

УДК 539.375

Л. Кіпніс

Професор, д-р фіз.-мат. наук

Г. Хазін

Доцент, канд. фіз.-мат. наук

Т. Поліщук

Уманський державний
педагогічний університет,
м. Умань

ПРО ВУЗЬКУ ЗОНУ ПЕРЕДРУЙНУВАННЯ БІЛЯ КУТОВОЇ ТОЧКИ КУСКОВО- ОДНОРІДНОГО ПРУЖНОГО ТІЛА

Розглянуто симетричну задачу про розрахунок зони передруйнування у кутовій точці кусково-однорідного ізотропного пружного тіла. Точний розв'язок відповідної задачі лінійної теорії пружності побудовано методом Вінера-Хопфа.

кутова точка, зона передруйнування, лінія розриву переміщення, метод Вінера-Хопфа

Дослідженню питання про розвиток вузьких зон передруйнування біля кінців тріщин і кутових точок в однорідних тілах в умовах плоскої задачі присвячено велику кількість наукових праць [2, 8 — 10, 14, 16]. Зони передруйнування моделюються прямими лініями розриву переміщення, які виходять з кутових точок. Розв'язано низку відповідних задач для тріщини, що розташована на межі поділу середовищ, та для тріщини, що виходить на таку межу [1, 3 — 7, 11, 12, 17].

Великий інтерес для механіки руйнування композитних матеріалів становить здійснення розрахунків зон передруйнування в рамках моделей з лініями розриву переміщення біля кутових точок кусково-однорідних тіл.

Нижче розглянуто таку задачу для кутової точки межі поділу середовищ у випадку ізотропного пружного тіла.

Постановка задачі. В умовах плоскої деформації в рамках симетричної задачі розглянемо кусково-однорідне ізотропне пружне тіло з межею поділу середовищ у формі сторін кута, яке складене з різних частин, що з'єднані між собою тонким шаром. Матеріал шару є крихкішим, ніж матеріали цих частин.

Зі зростанням зовнішнього навантаження біля кутової точки межі поділу середовищ, яка є гострокінцевим концентратором напружень, з'являється і розвивається

зона передруйнування. Вважаємо, що в задачі теорії пружності, яка відповідає тому етапу процесу деформування, коли зона передруйнування ще не з'явилась (задача E), на межі поділу середовищ біля кутової точки нормальне напруження є розтягуючим (умова T). Тоді зона передруйнування має вигляд пари вузьких смуг, що виходять із заданої точки і розташовані на цій межі. Обмеження на параметри задачі, яке забезпечує виконання умови T, наведено нижче. Досліджуватимемо лише початкову стадію розвитку зони передруйнування. Тоді її розмір буде значно меншим, ніж розміри тіла.

Ставиться задача визначення довжини зони передруйнування. Оскільки з'єднуючий матеріал є пружним, переважні деформації у зоні передруйнування розвиваються за механізмом відриву. Тому смужку-зону моделюватимемо лінією розриву нормального переміщення, на якій нормальне напруження дорівнює заданій сталій з'єднуючого матеріалу σ .

З урахуванням малості зони передруйнування приходимо до плоскої статичної симетричної задачі лінійної теорії пружності для кусково-однорідної ізотропної площини з межею поділу середовищ у формі сторін кута, яка містить розрізи скінченної довжини, що виходять з кутової точки та розташовані на цій межі (рис. 1).

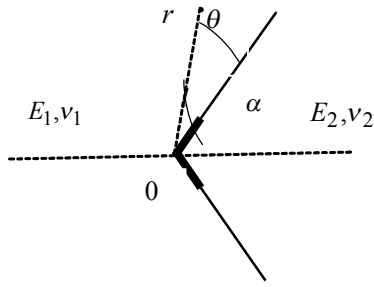


Рис. 1. Лінії розриву нормального переміщення у кутовій точці межі поділу середовищ

На нескінченності реалізується асимптотика, яка є розв'язком аналогічної задачі без розрізів (задача К), що породжується єдиним на інтервалі $]-1;0[$ коренем її характеристичного рівняння. Довільна стала C , яка входить у вказаний розв'язок, вважається заданою. Вона характеризує інтенсивність зовнішнього поля і повинна визначитись з розв'язку зовнішньої задачі.

Крайові умови задачі мають такий вигляд (див. рис. 1):

$$\theta = \pi - \alpha, \tau_{r\theta} = 0, u_\theta = 0; \quad (1)$$

$$\theta = -\alpha, \tau_{r\theta} = 0, u_\theta = 0;$$

$$\theta = 0, \langle \sigma_\theta \rangle = \langle \tau_{r\theta} \rangle = 0, \langle u_r \rangle = 0;$$

$$\theta = 0, r < l, \sigma_\theta = \sigma; \theta = 0, r > l, \langle u_\theta \rangle = 0; \quad (2)$$

$$\theta = 0, r \rightarrow \infty, \sigma_\theta = Cgr^{\lambda_0} + o\left(\frac{1}{r}\right). \quad (3)$$

У цих формулах $-\alpha \leq \theta \leq \pi - \alpha$; $\langle a \rangle$ – стрибок a ; λ_0 – єдиний на інтервалі $]-1;0[$ корінь рівняння

$$\Delta(-\lambda - 1) = 0, \Delta(z) = \delta_0(z) + \delta_1(z)e + \delta_2(z)e^2,$$

$$\delta_0(z) = [\sin 2z\alpha + z \sin 2\alpha][\chi_1 \sin 2z(\pi - \alpha) + z \sin 2\alpha],$$

$$\delta_1(z) = (1 + \chi_1)(1 + \chi_2) \sin^2 z\pi -$$

$$-[\sin 2z\alpha + z \sin 2\alpha] \times (\chi_1 \sin 2z(\pi - \alpha) + z \sin 2\alpha)$$

$$-(\sin 2z(\pi - \alpha) - z \sin 2\alpha) \times [\chi_2 \sin 2z\alpha - z \sin 2\alpha],$$

$$\delta_2(z) = (\sin 2z(\pi - \alpha) - z \sin 2\alpha)[\chi_2 \sin 2z\alpha - z \sin 2\alpha],$$

$$e = \frac{1 + \nu_2}{1 + \nu_1} e_0, e_0 = \frac{E_1}{E_2}, \chi_{1,2} = 3 - 4\nu_{1,2}$$

(E_1, E_2 – модулі Юнга; ν_1, ν_2 – коефіцієнти Пуассона); $g(\alpha, e_0, \nu_1, \nu_2)$ – відома функція.

При $\alpha \in]0; \alpha_1[\cup]\pi/2; \alpha_2[$ функція $g(\alpha)$ від'ємна, а при $\alpha \in]\alpha_1; \pi/2[\cup]\alpha_2; \pi[$ – додатна ($g(0) = g(\alpha_1) = g(\pi/2) = g(\alpha_2) = g(\pi) = 0$). Значенням e_0 , що дорівнюють 2; 3; 5; 10, та $\nu_1 = \nu_2 = 0,3$ відповідають значення α_1^0 , що дорівнюють $38,2^0; 34,4^0; 29,3^0; 21,7^0$, і значення α_2^0 , що дорівнюють $134,2^0; 133,4^0; 133,1^0; 131,3^0$.

Якщо

$$Cg > 0, \quad (4)$$

то з загальних положень про поведінку напружень біля кутових точок пружних тіл [15, 19] випливає, що в задачі E, яка згадана вище, $\sigma_\theta(r, 0) \rightarrow +\infty$ при $r \rightarrow 0$, а тому умова T виконана. Вважатимемо, що параметри задачі задовольняють нерівність (4).

Розв'язок сформульованої задачі лінійної теорії пружності є сумою розв'язків наступних двох задач. Перша відрізняється від неї тим, що замість першої умови (2) маємо

$$\theta = 0, r < l, \sigma_\theta = \sigma - Cgr^{\lambda_0}, \quad (5)$$

а на нескінченності напруження згасають як $o(1/r)$ (у формулі (3) відсутній перший доданок). Друга задача – задача K. Оскільки розв'язок другої задачі відомий, достатньо побудувати розв'язок першої.

Для побудови точного розв'язку першої задачі застосуємо метод Вінера-Хопфа у поєднанні з апаратом інтегрального перетворення Меліна [13, 18].

Рівняння Вінера-Хопфа задачі та його розв'язання.

Застосовуючи інтегральне перетворення Меліна до рівнянь рівноваги, умови спільності деформацій, закону Гука, умов (1) і враховуючи другу умову (2) й умову (5), приходимо до такого функціонального рівняння Вінера-Хопфа:

$$\Phi^+(p) + \frac{\sigma}{p+1} + \frac{\sigma_1}{p+\lambda_0+1} = A \text{ctg} p \Gamma G(p) \Phi^-(p), \quad (6)$$

$$A = \frac{(1 + \chi_1)[1 + \chi_1 + (1 + \chi_2)e]}{2[\chi_1 + (1 + \chi_1\chi_2)e + \chi_2e^2]}, \quad G(p) = \frac{G_1(p)}{G_2(p)},$$

$$G_1(p) = [\chi_1 + (1 + \chi_1\chi_2)e + \chi_2e^2][a_0(p) + a_1(p)e] \sin p\pi,$$

$$G_2(p) = [1 + \chi_1 + (1 + \chi_2)e][b_0(p) + b_1(p)e + b_2(p)e^2] \cos p\pi,$$

$$a_0(p) = (1 + \chi_1)[\cos 2p(\pi - \alpha) - \cos 2\alpha](\sin 2p\alpha + p \sin 2\alpha),$$

$$a_1(p) = (1 + \chi_2)(\cos 2p\alpha - \cos 2\alpha)[\sin 2p(\pi - \alpha) - p \sin 2\alpha],$$

$$b_0(p) = (\sin 2p\alpha + p \sin 2\alpha)[\chi_1 \sin 2p(\pi - \alpha) + p \sin 2\alpha],$$

$$b_1(p) = (1 + \chi_1)(1 + \chi_2) \sin^2 p\pi - (\sin 2p\alpha + p \sin 2\alpha) \times$$

$$\times [\chi_1 \sin 2p(\pi - \alpha) + p \sin 2\alpha] -$$

$$- [\sin 2p(\pi - \alpha) - p \sin 2\alpha] \times$$

$$\times (\chi_2 \sin 2p\alpha - p \sin 2\alpha),$$

$$b_2(p) = [\sin 2p(\pi - \alpha) - p \sin 2\alpha] \times$$

$$\times (\chi_2 \sin 2p\alpha - p \sin 2\alpha), \quad \sigma_1 = -Cgr^{\lambda_0},$$

$$\Phi^+(p) = \int_1^\infty \sigma_\theta(\rho l, 0) \rho^p d\rho,$$

$$\Phi^-(p) = \frac{E_1}{4(1 - \nu_1^2)} \int_0^1 \left\langle \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right\rangle \Big|_{r=\rho l} \Big|_{\theta=0} \rho^p d\rho.$$

($-\varepsilon_1 < \text{Re } p < \varepsilon_2, \varepsilon_{1,2}$ – достатньо малі додатні числа).

Функція $G(it)$ ($-\infty < t < \infty$) є дійсною додатною парною функцією t , яка прямує до одиниці при $t \rightarrow \infty$.

Тому індекс функції $G(p)$ відносно уявної осі дорівнює нулю й існує факторизація

$$G(p) = \frac{G^+(p)}{G^-(p)} (\operatorname{Re} p = 0), \quad (7)$$

$$\exp \left[\frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{\ln G(z)}{z-p} dz \right] = \begin{cases} G^+(p), \operatorname{Re} p < 0, \\ G^-(p), \operatorname{Re} p > 0. \end{cases}$$

Функцію $pctgpp$ можна факторизувати так:

$$pctgpp = K^+(p)K^-(p), \quad (8)$$

$$K^\pm(p) = \frac{\Gamma(1 \mp p)}{\Gamma(1/2 \mp p)},$$

де $\Gamma(z)$ – гамма-функція.

За допомогою факторизацій (7), (8) рівняння (6) перепишемо у вигляді

$$\frac{\Phi^+(p)}{K^+(p)G^+(p)} + \frac{\sigma}{(p+1)K^+(p)G^+(p)} + \frac{\sigma_1}{(p+\lambda_0+1)K^+(p)G^+(p)} = \frac{AK^-(p)\Phi^-(p)}{pG^-(p)} (\operatorname{Re} p = 0). \quad (9)$$

Використаємо подання

$$\frac{\sigma}{(p+1)K^+(p)G^+(p)} = \frac{\sigma}{p+1} \times \left[\frac{1}{K^+(p)G^+(p)} - \frac{1}{K^+(-1)G^+(-1)} \right] + \frac{\sigma}{(p+1)K^+(-1)G^+(-1)}, \quad (10)$$

$$\frac{\sigma_1}{(p+\lambda_0+1)K^+(p)G^+(p)} = \frac{\sigma_1}{p+\lambda_0+1} \times \left[\frac{1}{K^+(p)G^+(p)} - \frac{1}{K^+(-\lambda_0-1)G^+(-\lambda_0-1)} \right] + \frac{\sigma_1}{(p+\lambda_0+1)K^+(-\lambda_0-1)G^+(-\lambda_0-1)} (\operatorname{Re} p = 0).$$

Підставляючи (10) у (9), отримуємо

$$\frac{\Phi^+(p)}{K^+(p)G^+(p)} + \frac{\sigma}{p+1} \times \left[\frac{1}{K^+(p)G^+(p)} - \frac{1}{K^+(-1)G^+(-1)} \right] + \frac{\sigma_1}{p+\lambda_0+1} \times \left[\frac{1}{K^+(p)G^+(p)} - \frac{1}{K^+(-\lambda_0-1)G^+(-\lambda_0-1)} \right] = \frac{AK^-(p)\Phi^-(p)}{pG^-(p)} - \frac{\sigma}{(p+1)K^+(-1)G^+(-1)} -$$

$$- \frac{\sigma_1}{(p+\lambda_0+1)K^+(-\lambda_0-1)G^+(-\lambda_0-1)} (\operatorname{Re} p = 0). \quad (11)$$

Функція у лівій частині (11) аналітична у півплощині $\operatorname{Re} p < 0$, а функція у правій частині (11) аналітична у півплощині $\operatorname{Re} p > 0$. Згідно з принципом аналітичного продовження ці функції дорівнюють одній і тій самій функції, що аналітична у всій площині p .

В околі кінця розрізу, відповідно до загальних положень про поведінку напружень біля кутових точок пружних тіл [15, 19], реалізується асимптотика, яка є розв'язком однорідної задачі теорії пружності для кусково-однорідної площини, що містить на прямолінійній межі поділу середовищ півнескінченну лінію розриву нормального переміщення, який породжується коренем $-1/2$ її характеристичного рівняння. Зокрема,

$$\theta = 0, r \rightarrow l+0, \quad (12)$$

$$\sigma_\theta \sim \frac{\chi_1 + e + 1 + \chi_2 e}{2(\chi_1 + e)} \frac{k_l}{\sqrt{2\pi(r-l)}}, \quad \theta = 0, r \rightarrow l-0,$$

$$\left\langle \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right\rangle \sim - \frac{4(1-\nu_1^2)}{E_1} \frac{1 + \chi_2 e}{1 + \chi_1} \frac{k_l}{\sqrt{2\pi(l-r)}}$$

(k_l — коефіцієнт інтенсивності напружень у кінці розрізу, який підлягає визначенню).

З (12), за теоремою абелевого типу отримуємо:

$$p \rightarrow \infty, \Phi^+(p) \sim \frac{\chi_1 + e + 1 + \chi_2 e}{2(\chi_1 + e)} \frac{k_l}{\sqrt{-2pl}}, \quad (13)$$

$$\Phi^-(p) \sim - \frac{1 + \chi_2 e}{1 + \chi_1} \frac{k_l}{\sqrt{2pl}}.$$

З (7), (8), (13) випливає, що функції у лівій і правій частинах (11) прямує до нуля при $p \rightarrow \infty$ у півплощинах $\operatorname{Re} p < 0$ і $\operatorname{Re} p > 0$ відповідно. За теоремою Ліувіля єдина аналітична функція дорівнює нулю у всій площині p .

Таким чином, розв'язок рівняння (6) має вигляд:

$$\Phi^+(p) = K^+(p)G^+(p) \left\{ \frac{\sigma}{p+1} \times \left[\frac{1}{K^+(-1)G^+(-1)} - \frac{1}{K^+(p)G^+(p)} \right] + \frac{\sigma_1}{p+\lambda_0+1} \left[\frac{1}{K^+(-\lambda_0-1)G^+(-\lambda_0-1)} - \frac{1}{K^+(p)G^+(p)} \right] \right\} (\operatorname{Re} p < 0), \quad (14)$$

$$\Phi^-(p) = \frac{pG^-(p)}{AK^-(p)} \left[\frac{\sigma}{(p+1)K^+(-1)G^+(-1)} + \right.$$

$$\left. + \frac{\sigma_1}{(p + \lambda_0 + 1)K^+(-\lambda_0 - 1)G^+(-\lambda_0 - 1)} \right] \quad (\operatorname{Re} p > 0).$$

Використовуючи (14), можна отримати вирази для меліновських трансформант напружень. У результаті застосування до цих виразів формули обернення Меліна, можуть бути визначені напруження.

Визначення довжини зони передруйнування. За допомогою (14) знаходимо асимптотику

$$p \rightarrow \infty, \quad (15)$$

$$\Phi^-(p) \sim \frac{1}{A\sqrt{p}} \left[\frac{\sigma}{K^+(-1)G^+(-1)} + \frac{\sigma_1}{K^+(-\lambda_0 - 1)G^+(-\lambda_0 - 1)} \right].$$

Згідно з (13), (15), отримуємо формулу для коефіцієнта інтенсивності напружень у кінці розрізу

$$k_I = \frac{2\sqrt{2}(\chi_1 + e)}{1 + \chi_1 + (1 + \chi_2)e} \sqrt{l} \times \left[\frac{g\Gamma(\lambda_0 + \frac{3}{2})}{\Gamma(\lambda_0 + 2)G^+(-\lambda_0 - 1)} Cl^{\lambda_0} - \frac{\sqrt{\pi}}{2G^+(-1)} \sigma \right]. \quad (16)$$

Довжина зони передруйнування визначається з умови обмеженості напружень біля кінця лінії розриву нормального переміщення, тобто з умови рівності нулю коефіцієнта k_I .

Приврівнюючи до нуля праву частину (16), отримуємо таку формулу для визначення довжини $2l$ зони передруйнування:

$$l = L \left(\frac{|C|}{\sigma} \right)^{-1/\lambda_0},$$

$$L = \left[\frac{2|g|\Gamma(\lambda_0 + 3/2)G^+(-1)}{\sqrt{\pi}\Gamma(\lambda_0 + 2)G^+(-\lambda_0 - 1)} \right]^{-1/\lambda_0}. \quad (17)$$

Деякі значення функцій λ_0 і L наведені у табл. 1.

Формула (17) встановлює закон розвитку початкової зони передруйнування біля кутової точки у кусково-однорідному ізотропному пружному тілі.

Висновки. Зі зростанням модуля параметра навантаження C довжина зони передруйнування зростає за степеневим законом. Чим більша стала з'єднувального матеріалу σ , тим менша довжина зони передруйнування. У

випадку, коли $\left(\frac{|C|}{\sigma} \right)^{-1/\lambda_0}$ слабо змінюється зі зміною кута, на кожному з проміжків $]0; \alpha_1[$, $]\alpha_1; \pi/2[$, $]\pi/2; \alpha_2[$, $]\alpha_2; \pi[$

Значення функцій λ_0 і $L \times 10^3$

$e_0 \backslash \alpha^\circ$	2	3	5	10
30	-0,075 26	-0,132 599	-0,232 9294	-0,310 237158
45	-0,112 0,65	-0,180 5876	-0,258 82005	-0,332 96745
60	-0,112 1,05	-0,184 729	-0,248 5800	-0,308 3498
120	-0,054 $4,3 \times 10^{-8}$	-0,081 6,16	-0,104 100	-0,124 31180
135	-0,089 $2,5 \times 10^{-9}$	-0,130 49	-0,168 4686	-0,202 0,01
150	-0,117 331	-0,173 20165	-0,228 36524	-0,278 86081

довжина зони передруйнування спочатку збільшується, а потім зменшується. При цьому, якщо $e_0 = 2; 3; 5; 10$, а $v_1 = v_2 = 0,3$, значення кутів, що відповідають найбільшим значенням довжини зони передруйнування, дорівнюють: $18,4^\circ, 56,8^\circ, 123,1^\circ, 163,9^\circ, 14,1^\circ, 47,6^\circ, 119,3^\circ, 158,2^\circ; 4,3^\circ, 40,2^\circ, 118,4^\circ, 155,4^\circ; 2,1^\circ, 32,4^\circ, 115,2^\circ, 151,7^\circ$.

Література

1. Бакиров В.Ф., Гольдштейн Р.В. Модель Леонова-Панасюка-Дагдейла для трещины на границе соединения материалов // Прикл. математика и механика. — 2004. — Т. 68, №1. — С.170—179.
2. Бережницкий Л.Т., Кундрат Н.М. О возникновении и развитии пластических деформаций в окрестности остроугольного жесткого включения // Физ.-хим. механика материалов. — 1983. — Т. 19, №6. — С. 60—68.
3. Дундурс Дж., Комниноу М. Обзор и перспектива исследования межфазной трещины // Механика композитных материалов. — 1979. — №3. — С. 387—396.
4. Каминский А.А., Дудик М.В., Кипнис Л.А. О начальном развитии зоны предразрушения вблизи конца трещины, выходящей на границу раздела различных сред // Прикл. механика. — 2004. — Т. 40, №2. — С. 74—82.
5. Каминский А.А., Дудик М.В., Кипнис Л.А. О направлении развития тонкой пластической зоны предразрушения в вершине трещины на границе раздела различных сред // Прикл. механика. — 2006. — Т. 42, №2. — С. 14—24.
6. Каминский А.А., Дудик М.В., Кипнис Л.А. О начальном повороте трещины, расположенной на границе раздела двух упругих сред // Прикл. механика. — 2007. — Т. 43, №10. — С. 28—41.
7. Каминский А.А., Кипнис Л.А., Колмакова В.А. О модели зоны предразрушения в конце трещины, выходящей на негладкую границу раздела упругих сред // Прикл. механика. — 2008. — Т. 44, №10. — С.13—22.
8. Каминский А.А., Кипнис Л.А., Хазин Г.А. Расчет пластической зоны в угловой точке в рамках модели

«трезубец» // Прикл. механика. — 2002. — Т. 38, №5. — С. 110—116.

9. Кипнис Л.А. Линия скольжения в вершине прямоуглового клина с жестко защемленной гранью // Известия АН СССР. Механика твердого тела. — 1989. — №4. — С.102—103.

10. Кипнис Л.А., Черепанов Г.П. Применение принципа выбора к проблеме начального развития линий скольжения из угловой точки // Прикл. математика и механика. — 1989. — Т. 53, №1. — С. 159—164.

11. Кундрат Н.М. О начальном развитии полосы скольжения в окрестности включения на границе раздела сред // Прикл. механика. — 2002. — Т. 38, №5. — С.77—84.

12. Лобода В.В., Шевелева А.Е. Определение зон предразрушения у края трещины между двумя упругими ортотропными телами // Прикл. механика. — 2003. — Т. 39, №5. — С.76—82.

13. Нобл Б. Применение метода Винера-Хопфа для решения дифференциальных уравнений в частных производных. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962.— 279 с.

14. Панасюк В.В., Саврук М.П. Модель смуг пластичности в пружнопластичних задачах механіки руйнування // Фіз.-хім. Механіка матеріалів.— 1992. — Т. 28, №1. — С. 49—68.

15. Партон В.З., Перлин П.И. Методы математической теории упругости. — М.: Наука, 1981. — 688 с.

16. Саврук М.П., Данилович А.М. Распространение полос скольжения у вершины краевой трещины при плоской деформации // Прикл. механика — 1994. — Т. 30, №1. — С. 56—61.

17. Симонов И.В. Трещина на границе раздела в однородном поле напряжений // Механика композитных материалов. — 1985. — №6. — С. 969—976.

18. Уфлянд Я.С. Интегральные преобразования в задачах теории упругости. — Л.: Наука, 1967. — 402 с.

19. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. — М.: Наука, 1974. — 640 с.

Отримана 22.06.09

L.Kipnis, G. Khazin, T. Polischuk

On the thin prefracture zone near the corner point of piece-homogeneous elastic body

Uman Pedagogical University, Uman

The symmetric problem on the calculation of a prefracture zone at the corner point of piece-homogeneous isotropic elastic body is considered. An exact solution of the corresponding problem of linear theory of elasticity is constructed by the Wiener-Hopf method.

Інформація

MULTISCALE EFFECTS IN FATIGUE METALS

5 July 2010 - 9 July 2010

Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

The topics discussed during the colloquim are:

- *experimental complementarities* between TEM, SEM with EBSD, AFM and new opportunities offered by kinematic and/or thermal full-field measurements and acoustic emission at micrometric scales which enable the study of the forerunner signs of fatigue damage.
- *numerical tools* including Polycrystalline grain modelling and Discrete Dislocation Dynamic which are of great interests in crystalline plasticity for the definition of multiscale fatigue criteria.
- *multiscale fatigue criteria and structural computations*

The application of these models and techniques will be illustrated on different fatigue contexts: isothermal or non-isothermal, uniaxial or multiaxial loadings, contact and/or fretting fatigue, constant or variable amplitude loadings. Within the topics, a special attention will be accorded to complex cyclic loadings as well as to new metallic materials and/or structures.

Contact:

Dr. Andrei Constantinescu

CNRS Ecole Polytechnique

Laboratoire de Mécanique des Solides

91128 Palaiseau cedex, France

phone:+33 1 69 33 57 56

fax: +33 1 69 33 57 06

email: andrei.constantinescu@lms.polytechnique.fr