ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXXI, № 6 РАДИОФИЗИКА 1988

УДК 681.7.068.4

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ АНАЛИЗА МОД СЛАБОЭЛЛИПТИЧЕСКОГО СВЕТОВОДА

В. П. Калоша

Развит метод нахождения мод эллиптических световодов с малым отклонением сечения от круглой формы. Он основан на использовании новых эллиптических поперечных координат, позволяющих получить решения волнового уравнения для мод всех типов в виде рядов по эллиптичности с членами с разделенными переменными. В этих рядах члены нулевого порядка являются полями соответствующих мод круглого световода Почленным согласованием решений на границе в первом приближении по эллиптичности получены поля и постоянные распространения всех мод скалярной и точной векторной теорий для двухслойного световода со ступенчатым профилем показателя преломления. Они позволили, в частности, найти величины расщепления четных и нечетных по угловой координате мод слабоэллиптического световода.

1. Эллиптическая форма поперечного сечения сердцевины является одним из несовершенств реальных волоконных оптических световодов [1], нашедших широкое применение в системах оптической обработки и передачи информации. С другой стороны, специально создаваемые световоды с эллиптической сердцевиной способны сохранять поляризацию на больших длинах [2] и используются в интерференционных волоконно-оптических приборах и датчиках [1, 3]. В связи с этим несомненный интерес представляет расширение методов анализа эллиптических световодов, позволяющих исследовать различные свойства их мод.

2. Как известно, поперечное распределение полей мод световодов с однородными сердцевиной (показатель преломления n_1) и оболочкой (n_2) находится исходя из решения приведенного двумерного волнового уравнения

$$\Delta_t\psi + (k^2n^2 - h^2)\psi = 0, \tag{1}$$

где Δ_t — поперечная часть лапласиана, h — продольные постоянные распространения мод, k — волновое число свободного пространства. При нахождении точных мод световода под ψ следует подразумевать продольные электрическое и магнитное поля E_z и H_z. Решения уравнения (1) должны удовлетворять граничным условиям, заключающимся в непрерывности продольных и поперечных составляющих полей, тангенциальных к поверхности раздела сердцевины и оболочки.

При решении (1) в случае эллиптического сечения сердцевины световода использование общеизвестной эллиптической системы координат приводит к функциям Матье [4, 5]. Однако ввиду их громоздкости анализ характеристик мод световода затруднителен [6]. Использование аппарата функций Матье является затруднительным даже в предельном случае малой эллиптичности [1, 7, 8], имеющим место в различных приложениях. Для этого важного случая предлагаемый метод решения (1) основан на использовании новых эллиптических координат ρ, θ, связанных с декартовыми координатами соотношениями

$$x = a\rho\cos\theta, \qquad y = b\rho\sin\theta, \tag{2}$$

где a и b — полуоси эллипса сечения световода. В этих координатах поперечное сечение границы раздела между сердцевиной и оболочкой совпадает с координатной линией $\rho=1$. Тогда распределение показателя преломления эллиптического двухслойного световода является следующим:

$$n(\rho)=\begin{cases} n_1, & \rho<1, \\ n_2, & \rho>1. \end{cases}$$

В координатах (2) уравнение (1) принимает вид

$$\left(\frac{\cos^2\theta}{a^2}+\frac{\sin^2\theta}{b^2}\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial\rho^2}+\left(\frac{\sin^2\theta}{a^2}+\frac{\cos^2\theta}{b^2}\right)\left(\frac{\partial\psi}{\rho\partial\rho}+\frac{\partial^2\psi}{\rho^2\,\partial\theta^2}\right)+$$
$$+\left(\frac{1}{b^2}-\frac{1}{a^2}\right)\sin 2\theta\,\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\theta}\left(\frac{\psi}{\rho}\right)+(k^2n^2-h^2)\psi=0. \tag{3}$$

В (3) легко перейти к невозмущенному уравнению, относящемуся к круглому световоду ($a=b$), и выделить слагаемые, отвечающие эллиптическому возмущению сечения. В этом состоит, на наш взгляд, преимущество использования координат (2) в случае малой эллиптичности перед эллиптическими координатами, для которых такой переход в (1) и в его решениях, выражающихся через функции Матье, связан с весьма громоздкими выкладками [1, 7, 8]. Уравнение (3) и его приближенные решения принимают наиболее простой вид, если в качестве нулевого приближения использовать решения, относящиеся к круглому световоду «среднего» радиуса $R=(a+b)/2$, положив

$$a=R(1+\delta),\qquad b=R(1-\delta),\qquad \delta=(a-b)/2R. \tag{4}$$

Тогда вместо (3) получим

$$\sigma(\theta)\frac{\partial^2\psi}{\partial\rho^2}+\tau(\theta)\left(\frac{\partial\psi}{\rho\partial\rho}+\frac{\partial^2\psi}{\rho^2\,\partial\theta^2}\right)+4\delta\sin 2\theta\,\frac{\partial^2}{\partial\rho\partial\theta}\left(\frac{\psi}{\rho}\right)+$$
$$+\varkappa^2(1-\delta^2)^2\psi=0, \tag{5}$$

где $\begin{pmatrix}\sigma\\ \tau\end{pmatrix}=1\mp 2\delta\cos 2\theta+\delta^2$, $\varkappa=(k^2n^2-h^2)^{1/2}R$ — нормированный на R поперечный параметр эллиптического световода.

Выражение для поперечной касательной составляющей электрического поля E_θ в координатах (2) имеет вид

$$E_\theta=-\frac{ikR\varkappa^{-2}}{(1-\delta^2)\sigma^{1/2}}\left(\frac{h}{k}\,\frac{\partial E_z}{\rho\partial\theta}-\sigma\frac{\partial H_z}{\partial\rho}-2\delta\sin 2\theta\,\frac{\partial H_z}{\rho\partial\theta}\right). \tag{6}$$

Аналогичное выражение для H_θ получается при заменах $E_z\to H_z$, $H_z\to -n^2E_z$ в правой части (6).

Если искать решения уравнения (5) в виде ряда по степеням δ, то исходя из (5) легко определить вид слагаемых этого ряда. Множители при различных степенях δ будут иметь разделенные переменные ρ, θ, и порядок гармоник θ при каждой последующей степени δ будет на два выше или ниже порядка гармоники при предыдущей степени δ. Отсюда в зависимости от вида нулевого приближения можно записать решения (5) для различных мод эллиптического световода. При использовании в качестве нулевого приближения полей мод круглого световода с азимутальными индексами $l=0$, $l=1$ и $l\geqslant 2$ получим соответственно решения (5) в виде:

$$\begin{aligned}&\psi=\psi_0(\rho)+\delta\psi_1(\rho)\cos 2\theta+\delta^2\psi_2(\rho)\cos 4\theta+\dots,\\ &\psi=\psi_0(\rho)\Omega_1(\theta)+\delta\psi_1(\rho)\Omega_3(\theta)+\delta^2\psi_2(\rho)\Omega_5(\theta)+\dots,\\ &\psi=\psi_0(\rho)\Omega_l(\theta)+\delta[\psi_1(\rho)\Omega_{l-2}(\theta)+\psi_2(\rho)\Omega_{l+2}(\theta)]+\dots,\end{aligned} \tag{7}$$

где $\Omega_l(\theta)=\begin{pmatrix}\cos l\theta\\ \sin l\theta\end{pmatrix}$ и разные строки относятся к разным модам. Предполагая, что имеет место соответствие между модами круглого и эллиптического световодов с одинаковыми обозначениями и индексами [1, 5], задачу нахождения приближенных выражений для полей всех мод эллиптического световода сводим к нахождению функций $\psi_i(\rho)$.

Подставив (7) в уравнение (5), приравняем к нулю в отдельности все множители при независимых функциях θ. Тогда получим систему связанных уравнений относительно $\psi_i(\rho)$, которая легко решается методом последовательных приближений. Для однородных сред сердцевины и оболочки как нулевое, так и все последующие приближения выражаются через функции Бесселя или их комбинации.

Разлагая выражения E_θ и H_θ в ряды по степеням δ и подставляя в них решения (7), получим, что поперечные касательные составляющие зависят от «азимутальной» переменной таким же образом, как и соответствующие продольные составляющие. Поэтому для выполнения граничных условий в выражениях для касательных составляющих по обе стороны границы достаточно потребовать равенства зависящих от ρ множителей у одинаковых функций θ при $\rho=1$. В любом порядке по δ это приводит к замкнутой однородной системе уравнений относительно неопределенных констант, которые возникают при решении уравнений для $\psi_i(\rho)$. Условие разрешимости такой системы, являющееся дисперсионным уравнением соответствующей моды эллиптического световода, позволяет найти поправки постоянных распространения круглого световода, обусловленные эллиптическим искажением сечения. Тем самым развитый метод позволяет до конца решить задачу нахождения векторных мод любых порядков слабоэллиптического световода.

В равной степени он применим и для нахождения скалярных (линейно-поляризованных) мод эллиптического световода [1, 9]. Для иллюстрации эффективности метода мы приведем результаты его применения к этому случаю.

3. LP-моды, использующиеся при рассмотрении слабонаправляющих световодов, находятся из решения приведенного волнового уравнения (1), в котором ψ — поперечное поле мод, удовлетворяющее граничному условию непрерывности нормальной к границе производной [10]. В координатах (2) эта производная

$$\frac{\partial\psi}{\partial n}=\frac{1}{R(1-\delta^2)\sigma^{1/2}}\left(\sigma\frac{\partial\psi}{\partial\rho}+2\delta\sin 2\theta\frac{\partial\psi}{\rho\partial\theta}\right)$$

и при подстановке приближенных решений (5) для любой из LP-мод имеет такой же характер зависимости от θ, что и сами решения ψ. Отсюда описанным выше методом легко получаем решение граничной задачи.

Поле LP_{0m}-мод ($l=0$ — азимутальный индекс, m — радиальный индекс), в том числе основной LP_{01}-моды, слабоэллиптического световода в первом порядке по δ имеет вид

$$\psi=\begin{cases}J_0(u\rho)/J_0+\delta[\alpha J_2(u\rho)/J_2-u\rho J_1(u\rho)/J_0]\cos 2\theta, & \rho<1,\\ K_0(v\rho)/K_0+\delta[\alpha K_2(v\rho)/K_2-v\rho K_1(v\rho)/K_0]\cos 2\theta, & \rho>1,\end{cases}\tag{8}$$

где $\alpha=uvJ_2K_2/2J_1K_1$; $J_l(u\rho)$, $K_l(v\rho)$ — функции Бесселя первого рода и модифицированные функции Бесселя, $J_l=J_l(u)$, $K_l=K_l(v)$; u, v — поперечные фазовые параметры сердцевины и оболочки круглого световода с радиусом сердцевины R, удовлетворяющие дисперсионному уравнению $uJ_1/J_0=vK_1/K_0$ [1]; неопределенный множитель опущен. Переходя к цилиндрическим координатам r, φ, для поля LP_{0m}-мод в сердцевине и оболочке получим выражения

$$\psi=\begin{cases}J_0(ur/R)/J_0+\delta\alpha J_2(ur/R)\cos 2\varphi/J_2,\\ K_2(vr/R)/K_0+\delta\alpha K_2(vr/R)\cos 2\varphi/K_2,\end{cases}$$

которые совпадают с полученными в [8, 11] (за исключением не зависящих от угла слагаемых в [8], обусловленных использованием нами в качестве нулевого приближения круглого световода с радиусом сердцевины, равным R, а не большой полуоси a).

Развитая в [12] теория возмущений позволяет на основе полученного решения (8) учесть вклад слагаемого $\nabla_t(\boldsymbol{E}_t\cdot\nabla_t n^2/n^2)$ в точном волновом уравнении для поперечного поля $\boldsymbol{E}_t$ [13] основных мод эллиптического световода. При этом использование координат (2) существенно упрощает требуемые интегрирования по сечению световода. Для разности постоянных распространения двух HE_{11}-мод (модового двулучепреломления «одномодового» световода [3]), поля которых аппроксимируются полем LP_{01}-моды, ориентированным вдоль большой и малой полуосей эллипса сечения, из [12] имеем

$$h_1^2-h_2^2=-\frac{\delta}{2R^2N}\int\limits_0^\infty\left[(\psi_0\psi_1-2\psi_0^2)'+2\psi_0\psi_1/\rho\right](\ln n^2)'\rho d\rho, \tag{9}$$

где $N=\int\limits_0^\infty\psi_0^2\,\rho d\rho$, использованы обозначения слагаемых поля (8) согласно первому выражению (7), штрих означает производную по ρ, $(n^2)'=-(n_1^2-n_2^2)\delta_+(\rho-1)$, δ_+ — асимметричная функция Дирака [14]. Интегрируя и подставляя слагаемые решения (8) в оболочке при $\rho=1$, получим в итоге

$$h_1-h_2=\frac{\delta v^2}{2k^3n_2^3R^4}\left[u^2+(u^2-v^2)J_0^2/J_1^2+uv^2J_0^3/J_1^3\right]. \tag{10}$$

Это хорошо известная в теории поляризационно-стабилизированных световодов формула, полученная в [1, 8] другими методами. Оказывается, что если в ней u, v относятся к круглому световоду радиуса R (т. е. если рассматривать эллиптическое сечение световода как возмущение круглого сечения именно «среднего» радиуса R), то эта формула справедлива с точностью до членов $\sim\delta^2$. При учете членов более высокого порядка малости в формулах для сдвигов постоянных распространения [12], приводящих в первом приближении к (9), а также в решении для полей LP_{0m}-мод (см. ниже (16)), величины $\sim\delta^2$, в отличие от [15], не вносят вклада в модовое двулучепреломление.

Решение (5) для LP_{1m}-мод с точностью до членов $\sim\delta$ имеют следующий вид:

$$\psi=\begin{cases}A\,(J_1\pm(\delta/2)u\rho J_0)\,\Omega_1+\delta\,(A'J_3-(1/2)Au\rho J_2)\,\Omega_3, & \rho<1,\\ B\,(K_1\mp(\delta/2)v\rho K_0)\,\Omega_1+\delta\,(B'K_3-(1/2)Bv\rho K_2)\,\Omega_3, & \rho>1,\end{cases} \tag{11}$$

где аргументы $u\rho$ и $v\rho$ соответствующих функций Бесселя опущены, A, A', B, B' — неопределенные постоянные. Граничные условия приводят к дисперсионному уравнению для определения постоянных распространения $h_{\text{эл}}$ LP_{1m}-мод, которое сводится к следующей формуле сдвига:

$$h_{\text{эл}}=h\pm\frac{\delta}{2hR^2}\,\frac{u^2K_1^2}{K_0K_2}, \tag{12}$$

где h, u, v — постоянные распространения и фазовые параметры LP_{1m}-мод круглого световода с радиусом сердцевины R, удовлетворяющие уравнению $uJ_2/J_1=vK_2/K_1$ [1]. Из (12) следует, что разность постоянных распространения LP_{1m}-мод эллиптического световода с четной и нечетной зависимостью от азимутальной координаты

$$h_e-h_o=\frac{\delta}{hR^2}\,\frac{u^2K_1^2}{K_0K_2}. \tag{13}$$

Для слабонаправляющих световодов $h \approx kn_2$, тогда результат (13) совпадает с формулой (38) работы [12].

4. Для нахождения мод строгой векторной теории слабоэллиптического световода в качестве нулевых приближений решений (5) нужно использовать поля соответствующих векторных мод круглого световода. Поля TE_{0m}-мод круглого световода, принадлежащие к семейству EH-мод [1], являются нулевым приближением в случае EH_{0m}-мод эллиптического световода. Продольные компоненты полей EH_{0m}-мод, удовлетворяющие (5) и граничным условиям в первом порядке по δ, равны

$$E_z = \begin{cases} \delta khR^2 J_2(u\rho)\sin 2\theta/J_2, & \rho<1 \\ \delta khR^2 K_2(v\rho)\sin 2\theta/K_2, & \rho>1 \end{cases}; \tag{14}$$

$$H_z = \begin{cases} uJ_0(u\rho)/J_1 - \delta[\alpha J_2(u\rho)/J_2 + u^2\rho J_1(u\rho)/J_1]\cos 2\theta, & \rho<1 \\ -vK_0(v\rho)/K_1 + \delta[\beta K_2(v\rho)/K_2 + v^2\rho K_1(v\rho)/K_1]\cos 2\theta, & \rho>1 \end{cases}, \tag{15}$$

где $\alpha = u^2vK_2'/2K_2 + h^2R^2$, $\beta = uv^2J_2'/2J_2 - h^2R^2$, u, v — поперечные фазовые параметры TE_{0m}-мод круглого световода с радиусом сердцевины R, удовлетворяющие уравнению $J_1/uJ_0 = -K_1/vK_0$ [1]. Отнесение мод, поля которых определяются (14) и (15), к модам EH-типа находится в согласии с требованием [1] преобладания для мод этого типа продольного магнитного поля над продольным электрическим.

Выражения для полей EH_{0m}-мод отличаются своей простотой и во втором приближении по δ. Из (5) с учетом членов $\sim\delta^2$ для EH_{0m}-мод получим продольное магнитное поле

$$H_z = \begin{cases} A\left(1 - \dfrac{\delta^2}{4}u^2\rho^2\right)J_0 + \dfrac{\delta^2}{2}A'u\rho J_1 + \delta(A'J_2 - Au\rho J_1)\cos 2\theta, & \rho<1 \\ B\left(1 + \dfrac{\delta^2}{4}v^2\rho^2\right)K_0 - \dfrac{\delta^2}{2}B'v\rho K_1 + \delta(B'K_2 - Bv\rho K_1)\cos 2\theta, & \rho>1 \end{cases}, \tag{16}$$

где аргументы $u\rho$ и $v\rho$ функций Бесселя опущены, u, v — фазовые параметры HE_{0m}-мод эллиптического световода, A, A', B, B' — неопределенные постоянные. В (16) указаны слагаемые, необходимые для нахождения дисперсионного уравнения во втором приближении и опущены слагаемые $\sim\delta^2$ с множителем $\cos 4\theta$ с дополнительными неопределенными постоянными. Мы не уточняем также такие же слагаемые с множителем $\sin 4\theta$ в решении (5) для продольного электрического поля. Дисперсионное уравнение EH_{0m}-мод сводится к формуле сдвига $h_{\text{эл}} = h + \delta^2\Delta/2hR$, где

$$\Delta = -uv^2\frac{J_0 J_1}{J_2^2}\left[1 + \frac{K_1^2}{K_2^2}\left(1 + \frac{h^2R^2 - u^2}{v^2} - \frac{uJ_1}{2J_2}\right)\right],$$

h, u, v — постоянные распространения и фазовые параметры TE_{0m}-мод круглого световода.

Для нахождения продольных составляющих полей HE_{0m}-мод из уравнения (5) необходимо в качестве нулевого приближения использовать поля TM_{0m}-мод круглого световода, которые являются аксиально-симметричными представителями HE-семейства. Получающиеся решения (5) для HE_{0m}-мод запишем с использованием неопределенных постоянных

$$E_z = \begin{cases} AJ_0 + \delta(A'J_2 - Au\rho J_1)\cos 2\theta, & \rho<1 \\ BK_0 + \delta(B'K_2 + Bv\rho K_1)\cos 2\theta, & \rho>1 \end{cases},$$

$$H_z = \begin{cases} \delta CJ_2 \sin 2\theta, & \rho<1, \\ \delta DK_2 \sin 2\theta, & \rho>1, \end{cases} \tag{17}$$

где u, v — фазовые параметры TM_{0m}-мод круглого световода, удовлетворяющие уравнению $n_1^2 J_1/uJ_0 = -n_2^2 K_1/vK_0$ [1]. Для этих и других мод эллиптического световода связь между постоянными интегрирования является достаточно громоздкой и здесь не приводится. Выражения (14)—(17) дают продольные поля ${}_oEH_{0m}$- и ${}_eHE_{0m}$-мод эллиптического световода. Решения (5) для ${}_eEH_{0m}$- и ${}_oHE_{0m}$-мод имеют более высокий порядок малости.

Использование в качестве нулевого приближения полей мод круглого световода с азимутальным индексом $l=1$ приводит к полям HE_{1m}- и EH_{1m}-мод эллиптического световода. В первом приближении по δ случай $l=1$ — единственный, в котором за счет эллиптического искажения сечения сердцевины снимается вырождение аксиально-симметричных мод с четной и нечетной зависимостями от азимута. Продольное электрическое поле HE_{1m}- и EH_{1m}-мод

$$E_z = \begin{cases} A(J_1 \pm (\delta/2) u\rho J_0)\Omega_1 + \delta(A'J_3 - (1/2)Au\rho J_2)\Omega_3, & \rho<1 \\ B(K_1 \mp (\delta/2) v\rho K_0)\Omega_1 + \delta(B'K_3 - (1/2)Bv\rho K_2)\Omega_3, & \rho>1 \end{cases}. \quad (18)$$

Выражения для поля H_z этих мод отличаются от (18) местами знаков в первых слагаемых и строк в Ω_1, Ω_3, а также постоянными интегрирования. Из-за различия решений (18) для мод с четной и нечетной зависимостью от θ постоянные распространения ${}_eHE_{1m}$- и ${}_eEH_{1m}$-мод отличаются, соответственно, от постоянных распространения ${}_oHE_{1m}$- и ${}_oEH_{1m}$-мод на величины $\sim\delta$. Граничные условия приводят к формуле сдвига $h_{эл} = h \pm \Delta h/2$, где

$$\Delta h = \delta \frac{u^2 v^2}{2hR^2} \frac{V^2 + uv(uK - vJ) + (uJ + vK)(uJ - vK + uvJK)}{V^2[1 + 2h^2R^2(1/u^2 - 1/v^2)] - (k^2R^2/2V^2)P}, \quad (19)$$

$$P = (P_1 + Q_1)(n_1^2 P_2 + n_2^2 Q_2) + (n_1^2 P_1 + n_2^2 Q_1)(P_2 + Q_2),$$

$$P_1 = v^2(uJ - 1), \quad Q_1 = -u^2(vK + 1),$$

$$P_2 = v^2(J^2 - 2/u^2 + 1), \quad Q_2 = -u^2(K^2 - 2/v^2 - 1),$$

$$J = J_0(u)/J_1(u), \quad K = K_0(v)/K_1(v), \quad V^2 = u^2 + v^2,$$

h, u, v — постоянные распространения и фазовые параметры соответствующих HE_{1m}- и EH_{1m}-мод круглого световода, удовлетворяющие уравнению $(P_1+Q_1)(n_1^2 P_1 + n_2^2 Q_1) = (hV^2/k)^2$ [1]. Формула (19), в частности, дает разность постоянных распространения основных ${}_eHE_{11}$- и ${}_oHE_{11}$-мод, т. е. двулучепреломление одномодового эллиптического световода [16]. Причем, в отличие от известной формулы (10), она определяет двулучепреломление при произвольных разностях показателей преломления сред одномодового световода.

Для полей ${}_{o,e}HE_{lm}$- и ${}_{e,o}EH_{lm}$-мод эллиптического световода с более высокими азимутальными индексами $l \geqslant 2$ в качестве нулевого приближения решения (5) используем поля HE_{lm}- и EH_{lm}-мод круглого световода. Отсюда получаем, что продольное электрическое поле этих мод

$$E_z = AJ_l\Omega_l + \delta(A'J_{l+2} - (1/2)Au\rho J_{l+1})\,\Omega_{l+2} +$$

$$+ \delta(A''J_{l-2} + (1/2)Au\rho J_{l-1})\Omega_{l-2}, \quad \rho<1;$$

$$E_z = BK_l\Omega_l + \delta(B'K_{l+2} + (1/2)Bv\rho K_{l+1})\,\Omega_{l+2} +$$

$$+ \delta(B''K_{l-2} + (1/2)Bv\rho K_{l-1})\Omega_{l-2}, \quad \rho>1,$$

где u, v — фазовые параметры соответствующих мод круглого световода. Выражения для продольного магнитного поля отличается от (20) иным расположением строк в Ω_l и $\Omega_{l\pm2}$.

5. Таким образом предложенный метод позволяет приближенно найти поля векторных и скалярных мод всех порядков эллиптического световода и на их основе исследовать различные свойства световода, в частности, поляризационные свойства, связь мод. Он легко обобщается на случай как основных, так и любых высших мод многослойных и градиентных световодов с эллиптическим искажением сечения [17–20].

ЛИТЕРАТУРА

1 Адамс М Введение в теорию оптических волноводов. — М: Мир, 1984. —512 с
2. Dyott R. B., Cozens J. R., Morris D. G. — Electron. Lett., 1979, **15**, № 13, p. 380.
3 Kaminov I. P — IEEE, 1981, **QE-17**, № 1, p. 15.
4 Любимов Л А., Веселов Г. И., Бей И. А — Радиотехника и электроника, 1961, **6**, № 11, с. 1871.
5. Yeh C. — J. Appl. Phys., 1962, **33**, № 11, p. 3235
6 Веселов Г. И., Платонов Н. И — Радиотехника, 1984, № 11, с. 64.
7. Adams M. J., Payne D. N., Rangale C. M.—Electron. Lett., 1979, **15**, № 10, p. 298.
8. Love J. D., Sammut R. A., Snyder A. W. — Electron. Lett., 1979, **15**, № 20, p. 615.
9. Gloge D. — Appl Opt., 1971, **10**, № 10, p. 2252.
10. Шевченко В. В. — Радиотехника и электроника, 1974, **19**, № 3, с. 473.
11. Snyder A. W., Love J. D., Sammut R. A. — J. Opt. Soc. Amer., 1982, **72**, № 9, p. 1131.
12 Snyder A. W., Young W. R. — J. Opt Soc. Amer., 1978, **68**, № 3, p. 287.
13. Шевченко В В. — Радиотехника и электроника, 1982, **27**, № 1, с. 1.
14. Корн Г, Корн Т. Справочник по математике — М: Наука, 1968. —720 с.
15. Snyder A. W. — Electron. Lett., 1980, **16**, № 19, p. 728.
16. Калоша В П., Хапалюк А. П. — Квантовая электроника, 1983, **10**, № 1, с 179.
17. Калоша В. П., Хапалюк А П. — Квантовая электроника, 1984, **11**, № 3, с. 627.
18. Калоша В. П., Хапалюк А. П. — ДАН БССР, 1984, **28**, № 6, с. 514.
19. Kalosha V. P., Khapalyuk A. P. — Opt. and Quant. Electron., 1985, **17**, № 4, p. 253.
20. Калоша В. П, Хапалюк А. П — Радиотехника и электроника, 1984, **29**, № 2, с. 219.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
при Белорусском университете

Поступила в редакцию
9 июня 1986 г

TO ONE METHOD OF MODE ANALYSIS OF WEAKLY ELLIPTICAL OPTICAL FIBER

V. P. Kalosha

A method is presented for finding the modes of the elliptical optical fibers with small deviation of cross-section from round shape. It is found on the basis of the application of new elliptical coordinates which permits one to find the wave equation solutions as a power series in ellipticity with terms having separate variables. The zero-order terms of these series are the fields of the corresponding round fiber modes. The fields and propagation constants were obtained of all modes of scalar and exact vector theory by termwise agreement of the solutions at the boundary in the first approximation in ellipticity for two-layer step-index fiber. In particular, they permit to find the splitting values of azimuthally even and odd modes of weakly elliptical fiber.