ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Մեխանիկա 53, №3, 2000 Механика

УДК 539.3

ДИФРАКЦИЯ СДВИГОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА КРАЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕГО КОНЕЧНОГО УПРУГОГО СЛОЯ

Саркисян Л. В.

Լ. Վ. Սարգսյան
Սահքային մակերևութային ալիքների դիֆրակցիան էլեկտրահաղորդիչ վերջավոր առաձգական շերտի եզրում

Աշխատանքում ուսումնասիրված է պիեզոէլեկտրիկ կիսատարածության խնդիրը, որի եզրային մակերևույթին ամրակցված է փոքր հաստություն ունեցող վերջավոր երկարությամբ առաձգական էլեկտրահաղորդիչ շերտ: Ենթադրվում է, որ պիեզոէլեկտրիկ կիսատարածության ազատ մակերևույթը մետաղացված է և անվերջությունից տարածվում է էլեկտրաառաձգական մակերևութային ալիք: Ստացված են անդրադարձվող մակերևութային ալիքի, անցնող մակերևութային ալիքի ամպլիտուդները:

L.V. Sarkisian
Diffraction of shearing surface waves in the edge of electrical conductive elastic final layer

В работе рассматривается задача пьезоэлектрического полупространства (пьезоэлектрик класса $6mm$ гексагональной симметрии), на граничной поверхности которого прикреплен упругий конечный электропроводящий слой малой толщины. Предполагается, что свободная часть поверхности пьезоэлектрического полупространства металлизирована и из бесконечности распространяется поверхностная электроупругая волна. Получены амплитуды отраженной и проходящей поверхностной волны.

Рассмотрим пьезоэлектрическое полупространство (пьезоэлектрик класса $6mm$ гексагональной структуры), на граничной поверхности которого прикреплен упругий конечный электропроводящий слой малой толщины h. Пьезоэлектрическое полупространство отнесем к прямоугольной системе координат $Oxyz$, так чтобы ось Oz совпадала с осью симметрии пьезоэлектрика, ось Ox была направлена вдоль границы раздела полупространства и конечного проводящего слоя, а полуплоскость $y=0$, при $-a<x<a$ была контактной поверхностью полупространства со слоем. Полагается, что свободная часть поверхности пьезоэлектрического полупространства $(y=0,\ |x|>a)$ металлизирована. Из бесконечности $(x<0)$ вдоль оси Ox распространяется поверхностная электроупругая волна [1].

$$\overset{0}{u}(x,y,t)=A_0 e^{-\sqrt{\sigma_n^2-k_t^2}\,y} e^{i(\sigma_n x-\omega t)}$$

$$\overset{0}{\Phi}(x,y,t)=A_0 \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}\left(e^{-\sqrt{\sigma_n^2-k_t^2}\,y}-e^{-\sigma_n y}\right)e^{i(\sigma_n x-\omega t)} \tag{1}$$

где $\sigma_n = k_2/\sqrt{1-\delta^2}$, $\delta = A/B$, $A = e_{15}^2/\varepsilon_{11}$, $B = c_{44} + e_{15}^2/\varepsilon_{11}$, ε_{11} – диэлектрическая постоянная пьезоэлектрика, e_{15} – пьезоэлектрическая постоянная, c_{44} – упругая постоянная, ρ – плотность материала полупространства, $\chi^2 = e_{15}^2/(\varepsilon_{11}c_{44})$ – коэффициент электромеханической связи, t – параметр, характеризующий время, ω - частота колебаний, A_0 – постоянная.

Сдвиговая поверхностная волна, очевидно, дифрагирует на краю $x=-a$ упругого электропроводящего слоя. Требуется определить амплитуды отраженной и проходящей поверхностной волны. Поле упругих перемещений пьезоэлектрического полупространства представим в виде $u = \left(0,0,u_3(x,y)e^{-i\omega t}\right)$, перемещение упругого электропроводящего слоя в виде $u_1 = \left(0,0,u_3^{(1)}(x,y)e^{-i\omega t}\right)$, а электрический потенциал пьезоэлектрического полупространства в виде $\tilde{\Phi}(x,y)e^{-i\omega t}$.

Поставленная задача формулируется в виде следующих граничных задач [1, 2]:

для пьезоэлектрического полупространства

$$\Delta u_3 + k_2^2 u_3 = 0, \quad \Delta\tilde{\Phi} = \frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}\Delta u_3, \quad 0<y<\infty, -\infty<x<\infty \tag{2}$$

при граничных условиях

$$\tilde{\Phi}\Big|_{y=0} = 0; \quad -\infty<x<\infty, \quad c_{44}\frac{\partial u_3}{\partial y}\Big|_{y=0} + e_{15}\frac{\partial\tilde{\Phi}}{\partial y}\Big|_{y=0} = 0 \ \text{ при } |x|>a \tag{3}$$

для электропроводящего слоя

$$\frac{d^2u_3^{(1)}(x)}{dx^2} + k_1^2 u_3^{(1)} = -\frac{1}{hG_1}\tau(x), \qquad |x|<a \tag{4}$$

при граничных условиях

$$\frac{du_3^{(1)}(x)}{dx}\Big|_{x=-a} = 0, \quad \frac{du_3^{(1)}(x)}{dx}\Big|_{x=a} = 0 \tag{5}$$

При этом должны выполняться еще условия контакта

$$u_3(x,0) = u_3^{(1)}(x),$$

$$c_{44}\frac{\partial u_3}{\partial y}\Big|_{y=0} + e_{15}\frac{\partial\Phi}{\partial y}\Big|_{y=0} = \tau(x), \qquad |x|<a.$$

Причем $k_1^2 = \omega^2/c_1^2$, $c_1^2 = G_1/\rho_1$, где G_1, ρ_1 – соответственно модуль сдвига и плотность материала упругого проводящего слоя, $\tau(x)$ – контактные касательные напряжения, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. При составлении уравнения (4) учитывалось малость толщины слоя h в том смысле, что $h/\lambda \ll 1$, где λ – длина волны по направлению y.

Далее, имея в виду (1), введем функции

$$w(x,y)=u_3(x,y)-A_0e^{-\sqrt{\sigma_n^2-k_2^2}y}e^{i\sigma_n x}$$

$$\Phi(x,y)=\tilde{\Phi}(x,y)-A_0\frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}\left(e^{-\sqrt{\sigma_n^2-k_2^2}y}-e^{-\sigma_n y}\right)e^{i\sigma_n x}$$

$$w_0(x)=(\theta(x+a)-\theta(x-a))w(x,0),\quad w_1(x,0)=(\theta(-x-a)+\theta(x-a))w(x,0)$$

$U_3^{(1)}(x)=(\theta(x+a)-\theta(x-a))u_3^{(1)}(x)$, $\theta(x)$ – функция Хевисайда.

Тогда граничная задача (2), (3) запишется в виде

$$\Delta w+k_2^2w=0,\qquad \Delta\Phi=\frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}\Delta w,\qquad 0<y<\infty,\ -\infty<x<\infty \tag{6}$$

$$c_{44}\left.\frac{\partial w}{\partial y}\right|_{y=0}+e_{15}\left.\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right|_{y=0}=\tau_0(x),\quad \Phi|_{y=0}=0\qquad(-\infty<x<\infty) \tag{7}$$

а граничная задача (4), (5) в виде

$$\frac{d^2U_3^{(1)}}{dx^2}+k_1^2U_3^{(1)}=-\frac{1}{hG_1}\tau_0(x)+u_3^{(1)}(-a)\delta'(x+a)-u_3^{(1)}(a)\delta'(x-a) \tag{8}$$

где $\tau_0(x)=(\theta(x+a)-\theta(x-a))\tau(x)$, $\delta'(x)=\dfrac{d\delta(x)}{dx}$, $\delta(x)$ – функция Дирака.

Условия контакта $u_3(x,0)=u_3^{(1)}(x)$, $|x|<a$ запишутся в виде

$$U_3^{(1)}(x)=w_0(x)+A_0(\theta(x+a)-\theta(x-a))e^{i\sigma_n x}\qquad(-\infty<x<\infty) \tag{9}$$

Применив к (6), (7), (8), (9) обобщенное преобразование Фурье, получим

$$\frac{d^2\overline{w}}{dy^2}-(\sigma^2-k_2^2)\overline{w}=0,\qquad \frac{d^2\overline{\Phi}}{dy^2}-\sigma^2\overline{\Phi}=\frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}\left(\frac{d^2\overline{w}}{dy^2}-\sigma^2\overline{w}\right) \tag{10}$$

$$\overline{\tau}_0(\sigma)=c_{44}\left.\frac{\partial\overline{w}}{\partial y}\right|_{y=0}+e_{15}\left.\frac{\partial\overline{\Phi}}{\partial y}\right|_{y=0},\quad \overline{\Phi}(\sigma,0)=0 \tag{11}$$

$$(k_1^2-\sigma^2)\overline{U}_3^{(1)}(\sigma)=-\frac{1}{hG_1}\overline{\tau}_0(\sigma)+i\sigma\left(u_3^{(1)}(a)e^{i\sigma a}-u_3^{(1)}(-a)e^{-i\sigma a}\right) \tag{12}$$

$$\overline{U}_3^{(1)}(\sigma)=\overline{w}_0(\sigma,0)+2A_0\frac{\sin[(\sigma+\sigma_n)a]}{\sigma+\sigma_n} \tag{13}$$

где $\overline{f}(\sigma)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}f(x)e^{i\sigma x}dx$, $-\infty<\sigma<\infty$.

Из (12), (13) получим

$$\overline{w}_0(\sigma,0)=-\frac{1}{hG_1}\frac{\overline{\tau}_0(\sigma)}{k_1^2-\sigma^2}+\frac{i\sigma\left(u_3^{(1)}(a)e^{i\sigma a}-u_3^{(1)}(-a)e^{-i\sigma a}\right)}{k_1^2-\sigma^2}-2A_0\frac{\sin[(\sigma+\sigma_n)a]}{\sigma+\sigma_n} \tag{14}$$

С другой стороны, решив граничную задачу (10), (11), получим

$$\overline{w}(\sigma,y)=\overline{w}_0(\sigma,y)+\overline{w}_1(\sigma,y)=-\frac{\overline{\tau}_0(\sigma)e^{-\sqrt{\sigma^2-k_2^2}y}}{B\sqrt{\sigma^2-k_2^2}-A|\sigma|} \tag{15}$$

$$\overline{\Phi}(\sigma,y)=-\frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}\frac{\overline{\tau}_0(\sigma)}{\left[B\sqrt{\sigma^2-k_2^2}-A|\sigma|\right]}\left(e^{-\sqrt{\sigma^2-k_2^2}y}-e^{-|\sigma|y}\right) \tag{16}$$

Как видно из (15), (16), для решения задачи надо определить $\overline{\tau}_0(\sigma)$. Для этого, используя (14) и (15), получим

$$\overline{K}(\sigma)\overline{\tau}_0(\sigma)=2A_0\frac{\sin[(\sigma+\sigma_*)a]}{\sigma+\sigma_*}+\frac{i\sigma\left(u_3^{(1)}(a)e^{i\sigma a}-u_3^{(1)}(-a)e^{-i\sigma a}\right)}{\sigma^2-k_1^2} \tag{17}$$

где $\overline{K}(\sigma)=\dfrac{1}{B\sqrt{\sigma^2-k_2^2}-A|\sigma|}+\dfrac{1}{hG_1\left(\sigma^2-k_1^2\right)}$.

Чтобы удовлетворялись условия уходящей волны, необходимо, чтобы параметр σ, изменяющийся на действительной оси, обходил точки $-\sigma_*,-k_1,-k_2$ сверху, а точки $-\sigma_*,k_1,k_2$ снизу. При этом $\sqrt{\sigma^2-k_2^2}=-i\sqrt{k_2^2-\sigma^2}$ во всей комплексной плоскости $\alpha=\sigma+i\tau$ [3].

Заметим, что из (12) получаются условия

$$\frac{1}{hG_1}\overline{\tau}_0(k_1)=ik_1\left(u_3^{(1)}(a)e^{ik_1a}-u_3^{(1)}(-a)e^{-ik_1a}\right) \tag{18}$$

$$\frac{1}{hG_1}\overline{\tau}_0(-k_1)=-ik_1\left(u_3^{(1)}(a)e^{-ik_1a}-u_3^{(1)}(-a)e^{ik_1a}\right) \tag{19}$$

$$-\frac{1}{hG_1}\overline{\tau}_0(0)=k_1^2\overline{U}_3^{(1)}(0),\quad \overline{U}_3^{(1)}(0)=\int_{-a}^{a}u_3^{(1)}(x)dx \tag{20}$$

Теперь приступим к определению $\overline{\tau}_0(\sigma)$. Для этого, применив к (17) обратное преобразование Фурье, получим

$$\int_{-a}^{a}\left(K_0(k_2|x-s|)+\frac{i}{2k_1hG_1}e^{ik_1|x-s|}\right)\tau(s)ds=A_0(\theta(x+a)-\theta(x-a))e^{i\sigma_*x}+ \tag{21}$$

$$+\frac{1}{2}\left(u_3^{(1)}(a)\operatorname{sgn}(x-a)e^{ik_1|x-a|}-u_3^{(1)}(-a)\operatorname{sgn}(x+a)e^{ik_1|x+a|}\right)-w_1(x,0),\ (-\infty<x<\infty)$$

где $K_0(k_2|x|)=\dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-i\sigma(k_2x)}}{B\sqrt{\sigma^2-1}-A|\sigma|}d\sigma$.

Далее, требовав, чтобы уравнение (21) имело место только при $|x|<a$, получим интегральное уравнение относительно $\tau(x)$ в виде

$$\int_{-a}^{a}\left(K_0(k_2|x-s|)+\frac{i}{2k_1hG_1}e^{ik_1|x-s|}\right)\tau(s)ds=A_0e^{i\sigma_*x}-$$

$$-\frac{1}{2}e^{ik_1^*}\left(u_3^{(1)}(a)e^{-ik_1x}+u_3^{(1)}(-a)e^{ik_1x}\right),\qquad |x|<a,\ k_1^*=k_1a \tag{22}$$

Для решения интегрального уравнения (22) исследуем $K_0(k_2|x|)$. Так как $\overline{K}_0(\sigma)=\left(B\sqrt{\sigma^2-1}-A|\sigma|\right)^{-1}$ при $|\sigma|\to\infty$ имеет вид

$$\overline{K}_0(\sigma)=\frac{1}{c_{44}|\sigma|}+\frac{B}{2c_{44}^2|\sigma|^3}+\frac{B}{8c_{44}^2}\left(1+\frac{2B}{c_{44}}\right)\frac{1}{|\sigma|^5}+O\left(|\sigma|^{-7}\right)$$

то $K_0(k_2|x|)$ при $k_2|x|\to 0$ можно представить в виде [4]

$$K_0(k_2|x|)=\frac{1}{c_{44}\pi}\left(\ln\frac{1}{|k_2x|}+C\right)-\frac{B}{2c_{44}^2}\frac{(k_2x)^2}{2\pi}\left(\ln\frac{1}{|k_2x|}+C+1+\frac{1}{2}\right)+$$

$$+\frac{B}{8c_{44}^2}\left(1+\frac{2B}{c_{44}}\right)\frac{(k_2x)^4}{24\pi}\left(\ln\frac{1}{|k_2x|}+C+1+\frac{1}{2}+\frac{1}{3}+\frac{1}{4}\right)+O\left((k_2x)^6\ln|k_2x|\right)$$

при $\quad k_2|x|\to 0$ (23)

где $C=\int_0^1\overline{K}(\sigma)d\sigma+\int_1^\infty\left(\overline{K}(\sigma)-\frac{1}{c_{44}\sigma}\right)d\sigma-\gamma$, $\gamma=0.5772157$ – постоянная Эйлера.

Из (23) следует, что $c_{44}K_0(k_2|x|)=\frac{1}{\pi}\left(\ln\frac{1}{|k_2x|}+C\right)+K_1(k_2|x|)$, где $K_1(k_2|x|)$ имеет квадратично интегрируемую вторую производную.

Далее, после замены в (22), x на ax_1, s на as, продифференцировав обе части уравнения (22) по переменной x, для определения $\tau(ax)$ получим сингулярное интегральное уравнение первого рода

$$\int_{-1}^{1}\left[\frac{1}{\pi}\frac{1}{s-x}-\lambda^*\operatorname{sgn}(x-s)+R(x,s)\right]\tau(as)ds=$$

$$=A_0c_{44}i\sigma_n^*e^{i\sigma_n^*x}-\frac{c_{44}ik_1^*}{2}\left(u_3^{(1)}(a)e^{ik_1^*(1-x)}-u_3^{(1)}(-a)e^{ik_1^*(1+x)}\right),\quad |x|<1 \qquad (24)$$

где

$\sigma_n^*=\sigma_n a$, $\lambda^*=c_{44}a/2hG_1$, $R(x-s)=\frac{\partial}{\partial x}K_1(k_2^*|x-s|)-\lambda^*\left(e^{ik_1^*|x-s|}-1\right)\operatorname{sgn}(x-s)$

где $k_2^*=k_2a$;

Имея в виду, что $\tau(ax)$ имеет квадратичную особенность при $x=\pm1$ [5], решение уравнения (24) ищем в виде [6]

$$\tau(ax)=\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}\left(a_0+\sum_{k=1}^{\infty}a_kT_k(x)\right) \qquad (25)$$

где $T_k(x)=\cos(k\arccos x)$ – многочлены Чебышева первого рода. Подставив выражение $\tau(as)$ из (25) в (24) и используя соотношение [7]

$$\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\frac{T_k(s)}{(s-x)\sqrt{1-s^2}}ds=U_{k-1}(x),\qquad k=1,2,\cdots\ |x|<1$$

где $U_{k-1}(x)=\sin(k\arccos x)/\sin(\arccos x)$ – многочлены Чебышева второго рода, получим

$$\sum_{k=1}^{\infty} a_n U_{k-1}(x) - \lambda^* \sum_{k=0}^{\infty} a_k \int_{-1}^{1} \operatorname{sgn}(x-s) \frac{T_k(s)}{\sqrt{1-s^2}} ds + \\ + \sum_{k=0}^{\infty} a_k \int_{-1}^{1} R(x-s) \frac{T_k(s)}{\sqrt{1-s^2}} ds = f(x), \quad |x|<1 \tag{26}$$

где $f(x)=A_0 i\sigma_n^* c_{44} e^{i\sigma_n^* x} - \dfrac{c_{44} i k_1^*}{2}\left(u_3^{(1)}(a) e^{ik_1^*(1-x)} - u_3^{(1)}(-a) e^{ik_1^*(x+1)}\right)$.

Далее умножив обе части равенства (26) на $\sqrt{1-x^2}\,U_{m-1}(x)$ и имея в виду, что

$$\int_{-1}^{1} U_{k-1}(x) U_{m-1}(x) \sqrt{1-x^2}\, dx = \begin{cases} 0, & k \neq m \\ \dfrac{\pi}{2}, & k = m \end{cases}$$

получим следующую бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно $\{a_k\}_{k=1}^{\infty}$:

$$a_m + \sum_{k=1}^{\infty} \left(K_{m,k} + R_{m,k}\right) a_k = f_m + a_0 \varphi_m, \quad m = 1, 2, \cdots \tag{27}$$

где $f_m = 2A_0 c_{44} (-i)^m J_m(\sigma_n^*) + (-i)^m e^{ik_1^*} c_{44} \left[u_3^{(1)}(a) J_m(-k_1^*) + u_3^{(1)}(-a) J_m(k_1^*)\right]$

$\varphi_m = \dfrac{2}{\pi} R_{m0} + 2\pi\lambda^* \delta_{m,1}$, $J_m(x)$ – функция Бесселя первого рода, $\delta_{m,1}$ – символ Кронекера,

$$R_{m,k} = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^{1}\int_{-1}^{1} R(x-s) \frac{T_k(s)}{\sqrt{1-s^2}} ds \sqrt{1-x^2}\, U_{m-1}(x) dx$$

$$K_{m,k} = \frac{4}{\pi}\lambda^* \begin{cases} \dfrac{2m\left[1+(-1)^{k-m}\right]}{[k^2-(m-1)^2][k^2-(m+1)^2]}, & k \neq m-1,\ k \neq m+1 \\ 0, & k = m-1, \quad k = m+1 \end{cases}$$

Таким образом задача свелась к решению линейной бесконечной системы уравнений (27) с условиями (18), (19), (20). Доказательство квазиполной регулярности бесконечной системы (27) аналогично доказательству, приведенному в работе [4], поэтому здесь оно не приводится. Очевидно, что после определения a_m из (27), (18), (19), (20) или же, если считать в (25) $a_m\ (m = 0, 1, 2, \cdots)$ известными, после применения к (25) преобразование Фурье, получим искомую $\overline{\tau}_0(\sigma)$ в виде

$$\overline{\tau}_0(\sigma) = \pi \sum_{k=0}^{\infty} a_k e^{-ik\frac{\pi}{2}} J_k(\sigma)$$

Тогда из (15), (16) получим

$$w(x,y)=-\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\bar{\tau}_0(\sigma)e^{-\sqrt{\sigma^2-k_2^2}\,y}e^{-i\sigma x}}{B\sqrt{\sigma^2-k_2^2}-A|\sigma|}d\sigma$$

$$\Phi(x,y)=-\frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}}\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\bar{\tau}_0(\sigma)\left(e^{-\sqrt{\sigma^2-k_2^2}\,y-|\sigma|y}\right)e^{-i\sigma x}}{B\sqrt{\sigma^2-k_2^2}-A|\sigma|}d\sigma \tag{28}$$

Поскольку $\pm\sigma_n$ являются простыми нулями знаменателя подынтегрального выражения (28), то можно определить значение $w(x,0)$ в поверхностной волне, которая распространяется в положительном направлении оси x – (приходящая волна), и в отрицательном направлении оси x – (отраженная волна).

$$w_{\text{пр}}(x,0)=-i\frac{\left(B^2-A^2\right)}{A}\bar{\tau}_0(-\sigma_n)e^{i\sigma_n x},\quad x>0$$

$$w_{\text{от}}(x,0)=i\frac{\left(B^2-A^2\right)}{A}\bar{\tau}_0(\sigma_n)e^{-i\sigma_n x},\quad x<0$$

ЛИТЕРАТУРА.

1. Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах.- Новосибирск: Изд. Наука, 1982. 240с.
2. Саркисян Л.В. О сдвиговых колебаниях пьезоэлектрического полупространства, на граничной поверхности которого прикреплен упругий проводящий слой.-Изв. НАН Армении, Механика, 1997, т. 50, №3-4, с.115-119.
3. Нобл Б. Метод Винера-Хопфа.-М.: ИЛ, 1962. 280с.
4. Григорян Э.Х. О динамической контактной задаче для полуплоскости, усиленной упругой накладкой конечной длины.-ПММ, т.38, №2, 1974.
5. Арутюнян Н.Х. Контактная задача для полуплоскости с упругим креплением.-ПММ, 1968, т. 32, No4.
6. Arutunian N.K., Mkhitarian S.M. Some Contact Problems for a Semi-plane with Elastic Stiffeners. In. Trends in Elasticity and Thermoelasticity Withold Nowacki Anniversary Volume, Walters-Noordhoff Publishing, 1971.
7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. 4.-М.: Физматгиз, 1962.

Ереванский государственный университет

Поступила в редакцию 28.06.1999