УДК 548.0:535.51

ДВУХВОЛНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ПОВОРОТА И ДЕФОРМАЦИИ ЭЛЛИПСА ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ

А. А. Голубков, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассмотрено коллинеарное взаимодействие двух мощных произвольно поляризованных волн различной частоты в нелинейных гиротропных средах. Возможности спектроскопического изучения происходящих при этом поляризационных эффектов значительно превосходит эффективность спектроскопии нелинейной оптической активности.

Эффекты нелинейно-оптического поворота (НОП) и деформации (НОД) эллипса поляризации света, распространяющегося через кристалл, являются основой перспективного метода нелинейной поляризационной спектроскопии [1—5]. Однако его возможности реализуются далеко не полностью, так как в эксперименте [2, 6] в основном используется одна линейно поляризованная волна (спектроскопия нелинейной оптической активности [1—3]). Преимущества использования двух мощных линейно поляризованных волн различной частоты впервые обсуждались в [4]. В работе [5] показано, что исследование НОП и НОД при взаимодействии со средой эллиптически поляризованного излучения дает в полтора-два раза больше спектроскопической информации о кубической нелинейности и ее пространственной дисперсии (ПД) по сравнению со случаем использования одной линейно поляризованной волны. Сопоставление результатов [4] и [5] делает актуальным (со спектроскопической точки зрения) теоретическое исследование НОП и НОД эллипсов поляризации двух мощных произвольно поляризованных волн различной частоты, взаимодействующих в нелинейных средах. В данной работе такое исследование проведено для волн, распространяющихся вдоль оси x_3 кристаллофизической системы координат кристаллов высшей и средней категорий [7]. Для одноосного кристалла x_3 совпадает с его оптической осью.

Действуя аналогично [5], получим из волнового уравнения следующую систему уравнений для медленно меняющихся амплитуд $A_{\pm n}=A_{x,n}\pm iA_{y,n}$ циркулярно поляризованных волн:

$$\frac{dA_{\pm n}}{dz}\mp i\rho_{0,n}A_{\pm n}+\mu_n\delta_nA_{\pm n}=-\frac{2\pi i\omega_n^2\mu_n}{k_nc^2}(P_{x,n}\pm iP_{y,n}), \tag{1}$$

где $n=1, 2$; ω_n — частота n-й волны, $\rho_{0,n}=2\pi\omega_n^2\gamma_0(\omega_n)/c^2$; $\delta_n=-\mathrm{Im}\{k_n\}$; $k_n=\omega_n\sqrt{\varepsilon(\omega_n)}/c$; ε — линейная диэлектрическая проницаемость, γ_0 — псевдоскалярная константа линейной гирации; $\mu_1=1$ (ось oz направлена по волновому вектору $\mathbf{k}_1$), $\mu_2=1$, если рассматриваемые две волны распространяются в одном направлении ($\mathbf{k}_1\uparrow\uparrow\mathbf{k}_2$) и $\mu_2=-1$, если в противоположных направлениях ($\mathbf{k}_1\uparrow\downarrow\mathbf{k}_2$). В первом приближении по параметру ПД вклад кубических по полю членов в разложение нелинейной поляризации $\mathbf{P}_i^{(N)}(\omega_i, \mathbf{k}_i', \mu\mathbf{r})$ по степеням медленно меняющихся амплитуд $\mathbf{A}_n(\omega_n, \mathbf{k}_n', \mu\mathbf{r})$ ($\mathbf{k}_n'=\mathrm{Re}(\mathbf{k}_n)$, μ — символический параметр малости) имеет вид [4]

$$P_{1,i}=\{\chi^{(1,1)}_{ijpq}(-\omega_1,-\omega_1,\omega_1,\omega_1)-ik_{1m}\gamma^{(1,1)}_{ijpqm}(-\omega_1,-\omega_1,\omega_1,\omega_1)\}A^*_{1j}A_{1p}A_{1q}+$$
$$+2\{\chi^{(1,2)}_{ijpq}(-\omega_1,-\omega_2,\omega_1,\omega_2)-ik_{1m}\gamma^{(1,2)}_{ijpqm}(-\omega_1,-\omega_2,\omega_1,\omega_2)\}A^*_{2j}A_{1p}A_{2q}. \quad (2)$$

Здесь тензор $\widehat{\chi}^{(m,n)}$ характеризует кубическую нелинейность, а $\widehat{\gamma}^{(m,n)}$ — ее ПД. Выражение для $\mathbf{P}_2(\omega_2, \mathbf{k}_2, \mu\mathbf{r})$ получается из (2) простой заменой индексов ($1 \leftrightarrow 2$).

Будем решать (1), (2) в приближении [4]

$$\left|\frac{2\pi\omega_n^2}{c^2}\int_0^L\frac{(P_{x,n}\pm iP_{y,n})}{k_nA_{\pm n}}dz\right|\ll 1,$$

ограничивающем не только длину кристалла L, но и степени эллиптичности $B_n(z)=(|A_{+n}|^2-|A_{-n}|^2)/(|A_{+n}|^2+|A_{-n}|^2)$ взаимодействующих волн. Пренебрегая также линейным круговым дихроизмом ($\mathrm{Im}\{\rho_0\}=0$), получим следующие выражения для углов поворота $\varphi_n(z)=\mathrm{Arg}(A_{+n}A^*_{-n})/2$ эллипсов поляризации прошедших через кристалл волн и их степеней эллиптичности:

$$\varphi_n(L-b_n)=\beta_n(L-b_n)+\Delta\varphi_n^{(c)}+\mathrm{Re}\{\Delta\widetilde{\Omega}_n\}, \quad (3)$$
$$B_n(L-b_n)=B_n(b_n)+2(1-B^2_{0,n})\Delta B_n^{(c)}-2(1-B^2_{0,n})\,\mathrm{Im}\{\Delta\widetilde{\Omega}_n\},$$

где $\beta_n(z)=\varphi_n(b_n)+\rho_{0,n}(z-b_n)$, а b_1 и b_2 — координаты точек падения волн на кристалл ($b_1=0$, $b_2=L$, если $\mathbf{k}_1\uparrow\downarrow\mathbf{k}_2$ и $b_1=b_2=0$ при $\mathbf{k}_1\uparrow\uparrow\mathbf{k}_2$). Вторые слагаемые в (3) связаны с поляризационным самовоздействием каждой из волн. Его изучению была посвящена работа [5]. Здесь мы остановимся только на рассмотрении поляризационного взаимодействия двух волн. Оно описывается последними слагаемыми в (3). Использованные в (3) $\Delta\widetilde{\Omega}_n$ можно представить в виде

$$\Delta\widetilde{\Omega}_n=(\widetilde{\Omega}^{(n)}_{1(1)}+\widetilde{\Omega}^{(n)}_{1(2)})+(\widetilde{\Omega}^{(n)}_{2(1)}+\widetilde{\Omega}^{(n)}_{2(2)})+(\widetilde{\Omega}^{(n)}_{3(1)}+\widetilde{\Omega}^{(n)}_{3(2)})+(\widetilde{\Omega}^{(n)}_{4(1)}+\widetilde{\Omega}^{(n)}_{4(2)}). \quad (4)$$

Здесь

$$\widetilde{\Omega}^{(n)}_{1(m)}=\Omega^{(n)}_{1(m)}(k_n\boldsymbol{\rho}^{(n)});\ \widetilde{\Omega}^{(n)}_{2(m)}=i\mu_n\Omega^{(n)}_{1(m)}(\boldsymbol{\sigma}^{(n)});\ \widetilde{\Omega}^{(n)}_{3(m)}=-\mu_n\Omega^{(n)}_{2(m)}(\boldsymbol{\sigma}^{(n)});$$
$$\widetilde{\Omega}^{(n)}_{4(m)}=i\Omega^{(n)}_{2(m)}(k_n\boldsymbol{\rho}^{(n)});\ \boldsymbol{\rho}^{(n)}=\{\rho^{(n)}_1,\rho^{(n)}_2,\ldots,\rho^{(n)}_{12}\}\ \boldsymbol{\sigma}^{(n)}=\{\sigma^{(n)}_1,\sigma^{(n)}_2,\ldots,\sigma^{(n)}_{12}\};$$
$$m=1,2.$$

Явный вид отличных от нуля коэффициентов $\rho^{(n)}_\alpha=\rho_\alpha(\widehat{\gamma}^{(n,k)})$ и $\sigma^{(n)}_\alpha=\sigma_\alpha(\widehat{\chi}^{(n,k)})$ ($\alpha=1,2,\ldots,12$; $k=1+\delta_{1n}$, δ_{ij} — символ Кронекера) для всех классов высшей и средней категорий приведен в таблице (верхний индекс n у коэффициентов $\sigma^{(n)}_\alpha$ и $\rho^{(n)}_\alpha$, а также верхние индексы (n, k) у компонент тензоров $\widehat{\chi}^{(n,k)}$ и $\widehat{\gamma}^{(n,k)}$ в таблице для краткости опущены). При ее заполнении конкретный вид $\widehat{\chi}^{(n,k)}$ брался из [7], а $\widehat{\gamma}^{(n,k)}$ — выводился методом циклических координат либо методом прямой проверки [7]. Выражения для $\Omega^{(n)}_{1(m)}$ и $\Omega^{(n)}_{2(m)}$ имеют вид

$$\Omega^{(n)}_{1(m)}(\mathbf{v})=\pi\omega_n^2W_k(b_n)[v_1C^{(m)}_{n,0}+\{(v_6B_{0,k}B_{0,n}-v_4)C^{(m)}_{n,1}+$$
$$+(v_3-v_5B_{0,k}B_{0,n})S^{(m)}_{n,1}\}(1-B^2_{0,n})^{-1/2}+\{v_7C^{(m)}_{n,2}+v_{10}S^{(m)}_{n,2}\}(1-B^2_{0,k})^{1/2}+$$
$$+0{,}5\{v_9C^{(m)}_{n,3}+v_8S^{(m)}_{n,3}+v_{12}C^{(m)}_{n,4}+v_{11}S^{(m)}_{n,4}\}(1-B^2_{0,k})^{1/2}(1-B^2_{0,n})^{-1/2}](k_nc^2)^{-1},$$

Коэффициенты σ_α и ρ_α ($\alpha = 1, 2, \ldots, 12$), определяющие НОП и НОД эллипса поляризации при взаимодействии двух волн, распространяющихся в кристаллах высшей и средней категорий (использованы следующие обозначения: xx — 1, xy — 2, yx — 3, yy — 4, xxz — 5, xyz — 6, yxz — 7, yyz — 8)

Классы	σ_α, ρ_α *)
4	$\sigma_1 = 2\chi_{13} + 2\chi_{24}$; $\sigma_2 = 2\chi_{23} - 2\chi_{14}$; $\sigma_{8,11} = 2(\chi_{11} \mp \chi_{14} - \chi_{22} \mp \mp \chi_{23})$; $\sigma_{9,12} = 2(\chi_{24} - \chi_{13} \mp \chi_{12} \mp \chi_{21})$; $\rho_1 = 2\gamma_{17} + 2\gamma_{28}$; $\rho_2 = 2\gamma_{27} - 2\gamma_{18}$; $\rho_{8,11} = 2(\gamma_{15} \mp \gamma_{18} - \gamma_{26} \mp \gamma_{27})$; $\rho_{9,12} = 2(\gamma_{28} - \gamma_{17} \mp \gamma_{16} \mp \gamma_{25})$
422, 432	$\sigma_{2,8,11}$; $\rho_{1,9,12}$ как в 4
3, 6, ∞, $\bar{3}$, $\bar{6}$, 6/m, ∞/m	$\sigma_1 = 2\chi_{13} + 2\chi_{24}$; $\sigma_2 = 2\chi_{23} - 2\chi_{14}$; $\sigma_{11} = 4\chi_{23} + 4\chi_{14}$; $\sigma_{12} = 4\chi_{24} - 4\chi_{13}$; $\rho_1 = 2\gamma_{17} + 2\gamma_{28}$; $\rho_2 = 2\gamma_{27} - 2\gamma_{18}$; $\rho_{11} = 4\gamma_{27} + 4\gamma_{18}$; $\rho_{12} = 4\gamma_{28} - 4\gamma_{17}$
32, 622, ∞2, ∞∞	$\sigma_{2,11}$; $\rho_{1,12}$ как в 3
23, m3	$\sigma_{2,5} = \chi_{32} \pm \chi_{23} \mp \chi_{14} - \chi_{41}$; $\sigma_3 = \chi_{22} - \chi_{33}$; $\sigma_{8,11} = 2\chi_{11} \mp \mp (\chi_{14} + \chi_{41} \pm \chi_{22} \pm \chi_{33} + \chi_{23} + \chi_{32})$; $\sigma_{10} = \chi_{14} - \chi_{41} + \chi_{23} - \chi_{32}$; $\rho_{1,4} = \gamma_{17} + \gamma_{28} \mp \gamma_{35} \mp \gamma_{46}$; $\rho_6 = \gamma_{25} - \gamma_{16} + \gamma_{38} - \gamma_{47}$; $\rho_7 = \gamma_{17} - \gamma_{35} + \gamma_{46} - \gamma_{28}$; $\rho_{9,12} = \gamma_{46} + \gamma_{28} \mp \gamma_{25} \mp \gamma_{16} - - \gamma_{17} - \gamma_{35} \pm \gamma_{38} \pm \gamma_{47}$
$\bar{4}$, 4/m	$\sigma_{1,2,8,9,11,12}$ как в 4, $\rho_3 = 2\gamma_{15} + 2\gamma_{26}$; $\rho_{4,7} = 2\gamma_{17} \pm 2\gamma_{28}$; $\rho_{5,10} = 2\gamma_{18} \mp 2\gamma_{27}$; $\rho_6 = 2\gamma_{25} - 2\gamma_{16}$
$\bar{3}$m, 6mm, ∞m, 3m, $\bar{6}$m2, 6/mmm, ∞/mm, ∞∞m	$\sigma_{2,11}$; $\rho_{2,11}$ как в 3
$\bar{4}$2m, $\bar{4}$3m	$\sigma_{2,8,11}$ как в 4, $\rho_{4,6,7}$ как в $\bar{4}$
4mm, m3m, 4/mmm	$\sigma_{2,8,11}$; $\rho_{2,8,11}$ как в 4

*) В классах $\bar{3}$, $\bar{6}$, 6/m, ∞/m, m3, $\bar{3}$m, $\bar{6}$m2, 6/mmm, ∞∞m, ∞/mm, 4/m, 4/mmm и m3m $\gamma_{ijknz} = 0$ (i, j, k, n = x, y).

$$\Omega^{(n)}_{2(m)}(\mathbf{v}) = \pi\omega_n^2 W_k(b_n)\,[v_2 B_{0,k} C^{(m)}_{n,0} + \{(v_5 B_{0,k} - v_3 B_{0,n})\, C^{(m)}_{n,1} + + (v_6 B_{0,k} - v_4 B_{0,n})\, S^{(m)}_{n,1}\}\,(1 - B^2_{0,n})^{-1/2} + 0{,}5 B_{0,n}\,\{v_9 S^{(m)}_{n,3} - - v_8 C^{(m)}_{n,3} + v_{12} S^{(m)}_{n,4} - v_{11} C^{(m)}_{n,4}\}\,(1 - B^2_{0,k})^{1/2}\,(1 - B^2_{0,n})^{-1/2}]/k_n c^2, \tag{5}$$

где под $\mathbf{v}$ подразумевается $k_n \boldsymbol{\rho}^{(n)}$ либо $\boldsymbol{\sigma}^{(n)}$; $W_k(b_n) = W_{0,k} \exp\{2\mu_k \delta_k \cdot (b_k - - b_n)\}$ — величина интенсивности k-й волны $W_k = (|A_{+k}|^2 + |A_{-k}|^2)/2$ в точке падения на кристалл волны с номером n, найденная в линейном приближении, $W_{0,k} = W_k(b_k)$. В (5) использованы также следующие обозначения:

$$C^{(1)}_{n,q} = S_{n,q} \cos \Phi^{(n)}_q;\quad C^{(2)}_{n,q} = C_{n,q} \sin \Phi^{(n)}_q;\quad S^{(1)}_{n,q} = S_{n,q} \sin \Phi^{(n)}_q;$$

$$S_{n,q}^{(2)} = -C_{n,q}\cos\Phi_q^{(n)};\ S_{n,q} = \{-2\mu_k\delta_k C_{n,q}^{(0)} + \varkappa_q^{(n)} S_{n,q}^{(0)}\}/[4\delta_k^2 + (\varkappa_q^{(n)})^2];$$

$$C_{n,q} = \{2\mu_k\delta_k S_{n,q}^{(0)} + \varkappa_q^{(n)} C_{n,q}^{(0)}\}[4\delta_k^2 + (\varkappa_q^{(n)})^2]^{-1};\ S_{n,q}^{(0)} = \sin(\mu_n L\varkappa_q^{(n)}) \times$$

$$\times \exp\{-2\mu_k\mu_n\delta_k L\};\ C_{n,q}^{(0)} = \cos(\mu_n L\varkappa_q^{(n)})\exp\{-2\mu_k\mu_n\delta_k L\} - 1.$$

Здесь $q = 0, 1, 2, 3, 4$;

$$\Phi_0^{(n)} = 0;\ \Phi_1^{(n)} = 2\beta_n(b_n);\ \Phi_2^{(n)} = 2\beta_k(b_n),\ \Phi_{3,4}^{(n)} = \Phi_1^{(n)} \pm \Phi_2^{(n)};$$

$$\varkappa_0^{(n)} = 0;\ \varkappa_1^{(n)} = 2\rho_{0,n};\ \varkappa_2^{(n)} = 2\rho_{0,k};\ \varkappa_{3,4}^{(n)} = \varkappa_1^{(n)} \pm \varkappa_2^{(n)}.$$

Как видно из (3)—(5), НОП и НОД эллипса поляризации n-й волны, возникающие в результате ее взаимодействия с k-й волной пропорциональны интенсивности последней и сложным образом зависят от ориентаций эллипсов поляризации и степеней эллиптичности обеих волн. Первая пара слагаемых в (4) связана с нелинейной гиротропией, а вторая возникает исключительно из-за собственной или наведенной k-й волной анизотропии кубической нелинейности. Они не равны нулю и в случае взаимодействия линейно поляризованных волн. С другой стороны, две последние пары слагаемых в (4) отличны от нуля только если хотя бы одна из волн эллиптически поляризована. Они обобщают известный эффект вращения (деформации) эллипса поляризации [8] на случай взаимодействия двух волн в гиротропных средах. Причем третья пара слагаемых в (4) обусловлена самой кубической нелинейностью, а четвертая — ее ПД. Последние две пары слагаемых, в частности, описывают дополнительное вращение плоскости поляризации волны, распространяющейся в присутствии эллиптически поляризованного излучения.

В [5] была предложена схема поляризационной спектроскопии, основанная на измерении НОП и НОД при двух различных ориентациях кристалла и при специальным образом подобранных значениях степени эллиптичности и угла поворота эллипса поляризации падающей волны (с последующим использованием углового фурье-анализа [6]). Ее использование позволяет найти все коэффициенты $\rho_\alpha^{(n)}$ и $\sigma_\alpha^{(n)}$, перечисленные в таблице. Следует лишь иметь в виду, что для разделения различных механизмов НОП и НОД (по формулам, аналогичным соотношениям (6) работы [5]) необходимо одновременно изменять знаки поляризационных характеристик обеих падающих волн.

Сравнивая таблицу данной работы с табл. 1, 2 работы [5], нетрудно показать, что использование двух волн эллиптической поляризации позволяет увеличить количество получаемой спектроскопической информации о величине компонент тензоров, характеризующих кубическую нелинейность и ее ПД, примерно в три-четыре раза по сравнению со случаем исследования поляризационного самовоздействия одной линейно-поляризованной волны. Применение двухволновой методики при различных частотах взаимодействующих волн ($\omega_1 \neq \omega_2$) открывает также широкие возможности исследования частотной дисперсии тензоров $\widehat{\chi}^{(3)}(-\omega_1, -\omega_2, \omega_1, \omega_2)$ и $\widehat{\gamma}^{(3)}(-\omega_1, -\omega_2, \omega_1, \omega_2)$. Более того, в кристаллах высшей категории [7] (классы 23, $m3$, 432, $\bar{4}3m$, $m3m$ и предельные группы $\infty\infty$, $\infty\infty m$) удается непосредственно измерить или выразить через $\chi_{xxxx}^{(3)}$ все компоненты тензора $\widehat{\chi}^{(3)}$. Можно также измерить или выразить через $\gamma_{xyxxz}^{(3)}$ (а для кристаллов класса 23 через $\gamma_{xyxxz}^{(3)}$ и $\gamma_{xxxyz}^{(3)}$) все компоненты тензора $\widehat{\gamma}^{(3)}$, имеющие вид $\gamma_{ijpq\alpha}$

(i, j, p, q, $a=x$, y, z, причем i, j, p, $q\neq a$). При этом $\chi^{(3)}_{xxxx}$, $\gamma^{(3)}_{xyxxz}$ (для кристаллов класса 23: $\gamma^{(3)}_{xyxxz}$ и $\gamma^{(3)}_{xxxyz}$) могут быть найдены из измерений нелинейного поглощения и нелинейного набега фазы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ахманов С. А., Жариков В. И.//Письма в ЖЭТФ. 1967. 6, № 5. С. 644. [2] Ахманов С. А., Жданов Б. В., Желудев Н. И. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1979. 29, № 5. С. 294. [3] Желудев Н. И., Петренко А. Д.//Кристаллография. 1984. 29, № 6. С. 1045. [4] Голубков А. А., Макаров В. А.//Опт. и спектр. 1986. 60, № 4. С. 869. [5] Голубков А. А., Макаров В. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 2. С. 54. [6] Апанасевич С. П., Довченко Д. Н., Желудев Н. И.//Опт. и спектр. 1987. 62, № 3. С. 481. [7] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М., 1975. [8] Maker P. D., Terhune R. W.//Phys. Rev. 1965. 137, N 3A. P. 801.

Поступила в редакцию
22.03.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 2

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 541.67; 546.212.221

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ВОДЕ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СЛАБЫХ ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. Ф. Киселев, А. М. Салецкий, Л. П. Семихина

(кафедра общей физики для физического факультета)

Обнаружено изменение диэлектрических потерь, электропроводности, коэффициента теплопередачи и переохлаждения бидистиллированной воды после воздействия слабых переменных магнитных полей. Магнитное поле воздействует на заряженные протоны и протонсодержащие группировки в воде, а также на их ядерные спины, изменяя вероятности переходов этих частиц в цепочках водородных связей Бернала—Фаулера. После длительного воздействия поля происходят структурные изменения в сетке водородных связей. Новое квазиравновесное макроскопическое состояние воды крайне медленно (часы) релаксирует к исходному состоянию.

В работах [1—3] мы показали, что после длительного (часы) выдерживания чистой воды в геомагнитном поле, вертикальная слагающая которого H_G модулирована низкочастотными переменными магнитными полями $\vec{H}=H_0+H\cos 2\pi ft$ ($H_0=H_G=47$ А/м), при строго фиксированных соотношениях между H и f возникают экстремальные изменения тангенса угла диэлектрических потерь ($\mathrm{tg}\,\delta$), электропроводности ($\varkappa$), коэффициента теплопередачи (χ) и переохлаждения воды ΔT (по отношению к точке ее замерзания). Кроме того, изменяется светопропускание слабоконцентрированных водных растворов красителя Р6Ж и белка благодаря возникающим нарушениям сетки водородных связей [3]. С целью дальнейшего выяснения природы наблюдаемых магнитных эффектов в настоящей работе были проведены дополнительные исследования изменений $\mathrm{tg}\,\delta$ при существенном расширении диапазона амплитуд (H_0 и H) и частот (f) магнитных полей, а также области частот ν, в которой измерялись дисперсионные кривые $\mathrm{tg}\,\delta(\nu)$, до и после воздействия поля.