

В. Н. Енин, В. Ф. Судаков
**РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОГО СМЕСИТЕЛЯ
С КЛИНОВИДНЫМ ЗАЗОРОМ
ПРИ НАРУШЕННОМ ПОЛНОМ
ВНУТРЕННЕМ ОТРАЖЕНИИ**

Рассмотрена двумерная задача о распространении поляризованной плоской волны из одной оптически однородной полубесконечной среды без потерь в другую такую же среду, отделенную от первой узким воздушным клином, обеспечивающим условие нарушенного полного внутреннего отражения для выходной плоской грани первой среды. Входная грань второй среды плоская. Найдены составляющие векторов как электрической, так и магнитной напряженностей. Полученный результат позволяет рассчитать параметры воздушного клина, обеспечивающие требуемый вид интерференционной картины на выходе оптического смесителя лазерного гироскопа.

Ключевые слова: лазерный гироскоп, призма, оптический смеситель.

Пусть в кольцевом резонаторе лазера в качестве отражателей использованы призмы полного внутреннего отражения (ПВО). Через одну из них должен быть выведен полезный сигнал, который в случае лазерного гироскопа (ЛГ) представляет собой две встречные бегущие волны с небольшим углом между направлениями их распространения (что обеспечивает формирование бегущей интерференционной картины). Для преобразования большого угла между направлениями распространения встречных волн на выходе из призм ПВО в малый угол используется смесительная призма (т.е. специализированный интерферометр). Расположить призму резонатора и смесительную призму встык нельзя, так как условие ПВО будет нарушено, что внесет в резонатор большие радиационные потери. Поэтому обе призмы разносят на такое малое расстояние, чтобы имело место только просачивание энергии между ними без формирования лучевой картины. Этот вид распространения волн с точки зрения поля в резонаторе носит название нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). На рис. 1, а показано типичное взаимное расположение призм в условиях НПВО, при котором интерферирующие волны распространяются в одном направлении (интерференционная картина имеет характер стоячей волны). На рис. 1, б зазор между призмами имеет вид воздушного клина, что обеспечивает распространение интерферирующих волн под углом (интерференционная картина имеет характер бегущей волны).

Практический интерес представляет расчет параметров воздушно-го клина при заданных условиях входа в оптический смеситель (ОС).

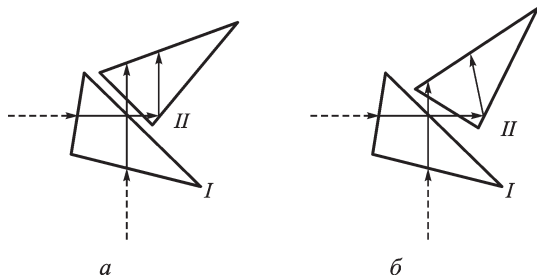


Рис. 1. Угловая призма резонатора, грань I которой расположена на малом удалении от грани II смесительной призмы:

a — грани параллельны, *б* — грани образуют малый угол

Перейдем к точной формулировке задачи. При заданном поле в среде перед воздушным зазором требуется найти отраженное от зазора поле (в целях определения его потери на НПВО) и поле в среде, прошедшее зазор (что необходимо для расчета интерференционной картины). Специфика решения волновой задачи для подобной оптической системы заключается в сшивании решений по обе стороны предельно узкого клина с коэффициентом преломления, меньшим, чем коэффициент преломления обрамляющих сред (резонаторной и смесительной призм). Точное решение задачи отсутствует. Приближенное решение, если и существует, то описано в малодоступных источниках, авторам неизвестных. Предлагаемый в настоящей работе метод решения физически нагляден и достаточно прост, что дает возможность теоретически проследить формирование отраженной от клина и прошедшей через него волн.

На рис. 2 показан клиновидный зазор между двумя диэлектрическими средами. Рассмотрим плоскую модель: перпендикулярно плоскости рисунка оптическая система бесконечна, со стороны резонатора (коэффициент преломления n_1) под углом θ_1 к нормали плоскости I (грань резонатора) падает плоская волна с волновым вектором \vec{k}_1 .

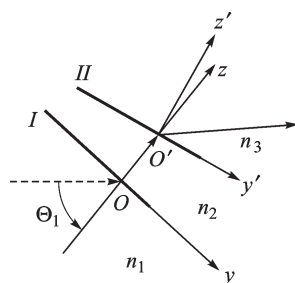


Рис. 2. Область клиновидного зазора между гранями резонаторной (I) и смесительной (II) призмы. Области с коэффициентами преломления n_1, n_2, n_3 относятся к указанным призмам и зазору между ними

Будем считать волну *TE* — поляризованной с единичным волновым вектором поляризации \vec{h}_1 магнитной напряженности $\vec{H}^{(1)}(\vec{r})$. Точку входа *O* выберем в качестве центра местной ортогональной системы координат *Oyz*, связанной с гранью I. Геометрическими параметрами, определяющими положение грани II смесительной призмы, будем считать $OO' = a$ и угол α между гранями II и I. С гранью II удобно связать вторую местную систему координат

$O'y'z'$. Коэффициент n_3 преломления материала ОС обычно равен или близок к n_1 . Коэффициент преломления воздушного зазора обозначим n_2 . Примем, что $n_2 < n_1 \approx n_3$ и $\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 > 1$, т.е. угол падения превышает угол ПВО. Таким образом, при малом a (соизмеримом с длиной волны λ_0 света в среде с коэффициентом преломления $\langle n_1 \rangle$) требуется решить задачу о НПВО, сводящуюся к определению отраженного поля $\vec{E}_p^{(1)}$ в среде с $\langle n_1 \rangle$ и прошедшего поля $\vec{E}^{(3)}$ в среде с $\langle n_3 \rangle$.

Полное поле в среде с коэффициентом преломления $\langle n_1 \rangle$ состоит из падающей плоской волны с волновым вектором \vec{k}'_1 и отраженной волны

$$\begin{aligned} E_x^{(1)}(\vec{r}) &= E_1 e^{j\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}} + E_R(\vec{r}) e^{j\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}}; \\ H_y^{(1)}(\vec{r}) &= n_1 \cos \theta_1 \left(E_1 e^{j\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}} - E_R(\vec{r}) e^{j\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}} \right); \\ H_z^{(1)}(\vec{r}) &= n_1 \sin \theta_1 \left(E_1 e^{j\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}} + E_R(\vec{r}) e^{j\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

В данном приближении отраженная волна не предполагается плоской, она имеет комплексную амплитуду $E_R(\vec{r})$, зависящую от координат. Вектор \vec{k}'_1 выбирается удовлетворяющим условию зеркального отражения:

$$k'_{1x} = k'_{1x}, \quad k'_{1z} = -k_{1z}.$$

Введем в рассмотрение вектор Максвелла

$$\vec{P}(y, z) = \begin{bmatrix} u(y, z) \\ v(y, z) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Его значение может изменяться на границах раздела плоскостей I и II.

В среде с коэффициентом преломления n_1

$$\begin{aligned} E_x^{(1)}(y, 0) &= u_0 e^{jk_1 \sin \theta_1 y}; \\ H_x^{(1)}(y, 0) &= v_0 e^{jk_1 \sin \theta_1 y}; \\ H_z^{(1)}(y, 0) &= w_0 e^{jk_1 \sin \theta_1 y}; \\ w_0 &= u_0 n_1 \sin \theta_1. \end{aligned} \quad (3)$$

Из уравнений (1) и (3) нетрудно получить, что

$$\begin{aligned} u_0 &= E_1 + E_R(y, 0); \\ v_0 &= n_1 \cos \theta_1 (E_1 - E_R(y, 0)). \end{aligned} \quad (4)$$

В среде с коэффициентом преломления n_2 имеем

$$\begin{aligned} E_x^{(2)}(y, z) &= u(y, z) e^{jk_2 \sin \theta_2 y}; \\ H_y^{(2)}(y, z) &= v(y, z) e^{jk_2 \sin \theta_2 y}; \\ H_z^{(2)}(y, z) &= w(y, z) e^{jk_2 \sin \theta_2 y}, \end{aligned} \quad (5a)$$

где

$$w(y, z) = u(y, z) n_2 \cos \theta_2. \quad (56)$$

В формулах (5а), по аналогии с классической задачей об отражении на границе раздела двух диэлектриков введены формальные параметры:

$$k_2 \sin \theta_2 = k_1 \sin \theta_1; \quad k_2 \cos \theta_2 = j k_2 \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1\right)^2 - 1}; \quad (6)$$

$$k_2 = \frac{n_2}{n_1} k_1.$$

Поскольку $\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1$ (по условию ПВО), то θ_2 истинным углом не является. Однако коэффициенты $k_2 \sin \theta_2$, $k_2 \cos \theta_2$, k_2 можно применить.

Для среды с коэффициентом преломления n_3 запишем поле в координатах y', z' :

$$E_{x'}^{(3)}(y', z') = E_x^{(3)}(y', z') = u(y', z') e^{j(k_3 \sin \theta_3 y' + k_3 \cos \theta_3 z')};$$

$$H_{y'}^{(3)}(y', z') = v(y', z') e^{j(k_3 \sin \theta_3 y' + k_3 \cos \theta_3 z')}; \quad (7)$$

$$H_{z'}^{(3)}(y', z') = w(y', z') e^{j(k_3 \sin \theta_3 y' + k_3 \cos \theta_3 z')}.$$

Составляющие поля в каждой из трех граничных сред удовлетворяют системе уравнений Максвелла. Это обстоятельство позволяет получить уравнения для составляющих поляризованного вектора в каждой среде и “сшить” соответствующие решения на границах раздела сред. На границе I составляющие поляризованного вектора соответствуют тангенциальным компонентам электрической и магнитной напряженностей и поэтому должны быть непрерывны, т.е. по обе стороны границы их значения должны быть равны при любом y :

$$u(y, 0) = u_0; \quad v(y, 0) = v_0. \quad (8)$$

На границе II должны быть непрерывны тангенциальные компоненты $E'_x(\vec{r})$, $H'_y(\vec{r})$. Параметрические уравнения границы можно записать как

$$y = y' \cos \alpha, \quad z = a - y' \sin \alpha. \quad (9)$$

Выражения (5), (7), (8) позволяют записать условие непрерывности тангенциальных (к границе II) компонент поля в следующем виде:

$$E_x^{(2)}(y' \cos \alpha, a - y' \sin \alpha) = E_{x'}^{(2)}(y', 0);$$

$$H_y^{(2)}(y' \cos \alpha, a - y' \sin \alpha) \cos \alpha -$$

$$- H_z^{(2)}(y' \cos \alpha, a - y' \sin \alpha) \sin \alpha = H_{y'}^{(3)}(y', 0); \quad (10)$$

$$y = y' \cos \alpha; \quad z = a - y' \sin \alpha.$$

Известно [1], что в высокочастотном приближении электромагнитное поле (решение уравнений Максвелла) в неоднородной среде допускает использование лучевой конгруэнции. Несмотря на то, что при этом понятие луча обобщается, сохраняется важное свойство: локально в точке пересечения луча с границей раздела можно ввести френелевские коэффициенты отражения и преломления. Выделим произвольный обобщенный луч в лучевой конгруэнции координатой y его пересечения с границей I, т.е. введем y как параметр конгруэнции. Разные лучи в среде с коэффициентом преломления n_2 имеют различный ход $h(y)$, зависящий от параметра луча:

$$h(y) = a - y \operatorname{tg} \alpha. \quad (11)$$

Отметим, что составляющие поляризационного вектора в среде с коэффициентом преломления n_2 изменяются от u_0, v_0 на границе I до значений $u(y, h(y)), v(y, h(y))$ на границе II. Связь между значениями поляризационного вектора для каждого луча на входе и выходе среды с коэффициентом преломления n_2 определяется матрицей перехода:

$$\begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(y, h(y)) \\ v(y, h(y)) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

где элементы матрицы следующие:

$$\begin{aligned} m_{11} = m_{22} &= \cos \beta, & m_{12} &= -\frac{j}{n_2 \cos \theta_2} \sin \beta, \\ m_{21} &= -jn_2 \cos \theta_2 \sin \beta, \\ \beta &= n_2 \cos \theta_2 h(y). \end{aligned} \quad (13)$$

Вид матрицы перехода совпадает с полученным в работе [2], так как условия прохождения каждого луча из среды с n_1 в среду с n_2 через границу раздела не отличаются от аналогичных условий в случае падения плоской волны на слоисто-неоднородную среду. Отличием является то, что в силу уравнений (6) имеем чисто мнимое значение

$$\beta = jk_2 \gamma h(y),$$

$\left(\gamma = \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \right)^2 - 1} \right)$. Это учтено в ПВО на входной поверхности клина. Переход к составляющим поляризационного вектора в среде с коэффициентом преломления n_3 осуществляется с помощью граничных условий (10). Используя выражения (5а), (7) и (10), полу-

чаем связь между векторами $\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}$ и $\begin{bmatrix} u_3 \\ v_3 \end{bmatrix}$ на границе II (9):

$$\begin{aligned} u(y, z) e^{jk_2 \sin \theta_2 y} &= u_3(y', 0) e^{jk_3 \sin \theta_3 y'}, \\ [v(y, z) \cos \alpha - w(y, z) \sin \alpha] e^{jk_2 \sin \theta_2 y} &= v_3(y', 0) e^{jk_3 \sin \theta_3 y'}. \end{aligned} \quad (14)$$

Подставляя уравнение (5б) и аналогичное ему равенство $v_3(y', z') = = n_3 \cos \theta_3 u_3(y', z')$ в выражение (13), получаем:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} -n_2 \sin \theta_2 \sin \alpha & \cos \alpha \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} &= \\ &= \begin{bmatrix} n_3 \sin \theta_3 \\ 1 \end{bmatrix} e^{j(k_3 \sin \theta_3 - k_2 \sin \theta_2 \cos \alpha) y'}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $u = u(y, h(y))$; $v = v(y, h(y))$; y определяется через y' уравнением границы (9).

Из уравнения (15) найдем поляризационный вектор $\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}$ и подставим его в выражение (12):

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{n_3 \cos \theta_3 + n_2 \sin \theta_2 \sin \alpha}{\cos \alpha} \end{bmatrix} e^{j(k_3 \sin \theta_3 - k_2 \sin \theta_2 \cos \alpha) y'} \end{aligned} \quad (16)$$

Основными искомыми величинами являются амплитуды отраженной (E_R) и прошедшей ($u_3(y', z')$) волн. Их можно найти из уравнения (16), если выразить составляющие u_0, v_0 поляризационного вектора с помощью соотношений (4) через амплитуды падающей и отраженной волн E_1, E_R :

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ p_1 & -p_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ p_3 \end{bmatrix} e^{j\varphi_3} u_3, \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} p_1 &= n_1 \cos \theta_1, \quad p_3 = \frac{n_3 \cos \theta_3 + n_2 \sin \theta_2 \sin \alpha}{\cos \alpha}; \\ \varphi_3 &= (k_3 \sin \theta_3 - k_2 \sin \theta_2 \cos \alpha) y'. \end{aligned}$$

Векторное уравнение (17) может быть разрешено относительно E_R, u_3 следующим образом:

$$\begin{aligned} E_R &= \frac{(m_{11} + m_{12}) p_1 - (m_{21} + m_{22}) p_3}{(m_{11} + m_{12}) p_1 + (m_{21} + m_{22}) p_3} E_1; \\ u_3 &= \frac{2p_1 e^{-j\varphi_3}}{(m_{11} + m_{12}) p_1 + (m_{21} + m_{22}) p_3}. \end{aligned} \quad (18)$$

Перейдем к анализу полученных формул. Отметим, что

$$k_3 \sin \theta_3 = k_2 \sin (\theta_2 - \alpha), \quad k_3 > k_2.$$

Отсюда следует, что параметры $n_3 \sin \theta_3, n_3 \cos \theta_3$ вещественные. Таким образом, p_1, p_3 и функция φ_3 вещественны. Из выражений (13) следует, что $m_{11} = m_{22}$ — вещественные, а m_{12}, m_{21} — чисто мнимые.

Введем вещественные величины $\delta p = p_1 - p_3, \Sigma p = p_1 + p_3,$
 $s_+ = \frac{p_1 p_3}{n_2 \gamma} + n_2 \gamma, \quad s_- = \frac{p_1 p_3}{n_2 \gamma} - n_2 \gamma.$

Преобразуем уравнение (18) к следующему виду:

$$E_R = \frac{(\delta p - j s_+) + (\delta p + j s_+) e^{-2k_2 \gamma h}}{(\Sigma p - j s_-) + (\Sigma p + j s_-) e^{-2k_2 \gamma h}} E_1;$$

$$u_3 = \frac{4p_1 e^{-k_2 \gamma h} e^{-j \varphi_3}}{[(\Sigma p - j s_-) + (\Sigma p + j s_-) e^{-2k_2 \gamma h}] (1 + e^{-2k_2 \gamma h})} E_1. \quad (19)$$

Эти выражения могут быть заменены приближенными, если принять, что $e^{-2k_2 \gamma h} \ll 1$. Реальные значения $k_2 = \frac{\omega_2}{c} n_2, n_1 \sin \theta_1, a, \alpha$ соответствуют такому допущению. Сохраняя слагаемые порядка $e^{-2k_2 \gamma h}$, получаем

$$E_R = \frac{(\delta p - j s_+)}{(\Sigma p - j s_-)} \left[1 + \left(\frac{\delta p + j s_+}{\delta p - j s_+} - \frac{\Sigma p + j s_-}{\Sigma p - j s_-} \right) e^{-2k_2 \gamma h} \right] E_1; \quad (20a)$$

$$u_3 = \frac{4p_1 e^{-2k_2 \gamma h} e^{-j \varphi_3}}{\Sigma p - j s_-} E_1. \quad (20b)$$

В уравнении (20a) отброшенные слагаемые имеют порядок $e^{-3k_2 \gamma h}$. Поэтому и в уравнении (20b), по сравнению с выражениями (1) можно пренебречь слагаемым порядка $e^{-2k_2 \gamma h}$.

При $\alpha = 0$ клин вырождается в плоскопараллельную пластину толщиной a , тогда имеем

$$p_3 = p_1, \quad h = a;$$

$$\frac{\delta p + j s_+}{\delta p - j s_+} - \frac{\Sigma p + j s_-}{\Sigma p - j s_-} = \frac{-j \cdot 4p_1 n_2 \gamma}{(p_1 + j n_2 \gamma)^2}.$$

В этом случае

$$\frac{E_R}{E_1} = \frac{p_1 - j n_2 \gamma}{p_1 + j n_2 \gamma} \left[1 - \frac{-j \cdot 4p_1 n_2 \gamma}{(p_1 + j n_2 \gamma)^2} e^{-2k_2 \gamma h} \right].$$

В используемом приближении эта формула соответствует известному выражению для коэффициента отражения от плоскопараллельной пластины [3].

Выделим в уравнениях (1) отраженное поле:

$$\begin{aligned} E_{Rx}^{(1)} &= \frac{(\delta p - js_+)}{(\Sigma p - js_-)} E_1 e^{-jk_1(y n_1 \sin \theta_1 - z n_1 \cos \theta_1)}; \\ H_{Ry}^{(1)} &= -n_1 \cos \theta_1 E_{Rx}^{(1)}; \\ H_{Rz}^{(1)} &= n_1 \sin \theta_1 E_{Rx}^{(1)}. \end{aligned} \quad (21)$$

Роль клина свелась к изменению коэффициента отражения по сравнению со случаем отражения от плоскопараллельной пластины. Если учесть малое возмущение порядка $e^{-2k_2\gamma h}$ (19), то можно ожидать появления дополнительной неоднородной волны того же порядка малости. Учет столь малого возмущения нецелесообразен, так как очень высоки требования к точности экспериментальной проверки.

Из уравнений (20а) следует, что коэффициенты отражения (как амплитудный, так и фазовый) зависят от знака α , т.е. различны для волн встречного направления распространения. В замкнутом резонаторе это обстоятельство не приведет к изменению разности собственных частот, но вызовет их согласованное смещение и одинаковые потери на возмущенных частотах.

Прошедшая волна в соответствии с уравнениями (7) и (20а) описывается следующими выражениями:

$$\begin{aligned} E_{x'}^{(3)} &= \frac{4p_1}{(\Sigma p - js_-)} E_1 e^{-k_2\gamma(a-y' \sin \alpha)} e^{jk_1(y' \cos \alpha \sin \theta_1 + z' \cos \theta_3)}; \\ H_{y'}^{(3)} &= n_3 \cos \theta_3 E_{x'}^{(3)}; \\ H_{z'}^{(3)} &= -n_3 \sin \theta_3 E_{x'}^{(3)}, \end{aligned} \quad (22)$$

где $\cos \theta_3$ — комплексная величина, определяемая формулой

$$\begin{aligned} \cos \theta_3 &= \sqrt{1 - \sin^2 \theta_3} = \sqrt{1 - \left[\frac{n_2}{n_3} \sin(\theta_2 - \alpha) \right]^2} = \\ &= \sqrt{1 - [\sin \theta_1 \cos \alpha - j\gamma \sin \alpha]^2}. \end{aligned}$$

При малых α это выражение можно упростить:

$$\cos \theta_3 \approx \cos \theta_1 + \frac{j\gamma \sin \alpha}{\cos \theta_1}.$$

В результате уравнения (22) преобразуются к следующему виду:

$$\begin{aligned} E_{x'}^{(3)} &= \frac{4p_1 e^{-k_2\gamma\alpha}}{(\Sigma p - js_-)} E_1 e^{-k_2\gamma(z' \frac{n_2}{n_2 \cos \theta_1} - y')} \sin \alpha e^{jk_1(y' \cos \alpha \sin \theta_1 + z' \cos \theta_1)}; \\ H_{y'}^{(3)} &= n_1 \left(\cos \theta_1 + j\gamma \frac{\sin \alpha}{\cos \theta_1} \right) E_{x'}^{(3)}; \\ H_{z'}^{(3)} &= - (n_1 \sin \theta_1 - j n_2 \gamma \sin \alpha) E_{x'}^{(3)}. \end{aligned} \quad (23)$$

Проекции векторов \vec{s} , \vec{f} определяются из уравнений (23):

$$s'_y = -1, \quad s'_z = \frac{n_1}{n_2 \cos \theta_1};$$
$$f'_y = \sin \theta_1 \sin \alpha, \quad f'_z = \cos \theta_1.$$

При $\alpha = 0$ (плоскопараллельная пластина) затухание в пространстве не изменяется, так как в уравнениях (23) $\alpha = 0$; волновой фронт прошедшей волны в этом случае распространяется в том же направлении, что и фронт падающей волны. В общем случае $\alpha \neq 0$ – прошедшая волна неоднородна.

На основе полученных результатов не составляет труда определить радиационные потери или параметры смесителя при фиксированных потерях. Например, угол воздушного клина приближенно оценивается в 7 угл. мин, если потери равны 0,1 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б а с с Ф. Г., Ф у к с И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
2. Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
3. A i r y P h i l G. V. Magazine, 2, 20, 1833 p.

Статья поступила в редакцию 15.04.2008

Виталий Николаевич Енин родился в 1939 г., окончил в 1962 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой “Теоретические основы электротехники” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 90 научных работ и 95 изобретений в области лазерной гироскопии.

V.N. Enin (b. 1939) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1962. D. Sc (Eng.), professor, Head of Department of Theoretical Bases of Electrotechnic Engineering of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 90 publications and 95 inventions patents in the field of laser gyro technology.

Владимир Федорович Судаков родился в 1937 г., окончил в 1966 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Д-р. техн. наук, профессор кафедры “Теоретические основы электротехники” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 150 научных работ в области лазерной техники.

V.F. Sudackov (b. 1937) graduated from the Lomonosov State University in 1966. D. Sc (Eng.), professor of Theoretical Bases of Electronic Department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 publications in the laser gyro thechnology.