

УДК 621.372.8

ОБЫКНОВЕННЫЙ И НЕОБЫКНОВЕННЫЙ САМОФОКУСИРОВАННЫЙ ВОЛНОВОДЫ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ С НАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В. М. Елеонский, В. П. Силин

В нелинейных средах при учете анизотропии, наведенной сильным электромагнитным полем, существуют два типа самосфокусируемых волноводов, которые по аналогии с волнами в двулучепреломляющих средах могут быть классифицированы как обыкновенный и необыкновенный волноводы. Свойства обыкновенных волноводов подобны свойствам самосфокусируемых волноводов для нелинейных сред, сохраняющих свою изотропию в сильном поле. В необыкновенных самосфокусируемых волноводах поток энергии направлен под углом к продольному волновому вектору. Только для самосфокусируемых волноводов ТЕ- и ТМ-типа состояния, соответствующие обыкновенным и необыкновенным волноводам, совпадают.

1. При распространении сильных электромагнитных волн в оптически прозрачной изотропной среде из-за высокочастотного эффекта Керра [1, 2] в среде возникает наведенная анизотропия. При этом оптические свойства такой нелинейной среды в некотором отношении подобны свойствам одноосного кристалла [3]. Известно [4, 5], что в случае нелинейной среды, сохраняющей свою изотропию в сильном электромагнитном поле, наряду с простейшими самосфокусируемыми волноводами ТЕ- и ТМ-типа существует последовательность самосфокусируемых волноводов общего типа, характеризующихся трехкомпонентным электрическим вектором. Цель настоящего сообщения состоит в том, чтобы выявить структуру самосфокусируемых волноводов в нелинейной среде с наведенной анизотропией.

Показано, что именно последовательности трехкомпонентных по электрическому вектору волноводов общего типа отвечают самосфокусируемые состояния электрического поля двух различных видов, которые следует классифицировать как обыкновенный и необыкновенный нелинейные волноводы (по аналогии с обыкновенной и необыкновенной волнами в двулучепреломляющей среде). В обыкновенном самосфокусируемом волноводе поток энергии направлен вдоль продольного волнового вектора, а в необыкновенном — под углом к продольному волновому вектору. Исключения составляют лишь волноводы ТЕ-типа (однокомпонентные по электрическому вектору) и ТМ-типа (двухкомпонентные по электрическому вектору), не испытывающие двойного преломления в среде с наведенной анизотропией. В этом смысле самосфокусируемые состояния ТЕ- и ТМ-типа в среде с наведенной анизотропией аналогичны волнам, распространяющимся вдоль оптической оси двулучепреломляющей среды. Отметим, что при удалении от плоскости (или оси) симметрии необыкновенного самосфокусируемого волновода угол между вектором потока энергии и волновым вектором, направленным вдоль плоскости (или оси) симметрии волновода, уменьшается и стремится к нулю в области слабого поля. Наконец, в случае наведенной анизотропии, обусловленной высокочастотным ориентационным эффектом Керра, при возрастании напряженности электрического поля

на плоскости симметрии самосфокусированных волноводов следует ожидать уменьшения числа самосфокусированных волноводных состояний трехкомпонентных по электрическому вектору из-за возникающей при этом пространственной неоднозначности решений уравнений поля.

2. Уравнения нелинейной электродинамики для среды с наведенной сильным полем анизотропией имеют вид

$$\text{rot rot } \mathcal{E} = k^2(\epsilon_0 + a\mathcal{E}\mathcal{E}^*) \mathcal{E} + k^2 b (\mathcal{E}\mathcal{E}) \mathcal{E}^*. \quad (1)$$

Здесь комплексная векторная функция \mathcal{E} связана с электрическим вектором E соотношениями

$$\mathcal{E} = E_+ + iE_-, \quad E(r, t) = E_+(r) \cos \omega t + E_-(r) \sin \omega t, \quad (2)$$

$k = \omega/c$, а параметры a и b являются характерными постоянными высокочастотного эффекта Керра [2]. Для случая плоских волн уравнения (1) рассмотрены, например, в работе [6].

Для плоской геометрии задачи уравнения (1) допускают решения вида

$$\mathcal{E}_j(r) = E_j(x) e^{ik_z z + i\delta_j} \quad (j = x, y, z), \quad (3)$$

где $E_j(x)$ — вещественные функции, а δ_j — постоянные фазы, и приводят к двум возможным ситуациям:

$$\begin{aligned} k_z^2 E_x + k_z \frac{dE_x}{dx} &= k^2(\epsilon_0 + aE^2) E_x + k^2 b (E_x^2 - E_z^2 \pm E_y^2) E_x, \\ -\frac{d^2 E_x}{dx^2} - k_z \frac{dE_x}{dx} &= k^2(\epsilon_0 + aE^2) E_x + k^2 b (-E_x^2 + E_z^2 \mp E_y^2) E_x, \\ -\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k_z^2 E_y &= k^2(\epsilon_0 + aE^2) E_y + k^2 b (\pm E_x^2 \mp E_z^2 + E_y^2) E_y. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $E^2 \equiv E_x^2 + E_y^2 + E_z^2$, а разность фаз $\delta_x - \delta_z = \pi/2$. Верхнему знаку в (4) соответствует фазовое соотношение $\delta_y = \delta_x$, а нижнему знаку — фазовое соотношение $\delta_y = \delta_z$. Отметим, что в пределе равенства нулю постоянной анизотропного эффекта Керра ($b=0$) системы (4) вырождаются в единую систему уравнений, совпадающую, по существу, с приведенной в [4]. Далее, при $b \neq 0$, но $E_x \equiv E_z = 0$ обе системы (4) приводят к единому уравнению для электромагнитного поля ТЕ-типа, а при $E_y \equiv 0$ — к единой системе уравнений для полей ТМ-типа.

Важным свойством систем уравнений (4) является существование первых интегралов H_{\pm} и непосредственно связанных с ними неравенств

$$\begin{aligned} P^2 &\equiv \left(\frac{dE_y}{dx} \right)^2 = H_{\pm} + k_z^2 E_y^2 - k^2 \epsilon_0 E^2 - \\ &- \frac{1}{2} k^2 a E^4 - \frac{1}{2} k^2 b (E_x^2 - E_z^2 \pm E_y^2)^2 - \\ &- \frac{[k_z^2 - k^2 \epsilon_0 - k^2 a E^2 - k^2 b (E_x^2 - E_z^2 \pm E_y^2)]^2 - k_z^4}{k_z^2} E_x^2 \geq 0. \end{aligned} \quad (5)$$

При $b \rightarrow 0$ обе интегральные поверхности $H_{\pm} \left(\frac{dE_y}{dx}; E_x, E_y, E_z \right)$ сли-

ваются, вырождаясь в интегральную поверхность, рассмотренную в [4]. Отметим, что для самосфокусированных распределений поля постоянных первых интегралов $H_{\pm} = 0$.

Неравенства (5) выделяют в пространстве электрического вектора E две замкнутые области, внутри которых расположены все интегральные кривые с нулевыми значениями первых интегралов ($H_{\pm} = 0$), в том числе соответствующие всем самосфокусированным распределениям поля. Обе граничные поверхности $P_{\pm}(E) = 0$ являются замкнутыми и по своей топологии подобны поверхности вырожденного тора (см. рис. 1, где I и II — граничные поверхности соответственно для обыкновенных ($P_{+}(E) = 0$) и необыкновенных ($P_{-}(E) = 0$) волн). Поверхности $P_{\pm}(E) = 0$ обладают общей кривой 2, расположенной в плоскости $E_y = 0$ и соответствующей сепаратрисной интегральной кривой для самосфокусированного волновода ТМ-типа, а также общими точками 1 ($0, \pm E_y(0), 0$), где $E_y(0)$ — электрическое поле на плоскости симметрии самосфокусированного волновода ТЕ-типа.

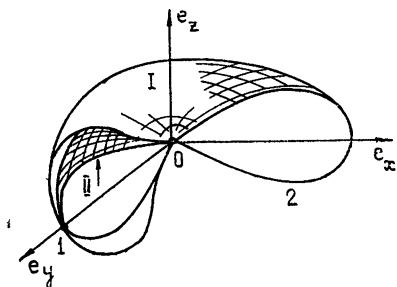


Рис. 1.

Перечисленные выше общие элементы поверхностей $P_{\pm}(E) = 0$ определяют те два типа самосфокусированных состояний, которые не испытывают двойного преломления в среде с наведенной анизотропией. Наконец, отметим, что при $|E| \rightarrow 0$ обе граничные поверхности сливаются, а асимптотическое поведение решений в области слабого поля совпадает с исследованным в [4]. В частности, это замечание относится к условиям «входа» и «выхода» интегральных кривых сепаратрисного типа, соответствующих трехкомпонентным по электрическому вектору самосфокусированным волноводам.

Качественное поведение интегральных кривых с нулевыми значениями первых интегралов во многом подобно изученному в [4, 5] для полностью изотропной нелинейной среды. Все самосфокусированные волноводные состояния электромагнитного поля в рассматриваемом нами случае могут быть классифицированы по числу касаний интегральной кривой сепаратрисного типа с граничной поверхностью $P_{\pm}(E) = 0$ в зависимости от приведенного выше выбора фазовых соотношений между δ_y и (δ_x, δ_z) .

В пространстве электрического вектора из точки $E = 0$ выходит однопараметрическое множество интегральных кривых, достигающих при возрастании пространственной переменной одной из граничных поверхностей, $P_{+}(E) = 0$ или $P_{-}(E) = 0$. После касания с граничной поверхностью интегральная кривая уходит в глубь разрешенной области, определенной неравенствами (5), с тем чтобы в дальнейшем вновь выйти на соответствующую граничную поверхность. При определенных значениях параметра интегральная кривая после конечного числа касаний с граничной поверхностью входит в точку $E = 0$. Таким интегральным кривым, реализующимся при вполне определенном значении параметра (и заданном числе касаний с граничной поверхностью), соответствуют самосфокусированные решения. Так как существуют две различные граничные поверхности, «отражающие» интегральные кривые, то при заданном числе касаний существуют два собственных значения параметра, что приводит к двум различным дисперсионным соотношениям, связывающим продольное волновое число и значения проекций электрического вектора на плоскости симметрии самосфокусированного волновода (в зависимости от фазовых соотношений между δ_y и (δ_x, δ_z)).

Для более полного раскрытия физического смысла рассматриваемых двух типов самосфокусированных волноводов обратимся к выражениям для вектора плотности потока энергии. Вычисления показывают, что плотность потока энергии поперек самосфокусированного волновода S_x обращается в нуль при разности фаз $\delta_x - \delta_z = \pi/2$ как при $\delta_y = \delta_x$, так и при $\delta_y = \delta_z$. Плотность потока энергии вдоль самосфокусированного волновода определяется выражением

$$S_z = \frac{c}{8\pi k k_z} \{ k_z^2 E_y^2 + k^2 [\epsilon_0 + aE^2 + b(E_x^2 - E_z^2 \pm E_y^2)] E_x^2 \}. \quad (6)$$

Здесь выбору верхнего знака соответствует $\delta_y = \delta_x$, а нижнего — фазовое соотношение $\delta_y = \delta_z$. Наконец, для составляющей плотности потока энергии S_y находим, что $S_y = 0$ при $\delta_x - \delta_z = \pi/2$ и $\delta_y = \delta_x$. Однако при $\delta_x - \delta_z = \pi/2$, но $\delta_y = \delta_z$ проекция плотности потока энергии на ось y не равна нулю и определяется выражением

$$S_y = \frac{c}{8\pi k} \left(-k_z E_z E_y + E_x \frac{dE_y}{dx} \right). \quad (7)$$

Отметим, что для самосфокусированных полей ТЕ- или ТМ-типа плотность потока энергии S_y всегда обращается в нуль.

Таким образом, при фазовых соотношениях

$$\delta_x - \delta_z = \pi/2, \quad \delta_y = \delta_x \quad (8)$$

вектор плотности потока энергии направлен вдоль продольного волнового вектора k_z и соответствующие самосфокусированные электромагнитные поля являются аналогом обыкновенных волн, а при фазовых соотношениях

$$\delta_x - \delta_z = \pi/2, \quad \delta_y = \delta_z \quad (9)$$

вектор плотности потока энергии направлен под углом к вектору k_z и соответствующие самосфокусированные поля являются нелинейным аналогом необыкновенных волн в двулучепреломляющих средах.

Для пространственно-симметричных самосфокусированных волноводов [5], на плоскости симметрии которых $E_x(0) = \frac{dE_y}{dx} \Big|_0 = 0$, первые интегралы (5) при значениях $H_{\pm} = 0$ приводят к соотношениям

$$(k_z/k)^2 = E_y^{-2}(0) \left\{ \epsilon_0 [E_z^2(0) + E_y^2(0)] + \frac{1}{2} (a+b) [E_z^4(0) + E_y^4(0)] + (a \pm b) E_z^2(0) E_y^2(0) \right\}, \quad (10)$$

связывающим продольное волновое число k_z с проекциями электрического вектора $E_y(0)$, $E_z(0)$ на плоскости симметрии волновода. Первое из выражений (10) является следствием фазовых соотношений (8) и характеризует обыкновенный самосфокусированный волновод, а второе — следствием фазовых соотношений (9) и характеризует необыкновенный самосфокусированный волновод. Отметим, что структура первого из соотношений (10) совпадает со структурой дисперсионного соотношения, возникающего в случае полностью изотропной нелинейной среды.

Обратим внимание на то, что в дисперсионных соотношениях (10) не определена связь между проекциями электрического вектора $E_z(0)$ и $E_y(0)$. Последняя может быть определена лишь при интегрировании

соответствующих систем уравнений (4). Для необыкновенного самосфокусированного волновода величина угла между вектором плотности потока энергии S и продольным волновым вектором k_z определяется соотношением

$$\operatorname{tg}(\widehat{S}, k_z) = \frac{E_z(0)}{E_y(0)}. \quad (11)$$

При удалении от плоскости симметрии вектор плотности потока энергии S испытывает вращение, приводящее к совпадению направлений векторов S и k_z на крыльях самосфокусированного волновода, где эффекты, обусловленные наведенной анизотропией среды, оказываются пренебрежимо малыми.

В случае цилиндрической геометрии задачи и при учете наведенной сильным полем анизотропии уравнения нелинейной электродинамики допускают решения вида

$$\mathcal{E}(r) = \mathcal{E}(\rho) e^{ik_z z + im\varphi}.$$

Для $m=0$, т. е. для распределений полей, не зависящих от азимутального угла φ , опять-таки возникают два типа точных решений, соответствующих полям ТЕ-типа с электрическим вектором $\{0, E_\varphi, 0\}$ и ТМ-типа — с электрическим вектором $\{E_\rho, 0, E_z\}$. При этом вектор плотности потока энергии направлен вдоль продольного волнового вектора k_z . Таким образом, и в случае цилиндрической геометрии самосфокусированные волноводные состояния ТЕ- и ТМ-типа являются аналогом волн, распространяющихся вдоль оптической оси среды с одноосной анизотропией. Любому же состоянию электромагнитного поля в среде с наведенной анизотропией, характеризуемому трехкомпонентным электрическим вектором $\{E_\rho, E_\varphi, E_z\}$, соответствуют два вида распределений полей — «обыкновенных» и «необыкновенных». При этом для «необыкновенных» распределений электромагнитного поля вектор плотности потока энергии имеет винтовую структуру и обладает отличными от нуля проекциями S_z и S_φ , тогда как для «обыкновенных» распределений полей азимутальная плотность потока энергии обращается тождественно в нуль.

3. Отметим, что ряд свойств самосфокусированных электромагнитных полей в средах с наведенной анизотропией существенно зависит от соотношений между «изотропной» (a) и «анизотропной» (b) постоянными высокочастотного эффекта Керра. Например, в случае полей ТМ-типа система уравнений (4), разрешенная относительно производных $\frac{dE_z}{dx}$, $\frac{dE_x}{dx}$, запишется в виде

$$\begin{aligned} -\chi_z \dot{e}_z &= (1 - \chi_z^2 + e_x^2 + \gamma e_z^2) e_x, \\ \chi_z \dot{e}_x &= \frac{\chi_z^2(1 + \gamma e_x^2 + e_z^2) + 2\gamma(1 + e_x^2 + \gamma e_z^2 - \chi_z^2) e_x^2}{1 + 3e_x^2 + \gamma e_z^2} e_z. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь использованы обозначения

$$e^2 \equiv \frac{a+b}{\varepsilon_0} E^2, \quad \gamma \equiv \frac{a-b}{a+b}, \quad \chi_z^2 \equiv \frac{k_z^2}{k^2 \varepsilon_0}, \quad (13)$$

а точка означает дифференцирование по пространственной переменной $\xi \equiv k \sqrt{\varepsilon_0} x$,

При $b < a$ и, следовательно, $\gamma > 0$ система (12) показывает, что на фазовой плоскости (e_x, e_z) при $\chi_z^2 > 1$ положению равновесия $e_x \equiv e_z = 0$ соответствует особая точка типа «седла», а положениям равновесия $e_z = 0, e_x = \pm \sqrt{\chi_z^2 - 1}$ — особая точка типа «центра». Самосфокусированному волноводу ТМ-типа соответствует петля сепаратрисы, исходящая из седловой точки и охватывающая особую точку типа «центра». Всем остальным фазовым траекториям соответствуют периодические распределения полей ТМ-типа.

Иная ситуация возникает, когда $b > a$ и, следовательно, $\gamma < 0$. Отметим, что согласно [2] для ориентационного эффекта Керра имеет место соотношение $b = 3a$. В случае $\gamma < 0$ ($b > a$) из системы уравнений (12) следует, что положениям равновесия $e_z = 0, e_x = \pm \sqrt{\chi_z^2 - 1}$ лишь при

$$\chi_z^2 - 1 < -\frac{1}{\gamma} \quad (14)$$

соответствуют особые точки типа «центра», тогда как в случае выполнения обратного неравенства — особые точки типа «седла». Кроме того, возникают новые положения равновесия

$$e_x = \pm \frac{\sqrt{\chi_z^2 - 1 + \gamma}}{\sqrt{1 - \gamma^2}}, \quad e_z = \pm \frac{\sqrt{-\gamma(\chi_z^2 - 1) - 1}}{\sqrt{1 - \gamma^2}} \quad (15)$$

и новые сепаратрисные петли, исходящие из седловых особых точек $e_z = 0, e_x = \pm \sqrt{\chi_z^2 - 1}$ и охватывающие новые положения равновесия (15), которым соответствуют особые точки типа «центра».

Топология упомянутых интегральных кривых при условии (14) изображена на рис. 2, где точки 0, 2 — особые точки типа седла, точки 3 — особые точки типа центра. Новые сепаратрисные кривые II на рис. 2 представляют собой распределения полей ТМ-типа, соответствующие локализованной в пространстве модуляции плоской волны конечной амплитуды. (Кривая I соответствует локализованному решению ТМ-типа.) Наконец, отметим, что система уравнений (12) указывает на существование особой кривой

$$1 + 3e_x^2 + \gamma e_z^2 = 0. \quad (16)$$

Нетрудно видеть, что особая кривая (16) расположена полностью вне области фазовой плоскости (e_x, e_z) , ограниченной сепаратрисными кривыми, которые представляют самосфокусированный волновод ТМ-типа. В общем случае трехкомпонентных по электрическому вектору состояний электромагнитного поля при $b > a$ в пространстве электрического вектора возникают особые поверхности и необходимо более полное исследование исходной системы уравнений. Для этого остановимся на анализе взаимного расположения особых и граничных поверхностей несколько подробнее, так как их пересечение приводит к возникновению пространственно-неоднозначных трехкомпонентных по электрическому вектору распределений полей.

Системы уравнений (4), разрешенные относительно первых производных, могут быть записаны в виде

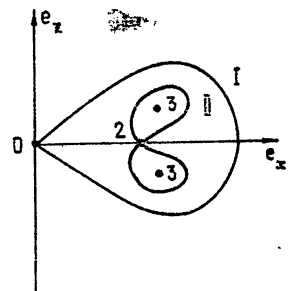


Рис. 2.

$$\begin{aligned}
 & - (1 + 3e_x^2 + \gamma e_z^2 + \vartheta_+ e_y^2) \chi_z \dot{e}_x = \chi_z^2 (1 + \gamma e_x^2 + e_z^2 + \vartheta_- e_y^2) e_z + \\
 & + 2\chi_z \vartheta_+ e_y p e_x + 2\gamma (1 - \chi_z^2 + e_x^2 + \gamma e_z^2 + \vartheta_+ e_y^2) e_x^2 e_z, \\
 & \chi_z \dot{e}_z = (1 - \chi_z^2 + e_x^2 + \gamma e_z^2 + \vartheta_+ e_y^2) e_x, \\
 & \dot{e}_y = p, \\
 & - \dot{p} = (1 - \chi_z^2 + e_y^2 + \vartheta_+ e_x^2 + \vartheta_- e_z^2) e_y.
 \end{aligned} \tag{17}$$

Здесь $\vartheta_+ = 1$, $\vartheta_- = \gamma$ для обыкновенных и $\vartheta_+ = \gamma$, $\vartheta_- = 1$ для необыкновенных распределений электромагнитного поля. Такая форма записи непосредственно указывает на наличие как в фазовом пространстве (p, e) , так и в пространстве электрического вектора при $\gamma < 0$ особых поверхностей

$$1 + 3e_x^2 + \gamma e_z^2 + \vartheta_+ e_y^2 = 0, \tag{18}$$

соответствующих обращению в нуль множителя при производной \dot{e}_x .

Исследуя взаимное расположение особой поверхности (18) и граничной поверхности (5) для волн обыкновенного типа, находим, что при $\chi_z^2 - 1 < -\frac{1}{\gamma}$ поверхности не пересекаются. При

$$\chi_z^2 = \tilde{\chi}_z^2(\gamma) \equiv \frac{1 + |\gamma|}{\gamma^2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{2\gamma^2}{1 + |\gamma|}} \right) > \frac{1 + |\gamma|}{\gamma^2} > \frac{1}{|\gamma|} \tag{19}$$

имеет место касание поверхностей, а при $\chi_z^2 > \tilde{\chi}_z^2(\gamma)$ — их пересечение.

На рис. 3 представлено сечение граничной и особой поверхностью для обыкновенных волн плоскостью $e_y = 0$ (I — особая кривая, II — граничная кривая).

Для распределения полей, соответствующих необыкновенным волнам, пересечение особой поверхности (18) и граничной поверхности (5) имеет место при условии

$$\chi_z^2 - 1 > \frac{1}{2|\gamma|}. \tag{20}$$

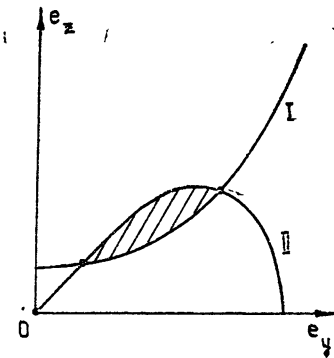


Рис. 3.

Характер пересечения продемонстрирован на рис. 4, где I и II — соответственно особая и граничная кривые. Напомним,

что кривая, представляющая сечение граничных поверхностей плоскостью $e_y = 0$, не имеет пересечений с особой кривой (16), представляющей сечение особых поверхностей той же плоскостью $e_y = 0$.

Таким образом, при $\chi_z^2 - 1 < \frac{1}{|\gamma|}$, т. е. при относительно малых значениях напряженности электрического поля на плоскости симметрии обыкновенного самосфокусированного волновода, особая поверхность и граничная поверхность, соответствующая нулевому значению постоянной первого интеграла, не имеют пересечений. Однако при возрастании продольного волнового числа χ_z , а следовательно, и напряженности электрического поля на плоскости симметрии волновода возникает пересечение особой и граничной поверхностей, что приводит к простран-

венно-неоднозначным решениям для всех интегральных кривых, расположенных внутри граничной поверхности и пересекающих особую поверхность. С ростом χ_z из-за увеличения площади особой поверхности, расположенной внутри разрешенной области, число обыкновенных самосфокусированных состояний будет уменьшаться, так как возрастает число интегральных кривых, пронизывающих особую поверхность и соответствующих пространственно-неоднозначным решениям.

В случае необыкновенных самосфокусированных волноводов имеет место аналогичная ситуация с тем лишь отличием, что впервые пересечение соответствующей особой и граничной поверхностей возникает при меньших по сравнению со случаем обыкновенных волн значениях продольного волнового числа χ_z и, соответственно, меньших значениях напряженности электрического поля на плоскости симметрии самосфокусированного волновода.

Следует подчеркнуть, что возникновение пространственной неоднозначности самосфокусированных решений при $\gamma < 0$ существенно связано с трехкомпонентными по электрическому вектору распределениями поля и не имеет места для самосфокусированных волноводов ТЕ- и ТМ-типа.

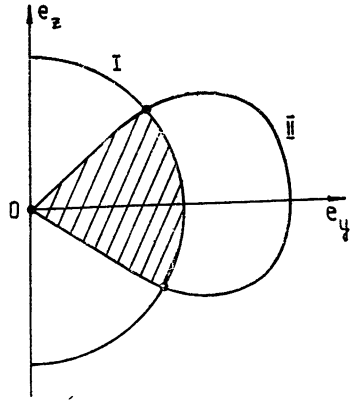


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, УФН, **93**, 19 (1967).
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Письма в ЖЭТФ, **3**, 137 (1966).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, М., 1959.
4. В. М. Елеонский, Л. Г. Оганесьянц, В. П. Силин, ЖЭТФ, **63**, 532 (1972).
5. В. М. Елеонский, Л. Г. Оганесьянц, В. П. Силин, Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нелинейной оптике, Минск, 1972.
6. В. И. Карпман, Нелинейные волны в диспергирующих средах, изд. Наука, М., 1973.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
31 мая 1974 г.

ORDINARY AND EXTRA-ORDINARY SELF-FOCUSING WAVEGUIDE IN A NONLINEAR MEDIUM WITH INDUCED ANISOTROPY

V. M. Eleonsky, V. P. Silin

In nonlinear media when anisotropy induced by a strong electromagnetic field is taken into account, there are two types of self-focused waveguides that, by analogy with the waves in birefringent media, may be classified as ordinary and extra-ordinary waveguides. The properties of ordinary waveguides are similar to those of self-focused waveguides for nonlinear media remaining their anisotropy in a strong field. In extra-ordinary self-focused waveguides, the energy flux may be directed at an angle to the longitudinal wave vector. TE and TM type states corresponding to ordinary and extra-ordinary waveguides coincide only for self-focused waveguides.