 1976.
13. S. M. WIEDERHORN, E. R. FULLER, J. MANDEL, A. G. EVANS, *An error analysis of failure predictions techniques derived from fracture mechanics*, *J. Amer. Ceram. Soc.*, 59, 9-10, 403-411, 1976.

## Резюме

## ОЦЕНКА МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ПРИМЕРЕ КОРУНДОВОЙ КЕРАМИКИ

Представлен метод оценки механической прочности керамических материалов. Метод позволяет учитывать уменьшение прочности во времени путем анализа динамики микротрещин при статической нагрузке. Экспериментальные измерения проведены для корундовой керамики. В экспериментальных исследованиях применена регистрация акустической эмиссии для определения момента потери равновесия через микротрещины.

## SUMMARY

EVALUATION OF MECHANICAL STRENGTH OF CERAMICS ON THE EXAMPLE  
OF CORUNDUM

The method proposed enables to take into account the reduction of strength in time by means of the analysis of micro-crack dynamics under statical loads. Experimental measurements are made on corundum ceramics; acoustical emission recording method is applied to determine the instant of stability loss due to microcracks.

POLSKA AKADEMIA NAUK  
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

*Praca została złożona w Redakcji dnia 4 października 1983 r.*

---