

WSPÓŁCZYNNIKI INTENSYWNOŚCI NAPRĘŻEŃ W WIERZCHOŁKU ROMBOWEGO OTWORU W ROZCIĄGANEJ PŁASZCZYŹNIE

Mykhaylo P. SAVRUK*, Andrzej KAZBERUK*

* Katedra Mechaniki i Informatyki Stosowanej, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45 C, 15-351 Białystok

savruk@pb.edu.pl, a.kazberuk@pb.edu.pl

Streszczenie: W pracy przedstawiono zależność współczynnika intensywności naprężeń w ostrym wierzchołku otworu w kształcie rombu od kąta wierzchołkowego. Rozważono dwa przypadki obciążenia – jedno- i dwukierunkowe rozciąganie płaszczyzny. Wykorzystując metodę osobliwych równań całkowych otrzymano rozwiązanie dla rozciąganej płaszczyzny sprężystej osłabionej rombownym otworem o wierzchołkach zaokrąglonych łukiem o małym promieniu krzywizny. Przejście graniczne w rozwiązaniu numerycznym umożliwiło uzyskanie wartości współczynników intensywności naprężeń w odpowiednich ostrych narożach dla dowolnych kątów rozwarcia wierzchołka otworu.

1. WPROWADZENIE

Zgodnie z liniową teorią sprężystości w wierzchołkach ostrych naroży powstają nieskończone naprężenia. Również przy małym promieniu krzywizny zaokrąglenia brzegu obszaru sprężystego, powstałe spiętrzenie naprężeń znacznie przekracza wytrzymałość materiału nawet przy stosunkowo niskich poziomach obciążenia. W takich przypadkach do oceny nośności elementu konstrukcji stosuje się metody mechaniki pękania.

Rozwiązywanie zagadnień teorii sprężystości w obszarach, których brzeg nie jest gładki, prowadzi do znacznych trudności matematycznych, wynikających z istnienia osobliwości pola naprężeń w punktach kątowych brzegu (wierzchołkach karbu). Podobne problemy powstają w zagadnieniach koncentracji naprężeń w otoczeniu korbów zaokrąglonych łukami o dużej krzywiznie. Dlatego duże znaczenie mają metody przybliżone rozwiązywania zadań tej klasy na podstawie współczynników koncentracji naprężeń obliczanych w zaokrąglonych wierzchołkach korbów o niewielkim promieniu krzywizny, które otrzymuje się różnymi metodami. W postępowaniu tym, niezbędna jest znajomość zależności o charakterze asymptotycznym pomiędzy współczynnikiem koncentracji naprężeń w wierzchołku karbu zaokrąglonego a współczynnikiem intensywności naprężeń w wierzchołku odpowiedniego ostrego koncentratora naprężeń.

2. ZALEŻNOŚĆ POMIĘDZY WSPÓŁCZYNNIKAMI INTENSYWNOŚCI I KONCENTRACJI NAPRĘŻEŃ DLA KARBÓW OSTRYCH I ZAOKRĄGLONYCH

Przeprowadzone badania własne (Savruk i Kazberuk, 2006) wykazały, że na stosunek współczynników intensywności i koncentracji naprężeń wpływa nie tylko wielkość promienia krzywizny w wierzchołku karbu lecz również kształt karbu w pewnym otoczeniu wierzchołka.

Zależność tą zapisuje się w postaci wzoru:

$$\sigma_{\max} = K_I^V R_I \rho^{-\lambda} / \sqrt{2\pi}, \quad (1)$$

gdzie ρ – promień krzywizny a K_I^V to uogólniony współczynnik intensywności naprężeń w wierzchołku karbu. Występujący tu bezwymiarowy parametr R_I , nazywany również współczynnikiem wygładzenia naprężeń (Benthem 1987), charakteryzuje przejście od współczynnika intensywności naprężeń w wierzchołku karbu ostrego (lub szczeliny), poddanego rozciąganiu typu I, do maksymalnych normalnych naprężeń w wierzchołku karbu zaokrąglonego. Wykładnik osobliwości λ przyjmuje się jako najmniejszy dodatni pierwiastek równania charakterystycznego

$$(1 - \lambda) \sin 2\alpha + \sin(2\alpha(1 - \lambda)) = 0, \quad \alpha = \pi - \beta,$$

gdzie 2β jest kątem rozwarcia karbu.

Wartości współczynnika wygładzenia naprężeń R_I otrzymano rozwiązując zagadnienie nieskończonego klina w płaszczyźnie z zadaną w nieskończoności asymptotyką pola naprężeń (Savruk i Kazberuk 2006). Poniżej w tab. 1 podano niektóre wartości parametrów R_I i λ dla korbów o krawędziach prostych zaokrąglonych łukiem kołowym.

Pierwszą zależnością typu (1) był wzór często stosowany w praktyce inżynierskiej do oszacowania wielkości naprężeń maksymalnych w wierzchołku wąskiego U-podobnego karbu

$$\sigma_{\max} = 2K_I / \sqrt{\pi\rho}, \quad (2)$$

gdzie K_I – współczynnik intensywności naprężeń dla szczeliny. W postaci (2) wzór występuje w wielu pracach m.in. Creagera i Parisa (1967) i Neubera (1977). Łatwo go uzyskać korzystając ze znanego rozwiązania zadania o koncentracji naprężeń wokół otworu eliptycznego (np. Savruk, 1989). Do niedawna uważano, że jest to zależność dokładna. Ostatnio przeprowadzone

badania (Savruk, Kazberuk 2006) dowiodły, że przy jednakowej krzywiznie w wierzchołku uzyskuje się różne zależności dla różnych kształtów konturu karbu.

Tab. 1. Wartości współczynnika R_I dla wybranych kątów rozwarcia karbu 2β

| 2β | λ | R_I | 2β | λ | R_I |
|------------|-----------|-------|-------------|-----------|-------|
| 0° | 0,5000 | 2,989 | 75° | 0,4753 | 2,957 |
| 1° | 0,5000 | 2,991 | 90° | 0,4555 | 2,901 |
| 5° | 0,5000 | 2,993 | 105° | 0,4261 | 2,807 |
| 10° | 0,4999 | 2,994 | 120° | 0,3843 | 2,659 |
| 15° | 0,4998 | 2,995 | 135° | 0,3264 | 2,440 |
| 30° | 0,4985 | 2,999 | 150° | 0,2480 | 2,124 |
| 45° | 0,4950 | 2,997 | 165° | 0,1427 | 1,678 |
| 60° | 0,4878 | 2,986 | 180° | 0 | 1,000 |

Uogólnienie wzoru (1) na przypadki karbów mających w otoczeniu wierzchołka zmienny promień krzywizny (karby paraboliczne, hiperboliczne) publikowało wielu autorów, m. in. Benthem (1987), Lazzarin i Tovo (1996), Filippi i inni (2002), Strandberg (1999). Próby wykorzystania ich zależności do obliczeń współczynników intensywności naprężeń w wierzchołkach karbów ostrych prowadziły do wartości o niewystarczającej dokładności. Stąd konieczność opracowania własnej zależności.

3. KONCENTRACJA NAPRĘŻEŃ WOKÓŁ GŁADKIEGO OTWORU

Rozważa się nieograniczoną płaszczyznę sprężystą osłabioną otworem w kształcie rombu o wierzchołkach zaokrąglonych łukami kołowymi o promieniach ρ_1 i ρ_2 . Całkowitą długość otworu odpowiadającą dłuższej przekątnej rombu, oznaczono $2l$ (rys.1). Zakłada się, że brzeg otworu (gładki kontur L) jest wolny od obciążeń zewnętrznych. Płaszczyzna poddana jest rozciąganiu naprężeniami $\sigma_x^\infty = q$, $\sigma_y^\infty = p$ w nieskończoności.

Potencjały zespolone naprężeń (Muskhelishvili, 2003) przyjęto w następującej postaci:

$$\Phi_*(z) = \Phi_0(z) + \Phi(z), \quad \Psi_*(z) = \Psi_0(z) + \Psi(z), \quad (3)$$

gdzie $\Phi_0(z)$ i $\Psi_0(z)$ – funkcje opisujące jednorodny stan naprężeń w płaszczyźnie sprężystej

$$\Phi_0(z) = (p+q)/4, \quad \Psi_0(z) = (p-q)/2, \quad (4)$$

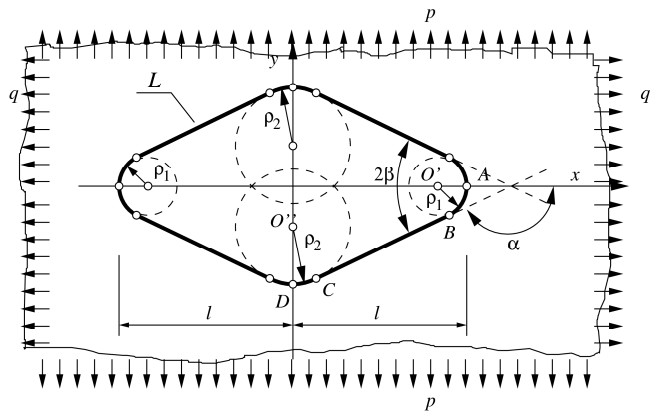
a $\Phi(z)$ i $\Psi(z)$ – określają zaburzenie naprężeń. Poszukuje się przedstawień całkowych potencjałów $\Phi(z)$ i $\Psi(z)$ w następującej postaci (Savruk, 1981):

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{g'(t)}{t-z} dt, \\ \Psi(z) &= \frac{1}{2\pi^2} \int_L \left[t g'(t) dt - \overline{t g'(t)} dt \right] \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_L \left[\frac{g'(t)}{t-z} dt - \frac{\overline{t g'(t)}}{(t-z)^2} dt \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Wtedy warunek graniczny na brzegu L przyjmuje postać

$$\begin{aligned} \sigma_n + i\tau_{ns} &= p(t) \\ &= - \left\{ \Phi_0(t) + \overline{\Phi_0(t)} + \frac{dt}{dt} \left[t \overline{\Phi'_0(t)} + \Psi_0(t) \right] \right\}, \quad t \in L, \end{aligned} \quad (6)$$

a w nieskończoności naprężenia dążą zera.



Rys. 1. Otwór rombowy w rozciąganej płaszczyźnie

Tak sformułowane zagadnienie brzegowe sprowadza się do rozwiązania osobliwego równania całkowego (Savruk, 1981)

$$\frac{1}{\pi} \int_L \left[\tilde{K}(t, t') g'(t) dt + \tilde{L}(t, t') \overline{g'(t)} dt \right] = p(t'), \quad t' \in L, \quad (7)$$

którego jądra mają postać

$$\begin{aligned} \tilde{K}(t, t') &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{t-t'} + \frac{dt'}{dt} \left(\frac{1}{t-t'} - \frac{\bar{t}}{(\bar{t}')^2} \right) \right) + \frac{1}{l} \cdot \frac{ds'}{dt'}, \\ \tilde{L}(t, t') &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{t-t'} - \frac{dt'}{dt} \left(\frac{t-t'}{(t-t')^2} - \frac{\bar{t}}{(\bar{t}')^2} \right) \right) \end{aligned} \quad (8)$$

gdzie s' jest odciętą łukową punktu t' na brzegu L . W jądrach (8) obecne są dodatkowe zerowe funkcjonary zapewniające w przypadku zamkniętego konturu L jednoznaczność rozwiązania równania całkowego dla dowolnej prawej strony.

Uwzględniając symetrię konturu L względem osi x i y , równanie parametryczne brzegu zapisano w postaci

$$t = l\omega(\xi) = l \begin{cases} \omega_1(\xi), & 0 \leq \xi < \pi/2, \\ -\omega_1(\pi - \xi), & \pi/2 \leq \xi < \pi, \\ -\omega_1(\xi - \pi), & \pi \leq \xi < 3\pi/2, \\ \omega_1(2\pi - \xi), & 3\pi/2 \leq \xi < 2\pi, \end{cases} \quad (9)$$

gdzie funkcja $\omega_1(\xi)$ opisuje kontur L leżący w czwartej ćwiartce układu współrzędnych (kierunek obejścia konturu brzegu jest zgodny z kierunkiem ruchu wskazówek zegara).

Dokonując zamiany zmiennych

$$t = l\omega(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq 2\pi; \quad t' = l\omega(\eta), \quad 0 \leq \eta \leq 2\pi$$

równanie całkowe (6) zapisuje się w postaci kanonicznej

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} [M(\xi, \eta)u(\xi) + N(\xi, \eta)\overline{u(\xi)}] d\xi = p(\eta), \quad 0 \leq \eta \leq 2\pi,$$

gdzie wprowadzono oznaczenia

$$M(\xi, \eta) = i\tilde{K}(\omega(\xi), \omega(\eta)), \quad N(\xi, \eta) = i\tilde{L}(\omega(\xi), \omega(\eta));$$

$$u(\xi) = g'(\omega(\xi))\omega'(\xi), \quad p(\eta) = p(\omega(\eta)).$$

Poszukiwana 2π -okresowa ciągła funkcja $u(\xi)$ ma quasi-osobliwości w otoczeniu wierzchołków rombu, co komplikuje uzyskanie dostatecznie dokładnego rozwiązania dla małych wartości promienia ρ . Ostatnio w celu poprawienia dokładności rozwiązań tego typu równań stosuje się różnorodne nieliniowe odwzorowania zmiennych prowadzące do zagęszczenia węzłów kwadratur całkowania i węzłów kolokacji w otoczeniu wierzchołków otworu. W rozważanym przypadku zastosowano następującą zamianę zmiennych (Johnston, 1999)

$$\xi = G(\tau) = \tau - (1/4)\sin 4\tau, \quad 0 \leq \tau \leq 2\pi;$$

$$\eta = G(\theta), \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi$$

Funkcja $G(\tau)$ jednoznacznie odwzorowuje odcinek $\tau \in [0, 2\pi]$ w odcinek $\xi \in [0, 2\pi]$.

W rezultacie uzyskuje się równanie całkowe postaci

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} [M(\xi, \eta)u^*(\tau) + N(\xi, \eta)\overline{u^*(\tau)}] G'(\tau) d\tau = p^*(\theta),$$

gdzie $0 \leq \theta \leq 2\pi$ oraz $u^*(\tau) = u(G(\tau))$, $p^*(\theta) = p(G(\theta))$.

Dyskretnym analogiem równania całkowego jest algebraiczny układ równań liniowych (Savruk, 1981)

$$\frac{1}{2n} \sum_{k=1}^{4n} [M(\xi_k, \eta_m)u^*(\tau_k) + N(\xi_k, \eta_m)\overline{u^*(\tau_k)}] G'(\tau_k) = p^*(\theta_m), \quad (10)$$

gdzie $m = \overline{1, 4n}$ oraz

$$\xi_k = G(\tau_k), \quad \tau_k = \frac{\pi(2k-1)}{4n}, \quad k = \overline{1, 4n};$$

$$\eta_m = G(\theta_m), \quad \theta_m = \frac{2\pi(m-1)}{4n}, \quad m = \overline{1, 4n}$$

Uwzględniając symetrię zadania względem osi Ox i Oy , rząd układu równań (10) zostaje zmniejszony czterokrotnie. Nakładając warunki wynikające z symetrii na poszukiwaną postać funkcji rozwiązania

$$u^*(2\pi - \tau) = \overline{u^*(\tau)}, \quad u^*(\pi - \tau) = -\overline{u^*(\tau)}, \quad (11)$$

a także warunki zerowania się naprężeń stycznych w punktach leżących na osiach symetrii, otrzymuje się układ n zespolonych równań algebraicznych

$$\begin{cases} \frac{1}{n} \operatorname{Re} \sum_{k=1}^n [M^*(\xi_k, \eta_m)u^*(\tau_k)] G'(\tau_k) = p^*(\theta_m), & m = 1, \\ \frac{1}{2n} \sum_{k=1}^n [M^*(\xi_k, \eta_m)u^*(\tau_k) + N^*(\xi_k, \eta_m)\overline{u^*(\tau_k)}] G'(\tau_k) = p^*(\theta_m), & m = \overline{2, \dots, n}, \\ \frac{1}{n} \operatorname{Re} \sum_{k=1}^n [M^*(\xi_k, \eta_m)u^*(\tau_k)] G'(\tau_k) = p^*(\theta_m), & m = n+1 \end{cases} \quad (12)$$

dla n niewiadomych wartości funkcji $u^*(\tau_k)$ ($k = \overline{1, \dots, n}$). Tutaj:

$$M^*(\xi_k, \eta_m) = M(\xi_k, \eta_m) - N(\pi - \xi_k, \eta_m) - M(\pi + \xi_k, \eta_m) + N(2\pi - \xi_k, \eta_m),$$

$$N^*(\xi_k, \eta_m) = N(\xi_k, \eta_m) - M(\pi - \xi_k, \eta_m) - N(\pi + \xi_k, \eta_m) + M(2\pi - \xi_k, \eta_m).$$

Należy zauważyć, że wartości funkcji $p^*(\theta)$ w węzłach $\theta_1 = 0$ i $\theta_{n+1} = \pi/2$ są rzeczywiste;

Po uzyskaniu rozwiązania układu algebraicznych równań liniowych (12) można wyznaczyć zespolone potencjały naprężeń (5), określające stan naprężeń i odkształceń w całej płaszczyźnie sprężystej. Obliczenie wartości naprężenia normalnego σ_s w punktach leżących na brzegu otworu przeprowadza się korzystając bezpośrednio ze znalezionej funkcji $u^*(\tau)$ (Savruk i inni, 1989)

$$\sigma_s(t) = 4 \operatorname{Re}[\Phi_0(t) + \Phi^+(t)] = 4 \operatorname{Re} \Phi_0(t) - 4 \operatorname{Im} g'(t) =$$

$$= 4 \operatorname{Re} \Phi_0(t) - 4 \operatorname{Im} [u(\xi)/\omega'(\xi)] =$$

$$= 4 \operatorname{Re} \Phi_0(t) - 4 \operatorname{Im} [u^*(\tau)/\omega'(\xi)], \quad t \in L.$$

Współczynnik koncentracji naprężeń w wierzchołku A (rys.1) otworu oblicza się ze wzoru

$$k_A = -4 \operatorname{Im} [u^*(0)/\omega'(0)],$$

przy czym wartość $u^*(0)$ wyznacza się korzystając z wielomianu interpolacyjnego Lagrange'a (patrz np. Savruk i inni, 1989)

$$u^*(\tau) = \frac{1}{4n} \sum_{k=1}^{4n} u^*(\tau_k) \sin[2n(\tau - \tau_k)] \cot\left(\frac{\tau - \tau_k}{2}\right).$$

Uwzględniając warunki symetrii (11), otrzymano

$$u^*(0) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \frac{(-1)^{k+1}}{\sin \tau_k} \operatorname{Re} u^*(\tau_k).$$

Obliczenia przeprowadzono dla dwóch przypadków obciążenia – jednokierunkowego rozciągania ($q=0$) w kierunku osi Oy (prostopadle do dłuższej przekątnej rombu) oraz wszechstronnego ($q=p$) rozciągania. Przyjęto, że promienie zaokrąglenia wierzchołków są równe $\rho_1 = \rho_2 = \rho$. Kąt rozwarcia ramion rombu 2β określany w wierzchołku A zmieniano w przedziale od 5° do 175° uzyskując stabilne rozwiązania dla $\varepsilon = \rho/l \geq 0,0001$.

Uogólnione współczynniki intensywności naprężeń

$$K_I^V \text{ w ostrym narożu otworu obliczono ze wzoru}$$

$$K_I^V = \left(\sqrt{2\pi}/R_1\right) \lim_{\rho \rightarrow 0} \rho^\lambda (\sigma_s)_{\max} \quad (13)$$

Przebieg wartości bezwymiarowego współczynnika intensywności naprężeń $F_I^V = K_I^V / (\rho l^\lambda \sqrt{\pi})$ w funkcji kąta 2β rozwarcia boków rombu przedstawiono na rys. 2.

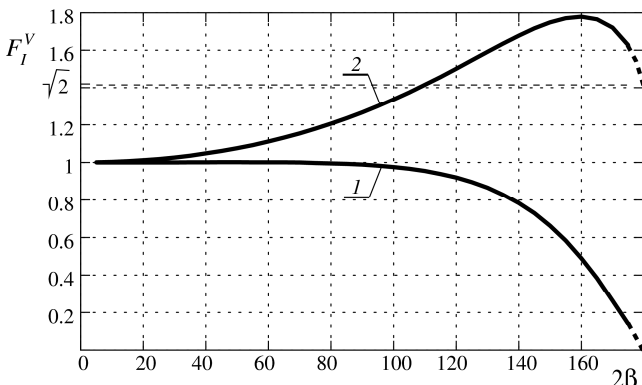
Otrzymane wartości współczynników intensywności naprężeń w wierzchołku rombu poddanego jednokierunkowemu rozciąganiu dobrze zgadzają się z wynikami opublikowanymi przez Dunna i innych (1997) dla kątów $2\beta \leq 150^\circ$ (z krokiem 15°).

W szczególnym przypadku otworu kwadratowego $2\beta=\pi/2$ podstawiając do wzoru (13) współczynniki $R_I = 2,901$ i $\lambda = 0,4555$ otrzymano następujące wzory:

$$K_I^V = 1.266 pl^\lambda \sqrt{\pi} \quad (q=0),$$

$$K_I^V = 0.989 pl^\lambda \sqrt{\pi} \quad (q=p),$$

które są praktycznie identyczne z opublikowanymi w pracach Noda i inni 1996 i Kraviec' 2002.



Rys. 2. Uogólniony bezwymiarowy współczynnik intensywności naprężeń F_I^V w funkcji kąta wierzchołkowego 2β rombu: 1 - wszechstronne rozciąganie, 2 - jednokierunkowe rozciąganie.

4. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono aplikację metody numerycznego obliczania współczynników intensywności naprężeń w wierzchołku karbu ostrego na postawie rozwiązania zadania o koncentracji naprężeń w wierzchołku odpowiedniego zaokrąglonego naroża. Otrzymano wartości współczynników intensywności naprężeń w ostrych narożach otworu osłabiającego rozciąganą płaszczyznę. Otwór ma kształt rombu o kącie rozwarcia wierzchołka zmieniającym się od 5° do 175° . Początkowo przyjmuje się gładki brzeg otworu zakładając zaokrąglenie wierzchołków łukami o dużej krzywiznie. Wykorzystując metodę osobliwych równań całkowych i transformacje nieliniowe do numerycznego obliczania całek quasi-osobliwych otrzymano rozkład naprężeń wokół krawędzi otworu przy dowolnej wartości promienia zaokrąglenia wierzchołka. Następnie, na podstawie zależności pomiędzy współczynnikami koncentracji i intensywności naprężeń dla karbów ostrych i zaokrąglonych łukiem kołowym, przechodząc do granicy ($\rho \rightarrow 0$) uzyskano współczynniki intensywności naprężeń w wierzchołku odpowiedniego ostrego naroża. Przeprowadzone porównania szczególnych przypadków z wynikami uzyskiwanymi innymi metodami wykazały wysoką dokładność oraz efektywność obliczeniową prezentowanego podejścia.

LITERATURA

1. **Benthem J.P.** (1987), Stresses in the region of rounded corners, *Int. J. Solids Struct.*, **23**, 239-252.
2. **Creager M., Paris P.C.** (1967), Elastic field equations for blunt cracks with reference to stress corrosion cracking, *Int. J. Fract. Mech.*, **3**, 247-252.
3. **Dunn M.L., Suwito W., Cunningham S.** (1997), Stress intensities at notch singularities, *Eng. Fract. Mech.*, **57**, 417-430.
4. **Filippi S., Lazzarin P., Tovo R.** (2002), Developments of some explicit formulas useful to describe elastic stress fields ahead of notches in plates, *Int. J. Solids Struct.*, **39**, 4543-4565.
5. **Johnston P.R.** (1999), Application of sigmoidal transformations to weakly singular and near-singular boundary element integrals, *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, **45**, 1333-1348.
6. **Kraviec' V.S.** (2002) Doslidžennia napryženogo stanu neskinchennoi plastini z kvadratnim otworom, *Mechanika i fizyka ruinuванні budivel'nih materialiv ta konstrukcij. L'viv: Kamenâr*, **5**, 95-105.
7. **Lazzarin P., Tovo R.** (1996), A unified approach to the evaluation of linear elastic stress field in the neighbourhood of crack and notches, *Int. J. Fract.*, **78**, 3-19.
8. **Muskhelishvili N.I.** (2003) *Some Basic Problems of the Mathematical Theory of Elasticity*, Springer, 768 p.
9. **Neuber H.** (1977), Die halbelliptische Kerbe mit Riss als Beispiel zur Korrelation von Mikro- und Makrospannungskonzentrationen, *Ing.-Arch.*, **46**, 389-399.
10. **Noda N.-A., Oda K., Inoue T.** (1996), Analysis of newly-defined stress intensity factors for angular corners using singular integral equations of the body force method, *Int. J. Fract.*, **76**, 243-261.
11. **Savruk M.P.** (1981) *Dvumernye zadači yprugosti dlâ tel s Teresinami*, Nauk. Dumka, 324 s.
12. **Savruk M.P.** (1988) *Koëfficienty intensivnosti napryženij v telah s trešinami, Meh. razrušenîâ i pročnost' materialov*, Sprav. posobie pod red. V.V.Panasika, Nauk. Dumka, 620c.
13. **Savruk M.P., Kazberuk A.** (2006), Zależnist' miž koeficientami intensivnosti ta koncentracij napružen' dlâ gostryh i zakruglenyh kutovyh vyriziv, *Fiz.-him. mehanika materialiv*, **42**, 56-65.
14. **Savruk M.P., Osiv P.N., Prokopčuk I.V.** (1989), Čislennyj analiz v ploskih zadačah teorii trešin, *Nauk. dumka*, 248 s.
15. **Strandberg M.** (1999), A numerical study of the elastic stress field arising from sharp and blunt V-notches in a SENT-specimen, *Int. J. Fract.*, **100**, 329-342.

STRESS INTENSITY FACTORS FOR DIAMOND-SHAPED HOLE IN ELASTIC PLANE UNDER TENSION

Abstract: The unified approach to solve problems of stress concentration around sharp and rounded diamond shaped hole in elastic plane based on singular integral equation method was proposed. At first, the problem was solved for an elastic domain with diamond hole with rounded vertex of large curvature. The method based on passage to the limit (when curvature radius tends to zero), was used to obtain stress intensity factor at the vertex of sharp diamond hole in a plane under tension. The numerical results of stress intensity factors for a diamond hole of arbitrary vertex angle were discussed.

Pracę wykonano w ramach realizacji projektu nr S/WM/1/03.