УДК 539.3

І. Ю. Хома, О. А. Кондратенко

Деякі співвідношення узагальненої теорії нетонких пластин з початковими напруженнями

(Представлено академіком НАН України Я. М. Григоренком)

A system of differential equations of equilibrium of non-thin transversely isotropic plates with a similar field of initial strains is built. The general solution of the present system is found, and, on its base, the problem of a strained state of the plate weakened by a round cylindrical cavity has been considered.

Проблемі дослідження пружних тіл з початковими напруженнями приділяється достатньо уваги [1–3]. Напружено-деформований стан нетонких ортотропних оболонок вивчався в [4]. В роботах [5, 6] викладено метод побудови рівнянь рівноваги нетонких анізотропних оболонок з початковими напруженнями. Редукція тривимірної задачі теорії пружності до двовимірної здійснюється за допомогою методу розкладу функцій компонент напружень σ_{ij} і переміщень u_j в скінченний ряд Фур'є за поліномами Лежандра $P_k(\varsigma)$ координати товщини [7]

$$\{\sigma_{ij}(x_1,x_2,x_3),u_j(x_1,x_2,x_3)\}=\sum_{k=0}^{N}\{h^{-1}\sigma_{ij}^{(k)}(x),u_j^{(k)}(x)\}P_k(\varsigma), \tag{1}$$

де $\varsigma=h^{-1}x_3$, $x=(x_1,x_2)$ — точка серединної поверхні S; h — половина товщини оболонки. Відносно коефіцієнтів розкладу $\sigma_{ij}^{(k)}(x_1,x_2)$, $u_j^{(k)}(x_1,x_2)$ як функцій двох незалежних змінних виводиться система диференціальних рівнянь і відповідні граничні умови.

Нижче розглядається система рівнянь рівноваги трансверсально-ізотропних пластин з однорідним полем початкових напружень $p_{ij}^{(0)}$. При цьому вважається, що $p_{ij}^{(0)}=\mathrm{const}$ при $i=j$, $p_{ij}^{(0)}=0$ при $i\neq j$. Рівняння рівноваги пластини (в припущенні, що граничні площини $x_3\pm h$ вільні від зовнішніх зусиль) мають вигляд

$$\partial_\alpha\sigma_{\alpha j}^{(k)}-h^{-1}\underline{\sigma}_{3j}^{(k)}=0\qquad(j=1,2,3;\ k=0,1,\ldots,N), \tag{2}$$

де $\partial_\alpha=\partial/\partial x_\alpha$; $\underline{\sigma}_{3j}^{(k)}=(2k+1)(\sigma_{3j}^{(k-1)}+\sigma_{3j}^{(k-3)}+\cdots)$, причому $\sigma_{3j}^{(-k)}=0$, якщо $k>0$; N — довільне натуральне число, яке надалі вважатиметься парним, тобто $N=2n$ ($n=1,2,\ldots,<\infty$). Співвідношення між функціями напружень $\sigma_{ij}^{(k)}$ і деформацій $\varepsilon_{ij}^{(k)}$ для трансверсально-ізотропного тіла визначаються формулами

$$\begin{aligned}
&\sigma_{11}^{(k)}=h[(c_{11}+p_{11}^{(0)})\varepsilon_{11}^{(k)}+c_{12}\varepsilon_{22}^{(k)}+c_{13}h^{-1}\underline{u}_3^{(k)}];\quad \sigma_{12}^{(k)}=h[(c_{66}+p_{11}^{(0)})\varepsilon_{12}^{(k)}+c_{66}\varepsilon_{21}^{(k)}];\\
&\sigma_{22}^{(k)}=h[c_{12}\varepsilon_{11}^{(k)}+(c_{11}+p_{22}^{(0)})\varepsilon_{22}^{(k)}+c_{13}h^{-1}\underline{u}_3^{(k)}];\quad \sigma_{21}^{(k)}=h[c_{66}\varepsilon_{12}^{(k)}+(c_{66}+p_{22}^{(0)})\varepsilon_{21}^{(k)}];\\
&\sigma_{33}^{(k)}=h[c_{13}(\varepsilon_{11}^{(k)}+\varepsilon_{22}^{(k)})+(c_{33}+p_{33}^{(0)})h^{-1}\underline{u}_3^{(k)}];\quad \sigma_{31}^{(k)}=h[c_{44}\varepsilon_{13}^{(k)}+(c_{44}+p_{33}^{(0)})\underline{u}_1^{(k)}];\\
&\sigma_{13}^{(k)}=h[(c_{44}+p_{11}^{(0)})\varepsilon_{13}^{(k)}+c_{44}h^{-1}\underline{u}_1^{(k)}];\quad \sigma_{32}^{(k)}=h[c_{44}\varepsilon_{23}^{(k)}+(c_{44}+p_{33}^{(0)})\underline{u}_2^{(k)}];\\
&\sigma_{23}^{(k)}=h[(c_{44}+p_{22}^{(0)})\varepsilon_{23}^{(k)}+c_{44}h^{-1}\underline{u}_2^{(k)}]\quad(k=0,1,\ldots,N).
\end{aligned} \tag{3}$$

Тут $c_{11},\ c_{12},\dots,c_{66}$ — пружні сталі матеріалу;

$$\varepsilon_{\alpha j}^{(k)}=\partial_\alpha u_j^{(k)};\qquad \varepsilon_{3j}=\underline{u}_j^{(k)}=(2k+1)(u_j^{(k+1)}+u_j^{(k+3)}+\cdots)\qquad(\alpha=1,2;\ j=1,2,3),$$

$u_j^{(k)}=0$, якщо $k>N$.

Наявність початкових напружень $p_{ij}^{(0)}$ у визначальних рівняннях (3) приводить до несиметричності дотичних напружень $\sigma_{ij}^{(k)}$. У цьому випадку рівняння рівноваги (2) в комплексній формі записуються таким чином:

$$\begin{aligned}&\partial_z[\sigma_{11}^{(k)}-\sigma_{22}^{(k)}+i(\sigma_{12}^{(k)}+\sigma_{21}^{(k)})]+\partial_{\overline{z}}[\sigma_{11}^{(k)}+\sigma_{22}^{(k)}+i(\sigma_{12}^{(k)}-\sigma_{21}^{(k)})]-h^{-1}\underline{\sigma}_{3+}^{(k)}=0;\\&\partial_z\sigma_+^{(k)}+\partial_{\overline{z}}\overline{\sigma}_+^{(k)}-h^{-1}\underline{\sigma}_{33}^{(k)}=0\qquad(k=0,1,\dots,N),\end{aligned}\tag{4}$$

де

$$2\partial_z=\frac{\partial}{\partial x_1}-i\frac{\partial}{\partial x_2};\quad 2\partial_{\overline{z}}=\frac{\partial}{\partial x_1}+i\frac{\partial}{\partial x_2};\quad z=x_1+ix_2;\quad \overline{z}=x_1-ix_2;\quad \sigma_+^{(k)}=\sigma_{13}^{(k)}+i\sigma_{23}^{(k)}.$$

Припустимо, що $p_{11}^{(0)}=p_{22}^{(0)}$, тоді рівняння стану (3) можна зобразити формулами

$$\begin{aligned}&\sigma_{11}^{(k)}+\sigma_{22}^{(k)}=2h[(c_{12}+dc_{66})e^{(k)}+c_{13}h^{-1}\underline{u}_3^{(k)}];\quad \sigma_{33}^{(k)}=h[c_{13}e^{(k)}+(c_{33}+p_{33}^{(0)})h^{-1}\underline{u}_3^{(k)}];\\&\sigma_{11}^{(k)}+\sigma_{22}^{(k)}+i(\sigma_{12}^{(k)}-\sigma_{21}^{(k)})=2h[(c_{12}+c_{66})e^{(k)}+p_{11}^{(0)}\partial_z u_+^{(k)}+c_{13}h^{-1}\underline{u}_3^{(k)}];\\&\sigma_{11}^{(k)}-\sigma_{22}^{(k)}+i(\sigma_{12}^{(k)}+\sigma_{21}^{(k)})=4dhc_{66}\partial_{\overline{z}}u_+^{(k)};\qquad \sigma_{12}^{(k)}-\sigma_{21}^{(k)}=2hp_{11}^{(0)}\operatorname{Im}(\partial_z u_+^{(k)});\\&\sigma_+^{(k)}=h[2(c_{44}+p_{11}^{(0)})\partial_{\overline{z}}u_3^{(k)}+c_{44}h^{-1}\underline{u}_+^{(k)}];\qquad \sigma_{12}^{(k)}+\sigma_{21}^{(k)}=4dhc_{66}\operatorname{Im}(\partial_{\overline{z}}u_+^{(k)});\\&\sigma_{3+}^{(k)}=h[2c_{44}\partial_{\overline{z}}u_3^{(k)}+(c_{44}+p_{33}^{(0)})h^{-1}\underline{u}_+^{(k)}]\qquad(k=0,1,\dots,N),\end{aligned}\tag{5}$$

де $u_+^{(k)}=u_1^{(k)}+iu_2^{(k)}$; $d=1+p_{11}^{(0)}/2c_{66}$; $e^{(k)}=\partial_z u_+^{(k)}+\partial_{\overline{z}}\overline{u}_+^{(k)}$.

Якщо внести значення моментів (5) у рівняння рівноваги (4), то отримаємо систему диференціальних рівнянь відносно невідомих функцій $u_j^{(k)}$. За структурою вона розпадається на дві групи рівнянь, що описують відповідно симетричне і кососиметричне (відносно серединної площини S) деформування пластини. Так, при симетричному деформуванні пластини система рівнянь має вигляд

$$\begin{aligned}&c_{66}^*\Delta u_+^{(2k)}+2(c_{12}+c_{66})\partial_{\overline{z}}e^{(2k)}+(4k+1)h^{-1}\Biggl[-2c_{44}\sum_{s=1}^{k}\partial_{\overline{z}}u_3^{(2s-1)}+\\&\qquad+2c_{13}\sum_{s=k+1}^{n}\partial_{\overline{z}}u_3^{(2s-1)}-\widetilde{c}_{44}h^{-1}\sum_{s=1}^{n}\beta_{2s}^{(k)}u_+^{(2s)}\Biggr]=0\qquad(k=1,2,\dots,n);\\&c_{44}^*\Delta u_3^{(2k-1)}+(4k-1)h^{-1}\Biggl[-c_{13}\sum_{s=0}^{k-1}e^{(2s)}+c_{44}\sum_{s=k}^{h}e^{(2s)}-\widetilde{c}_{33}h^{-1}\sum_{s=1}^{n}\alpha_{2s-1}^{(k)}u_3^{(2s-1)}\Biggr]=0.\end{aligned}\tag{6}$$

Тут $\Delta=4\partial_z\partial_{\overline{z}}$ — оператор Лапласа;

$$c_{66}^*=c_{66}(1+d_1);\qquad c_{44}^*=c_{44}(1+d_2);\qquad \widetilde{c}_{33}=c_{33}(1+d_3);\qquad \widetilde{c}_{44}=c_{44}(1+d_4);$$

$$d_1 = \frac{p_{11}^{(0)}}{c_{66}}; \qquad d_2 = \frac{p_{11}^{(0)}}{c_{44}}; \qquad d_3 = \frac{p_{33}^{(0)}}{c_{33}}; \qquad d_4 = \frac{p_{33}^{(0)}}{c_{44}};$$

$$\alpha_{2s-1}^{(k)} = \begin{cases} s(2s-1), & 1 \leqslant s \leqslant k; \\ k(2k-1), & k \leqslant s \leqslant n; \end{cases} \qquad \beta_{2s}^{(k)} = \begin{cases} s(2s+1), & 1 \leqslant s \leqslant k; \\ k(2k+1), & k \leqslant s \leqslant n. \end{cases}$$

Розв'язок рівнянь (6) визначається таким же способом, як і в [8]:

$$\begin{aligned} &c_{66}u_+^{(0)} = æ^*\varphi(z) - z\overline{\varphi'(z)} - \overline{\psi(z)} + h\sum_{m=1}^{2n} a_m^{(0)}\partial_{\overline{z}}V_m; \\ &c_{66}u_+^{(2k)} = \lambda_*^{(2k)}h^2\overline{\varphi''(z)} + h\sum_{m=1}^{2n} a_m^{(2k)}\partial_{\overline{z}}V_m + ih\sum_{s=1}^{n} b_s^{(2k)}\partial_{\overline{z}}w_s \qquad (k = 1, 2, \ldots, n); \\ &c_{66}u_3^{(1)} = -æ_1^*h[\varphi'(z) + \overline{\varphi'(z)}] + \sum_{m=1}^{2n} c_m^{(1)}V_m; \\ &c_{66}u_3^{(2k-1)} = \sum_{m=1}^{2n} c_m^{(2k-1)}V_m \qquad (k = 2, 3, \ldots, n), \end{aligned} \tag{7}$$

де $\varphi(z)$, $\psi(z)$ — довільні аналітичні функції; V_m і w_s — функції, що визначаються з рівностей

$$\Delta V_m - k_m h^{-2} V_m = 0; \qquad \Delta w_s - t_s h^{-2} w_s = 0, \tag{8}$$

в яких параметрами k_m і t_s є корені відповідних характеристичних рівнянь [8]. Враховуючи розв'язок (7), співвідношення (5) для симетричного деформування пластини набудуть вигляду

$$\begin{aligned} &\sigma_{11}^{(0)} - \sigma_{22}^{(0)} + i(\sigma_{12}^{(0)} + \sigma_{21}^{(0)}) = 4dh\left[-z\overline{\varphi''(z)} - \overline{\psi'(z)} + h\sum_{m=1}^{2n} a_m^{(0)}\partial_{\overline{z}}^2 V_m\right]; \\ &\sigma_{11}^{(0)} + \sigma_{22}^{(0)} = 4hæ_0[\varphi'(z) + \overline{\varphi'(z)}] + 2\sum_{m=1}^{2n} d_m^{(0)}V_m; \\ &\sigma_{33}^{(0)} = \sum_{m=1}^{2n} \widetilde{d}_m^{(0)}V_m; \qquad \sigma_{12}^{(0)} - \sigma_{21}^{(0)} = -id_1h(æ+1)[\varphi'(z) - \overline{\varphi'(z)}]; \\ &\sigma_{11}^{(2k)} + \sigma_{22}^{(2k)} = 2\sum_{m=1}^{2n} d_m^{(2k)}V_m; \quad \sigma_{12}^{(2k)} - \sigma_{21}^{(2k)} = 0{,}5d_1\sum_{s=1}^{n} b_s^{(2k)}t_s w_s \quad (k = 1, 2, \ldots, n); \\ &\sigma_+^{(1)} = æ_{11}h^2\overline{\varphi''(z)} + 2h\sum_{m=1}^{2n} p_m^{(1)}\partial_{\overline{z}}V_m + 2ih\sum_{s=1}^{n} q_s^{(1)}\partial_{\overline{z}}w_s; \\ &\sigma_+^{(2k-1)} = 2h\sum_{m=1}^{2n} p_m^{(2k-1)}\partial_{\overline{z}}V_m + 2ih\sum_{s=1}^{n} q_s^{(2k-1)}\partial_{\overline{z}}w_s \qquad (k = 2, 3, \ldots, n); \\ &\sigma_{3+}^{(2k-1)} = 2h\sum_{m=1}^{2n} p_{3m}^{(2k-1)}\partial_{\overline{z}}V_m + 2ih\sum_{s=1}^{n} q_{3s}^{(2k-1)}\partial_{\overline{z}}w_s \qquad (k = 1, 2, \ldots, n). \end{aligned} \tag{9}$$

Розглянемо в області S полярну систему координат r, ϑ і скористаємося формулами переходу від однієї системи координат до іншої. Тоді матимемо співвідношення

$$
\begin{aligned}
&\sigma_{rr}^{(2k)} + \sigma_{\vartheta\vartheta}^{(2k)} = \sigma_{11}^{(2k)} + \sigma_{22}^{(2k)}; \qquad \sigma_{r\vartheta}^{(2k)} - \sigma_{\vartheta r}^{(2k)} = \sigma_{12}^{(2k)} - \sigma_{21}^{(2k)};\\
&\sigma_{rr}^{(2k)} + \sigma_{\vartheta\vartheta}^{(2k)} + i(\sigma_{r\vartheta}^{(2k)} - \sigma_{\vartheta r}^{(2k)}) = \sigma_{11}^{(2k)} + \sigma_{22}^{(2k)} + i(\sigma_{12}^{(2k)} - \sigma_{21}^{(2k)});\\
&\sigma_{rr}^{(2k)} - \sigma_{\vartheta\vartheta}^{(2k)} + i(\sigma_{r\vartheta}^{(2k)} + \sigma_{\vartheta r}^{(2k)}) = e^{-2i\vartheta}[\sigma_{11}^{(2k)} - \sigma_{22}^{(2k)} + i(\sigma_{12}^{(2k)} + \sigma_{21}^{(2k)})];\\
&\sigma_{r3}^{(2k-1)} + i\sigma_{\vartheta 3}^{(2k-1)} = e^{-i\vartheta}\sigma_{+}^{(2k-1)}; \qquad \sigma_{3r}^{(2k-1)} + i\sigma_{3\vartheta}^{(2k-1)} = e^{-i\vartheta}\sigma_{3+}^{(2k-1)};\\
&u_r^{(2k)} + iu_\vartheta^{(2k)} = e^{-i\vartheta}u_{+}^{(2k)}.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

Функції $\sigma_{33}^{(2k)}$, $u_3^{(2k-1)}$ залишаються, очевидно, незмінними. На основі наведених формул розглянемо задачу про напружений стан пластини, послабленої круговою циліндричною порожниною. На площині S це буде область з круговим отвором радіусом R. Припустимо, що поверхня порожнини вільна від напружень і не деформується вздовж твірної. Сформульовані крайові умови на контурі кругового отвору матимуть вигляд

$$
\begin{aligned}
&\left|\sigma_{rr}^{(2k)}(r,\vartheta) + i\sigma_{r\vartheta}^{(2k)}(r,\vartheta)\right|_{r=R} = 0 \qquad (k = 0,1,\ldots,n);\\
&u_3^{(2k-1)}(r,\vartheta)\big|_{r=R} = 0 \qquad (k = 1,2,\ldots,n).
\end{aligned}
\tag{11}
$$

На нескінченності пластина знаходиться під дією постійних розтягуючих $\sigma_{11}^{\infty} = 2p_1$, $\sigma_{22}^{\infty} = 2p_2$ і зсувних $\sigma_{12}^{\infty} = 2\tau$ зусиль $(p_1, p_2, \tau = \mathrm{const})$.

Зобразимо аналітичні функції $\Phi(z) = \varphi'(z)$, $\Psi(z) = \psi'(z)$ у вигляді рядів

$$
\Phi(z) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n z^{-n}; \qquad \Psi(z) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n z^{-n},
\tag{12}
$$

де a_n, b_n $(n > 0)$ — довільні постійні; константи a_0 і b_0 визначаються (згідно з формулами (9) значеннями моментів компонент напружень на нескінченності. Вигляд функцій V_m і w_s залежить від значень коренів характеристичних рівнянь. Так, якщо k_1 — дійсний додатний корень, а k_2 і k_3 — комплексно-спряжені, то

$$
\begin{aligned}
&V_1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n K_n(x_1\rho)e^{in\vartheta}; \qquad V_2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n H_n^{(1)}(x_2\rho)e^{in\vartheta};\\
&V_3 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n H_n^{(2)}(x_3\rho)e^{in\vartheta};
\end{aligned}
\tag{13}
$$

де B_n, C_n, D_n — довільні постійні; $K_n(x_1\rho)$, $H_n^{(1)}(x_2\rho)$ і $H_n^{(2)}(x_3\rho)$ — циліндричні функції Макдональда, Ханкеля першого і другого роду: $\rho = r/R$; $x_1 = Rh^{-1}\sqrt{k_1}$; $x_2 = Rh^{-1}\sqrt{-k_2}$; $x_3 = \overline{x}_2$. Аналогічне зображення має місце і для функції w_s. Тут використані циліндричні функції, які затухають на нескінченності.

Якщо внести значення функцій (12), (13) у формули (7), (9), (10) і врахувати граничні умови (11), одержимо систему алгебраїчних рівнянь для визначення довільних постійних.

Таблиця 1. Залежність поперечних напружень від зміни параметра λ_3

λ	$-0{,}08$	$-0{,}06$	$-0{,}04$	0	0,04	0,06	0,08
$\sigma_{33}/2p$	0,622	0,625	0,628	0,633	0,637	0,639	0,640
$\sigma_{r3}/2p$	0,329	0,395	0,453	0,549	0,622	0,654	0,680
$\sigma_{3r}/2p$	0,581	0,572	0,564	0,549	0,534	0,527	0,520

Таблиця 2. Зміна поперечних напружень по товщині пластини

ς	0	0,2	0,4	0,6	0,8	0,95	1,0
$\sigma_{33}/2p$	0,464	0,470	0,470	0,461	0,436	0,217	0,004
$\sigma_{r3}/2p$	0	0,079	0,117	0,146	0,223	0,231	0,175
$\sigma_{3r}/2p$	0	0,073	0,099	0,107	0,154	0,114	0,030

Для прикладу розглянемо випадок, коли пластина знаходиться в полі всесторонного розтягу, тобто коли $p_1 = p_2 = p$, $\tau = 0$. При числових розрахунках брали до уваги значення технічних постійних матеріалу, згідно з якими параметри d_j $(j = 1, 2, 3, 4)$ визначаються формулами

$$d_1 = 2\lambda_1(1+\nu); \qquad d_2 = \frac{\lambda_1 E}{G'}; \qquad d_3 = \lambda_3(1-2\nu'^2)(1+\nu)^{-1}; \qquad d_4 = \frac{\lambda_3 E}{G'}.$$

Тут $\lambda_1 = p_{11}^{(0)}/E$; $\lambda_3 = p_{33}^{(0)}/E$; E, E' — модулі пружності в площині ізотропії і нормальній до неї площині, ν, ν' — коефіцієнти Пуассона; G' — поперечний модуль зсуву; $e = E/E'$.

В табл. 1 наведені значення поперечних напружень σ_{33}, σ_{r3}, σ_{3r} на поверхні порожнини $\rho = 1$ в точці $\varsigma = 1$ (при $\nu = \nu' = 0{,}25$; $E/G' = 2{,}5$; $e = 1{,}25$; $\lambda_1 = 0$) залежно від зміни параметра λ_3, що характеризує зміну початкових напружень $p_{33}^{(0)}$. Табл. 2 ілюструє зміну цих же напружень по товщині пластини на циліндричній поверхні $\rho = 1{,}04$. Наведені числові дані характеризують швидкість затухання поперечних напружень при віддаленні від поверхні порожнини. Із наведених таблиць видно, що початкові напруження впливають на напружений стан пластини і їх потрібно враховувати при аналізі концентрації напружень біля отворів.

1. *Гузь А. Н.* Хрупкое разрушение материалов с начальными напряжениями. – Київ: Наук. думка, 1991. – 288 с. (Неклассические проблемы механики разрушения: в 4-х т: Т. 2.).
2. *Гузь А. Н., Бабич С. Ю., Рудницький В. Б.* Контактное взаимодействие упругих тел с начальными напряжениями. – Київ: Вища шк., 1995. – 304 с.
3. *Babich S. Yu., Guz A. N., Rudnitskii V. B.* Contact problems for prestressed elastic bodies and rigid and elastic punches // Int. Appl. Mech. – 2004. – 40, № 7. – P. 744–765.
4. *Grigorenko Ya. M., Yaremchenko S. N.* Influence of variable thickness on displacements and stresses in nonthin cylindrical orthotropic shells with elliptic cross-section // Int. Appl. Mech. – 2004. – 40, № 8. – P. 900–907.
5. *Хома І. Ю.* Про рівняння математичної теорії оболонок з початковими напруженнями. // Сучасні проблеми математики. Матер. Міжнар. наукової конф. – Чернівці–Київ. – 1998. – С. 176–180.
6. *Хома И. Ю., Хома Ю. И.* К теории нетонких оболочек с начальными напряжениями и деформациями // Теорет. и прикл. механика. – 2004. – Вып. 39. – С. 134–140.
7. *Khoma I. Yu.* Thermopiezoelectric equations for nonthin ceramic shells // Int. Appl. Mech. – 2005. – 41, № 2. – P. 118–128.
8. *Khoma I. Yu.* Representation of the solution of the equilibrium equations for non-thin transversely isotropic plates // J. Mathem. Sci. – 2000. – 101, № 6. – P. 3577–3584.

Інститут механіки ім. С. П. Тимошенка
НАН України, Київ

Надійшло до редакції 29.06.2006