

**Kriventsov Alexander Sergeevich** – Moscow State University of Instrument-making and Computer Science; e-mail: kriventsovA\_87@mail.ru; 20, Stromy'nka street, Moscow, 107996, Russia; phone: +74992375934; the department «Personal computers and networks»; postgraduate student.

**Ульянов Михаил Васильевич** – Московский государственный университет печати им. Ивана Фудорова; e-mail: muljanov@mail.ru; 127550, г. Москва, ул. Прянишникова, 2а; тел.: 89165899404; кафедра «Прикладная математика и моделирование систем»; д.т.н.; профессор.

**Uljanov Mikhail Vasiljevich** – The Moscow State University of Print (MGUP); e-mail: muljanov@mail.ru; 2a, Pryanishnikova, Moscow, 127550, Russia; phone: +79165899404; the department «Applied mathematics and modelling of systems»; dr. of eng. sc.; professor.

УДК 621.383

**М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Ф.Г. Хисамов**

### **РАСЧЕТ ПРОХОЖДЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА ПО ИЗОГНУТЫМ ОПТИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДНЫМ СТРУКТУРАМ**

*Проведен расчет потерь импульсного сигнала в изогнутых интегрально-оптических волноводах. Световой импульс короткой длительности имеет значительную спектральную ширину, и его радиационные потери при распространении в изогнутом волноводе отличаются от соответствующих потерь, которые испытывает монохроматическая направленная волна, что накладывает ограничения на параметры импульса и параметры волноводной структуры интегрально-оптических устройств. В основе расчета использована процедура конформного отображения, примененная к волновому уравнению в пространственно-временных координатах, которая позволяет заменить изогнутый волновод на эквивалентный ему прямолинейный. Получена расчетная зависимость отношения мощности распространяющегося импульса к мощности монохроматической волны от длины изогнутого волновода. Проанализировано различие радиационных потерь импульсного сигнала и монохроматической волны для импульсов различной длительности.*

*Волоконно-оптическая связь; интегральная оптика; изогнутые волноводы.*

**M.M. Vekshin, O.A. Culish, F.G. Khisamov**

### **CALCULATION OF PULSE SIGNAL PROPAGATION IN BENT OPTICAL WAVEGUIDE STRUCTURES**

*The calculation of optical pulse loss in bent integrated-optic waveguides is carried out. Optical pulse with short duration has significant spectral width, and its radiation losses in bent waveguide differ from the appropriate losses of monochromatic guided wave. This fact imposes restrictions on pulse parameters and waveguide structure parameters of integrated-optic devices. Calculation method is based on conformal mapping technique, applied to wave equation in spatial-time coordinates, which allows to change bent waveguide with equivalent straight one. As a result of calculations, the ratio of propagating optical pulse power to power of monochromatic wave dependence of bent waveguide length is derived. The difference between radiation losses of pulse signal and losses of monochromatic wave are analyzed for pulses, having various durations.*

*Fiber-optic communications; integrated optics; bent waveguides.*

При разработке современных устройств интегральной оптики необходимо определение характеристик импульсного оптического сигнала, распространяющегося по волноводам. Проблема состоит в том, что световой импульс короткой длительности имеет значительную спектральную ширину и, следовательно, его радиационные потери при распространении в волноводе могут отличаться от соответствующих потерь, которые испытывает монохроматическая направленная волна. Оценка уровня таких потерь является важной, так как накладывает ограниче-

ния на параметры волноводной структуры интегрально-оптических устройств. Современные оптические системы связи, использующие интегрально-оптическую элементную базу, имеют скорости передачи данных по одному каналу, превышающие 100 ГГц. Кроме того, существуют специфические системы передачи световых сигналов по оптическому волокну, к примеру, используемые в квантовой криптографии, где необходима точная оценка характеристик распространения импульсов малой длительности [1].

Для расчета радиационных потерь импульсного сигнала был модифицирован метод исследования непрерывного сигнала в изогнутых волноводах. Планарный изогнутый волновод с радиусом кривизны  $R$  в полярной системе координат изображен на рис. 1.

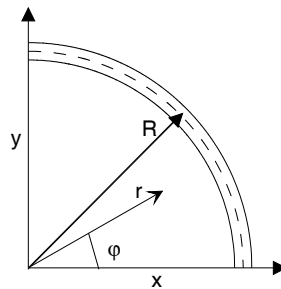


Рис. 1. Схематический вид изогнутого планарного волновода

Новая методика расчета опирается на классическое физико-математическое моделирование распространения импульса гауссовой формы в диспергирующих средах с учетом процедуры конформного отображения, позволяющего заменить изогнутый волновод на эквивалентный ему прямолинейный. Данный подход предполагает применение процедуры конформного отображения к волновому уравнению в пространственно-временных координатах.

Затухающее электрическое поле моды распространяющегося импульса может быть представлено в полярных координатах в форме волнового пакета:

$$E(r, \varphi, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}(\varphi, \omega) \psi(r, \omega) e^{i(\beta(\omega)R\varphi - \omega t)} d\omega, \quad (1)$$

где  $r, \varphi$  – полярные координаты;  $\omega$  – круговая частота;  $\tilde{B}(\varphi, \omega)$  – спектральная амплитуда на угловой позиции  $\varphi$  электрического поля моды  $\psi(r, \omega)$ ;  $\beta(\omega)$  – константа распространения волноводной моды.

В уравнении (1) неудобно напрямую иметь дело с константой распространения  $\beta(\omega)$ , поэтому ее можно представить как  $\beta(\omega) = (\beta - \beta_0) + \beta_0$ , и ввести функцию амплитуды спектра:

$$\tilde{A}(\varphi, \omega) = \tilde{B}(\varphi, \omega) \exp(i(\beta - \beta_0)R\varphi),$$

где  $\beta_0 = \beta_{0r} + i\beta_{0i}$  – комплексная константа распространения, соответствующая несущей частоте  $\omega_0$ .

Поле необходимо нормировать так, чтобы общая энергия в направляемой части импульса была равна:

$$\frac{1}{2\pi} e^{-2\beta_{0i}R\varphi} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{A}(\varphi, \omega)|^2 d\omega.$$

В предположении слабонаправляющего планарного волновода волновое уравнение для электрического поля имеет вид:

$$\nabla_{xy}^2 E + \frac{n^2(x,y)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \tag{2}$$

где  $n(x,y)$  – распределение показателя преломления планарного волновода. Подставим выражение (1) в уравнение (2) и, произведя над ним преобразование Фурье, получим:

$$\nabla_{xy}^2 (\tilde{A}(\varphi, \omega) \psi(r, \omega) e^{i\beta_0 R \varphi}) = -n^2 k^2 \psi(r, \omega) \cdot \tilde{A}(\varphi, \omega) e^{i\beta_0 R \varphi}, \tag{3}$$

где  $k = \omega / c$ .

Применим конформное отображение, которое позволяет перейти от полярных координат  $r$  и  $\varphi$  к новым координатам  $u$  и  $v$ . Формулы для перехода в плоскость  $u, v$  следующие:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = R \cdot \exp \frac{u}{R}; \quad \varphi = \arctan \frac{y}{x} = \frac{v}{R}.$$

Конформное отображение приводит уравнение (3) к виду:

$$\nabla_{uv}^2 \left( \tilde{A} \left( \frac{v}{R}, \omega \right) \psi \left( \rho \cdot e^{\frac{u}{R}}, \omega \right) e^{i\beta_0 v} \right) = -n_e^2 k^2 \psi \left( \rho \cdot e^{\frac{u}{R}}, \omega \right) \cdot \tilde{A} \left( \frac{v}{R}, \omega \right) e^{i\beta_0 v}, \tag{4}$$

где  $\rho$  – половина ширины волновода,  $\nabla_{uv}^2 = \frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2}{\partial v^2}$ . Преобразованный профиль показателя преломления:

$$n_e^2(u) = \frac{\rho^2}{R^2} e^{2u/R} n^2(x, y). \tag{5}$$

Конформное отображение позволяет свести задачу расчета потерь изогнутого волновода к задаче расчета потерь соответствующего прямолинейного волновода с измененным профилем показателя преломления (рис. 2).

Далее уберем быстропеременное преобразование фазы в  $\tilde{A} \left( \frac{v}{R}, \omega \right)$ , полагая на частоте  $\omega_0$   $A \left( \frac{v}{R}, t \right) = a(v, t) e^{-i\omega_0 t}$ , где  $A \left( \frac{v}{R}, t \right)$  – обратное Фурье-преобразование  $\tilde{A} \left( \frac{v}{R}, \omega \right)$ . С использованием теоремы модуляции найдем, что  $\tilde{A} \left( \frac{v}{R}, \omega \right) = \tilde{a}(v, \omega - \omega_0)$ . Введя обозначение  $\Psi(u, \omega) = \psi \left( \rho \cdot e^{\frac{u}{R}}, \omega \right)$ , приведем уравнение (4) к виду:

$$\nabla_{uv}^2 (\tilde{a} \Psi e^{i\beta_0 v}) = -n_e^2 k^2 \Psi \cdot \tilde{a} e^{i\beta_0 v}. \tag{6}$$

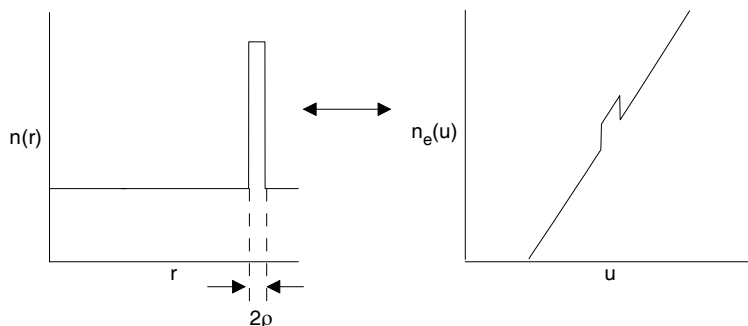


Рис. 2. Преобразование показателя преломления волновода при конформном отображении

Произведем дифференцирование по переменным конформного отображения в левой части уравнения (6) и, сократив на экспоненту, получим выражение:

$$\tilde{a} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial u^2} + \Psi \frac{\partial^2 \tilde{a}}{\partial v^2} + 2i\beta_0 \Psi \frac{\partial \tilde{a}}{\partial v} - \Psi \beta_0^2 \tilde{a} = -n_e^2 k^2 \Psi \tilde{a}. \quad (7)$$

Данное уравнение с помощью константы разделения можно разбить на две части, в каждой из которых останется только одна переменная  $\tilde{a}$  или  $\Psi$ :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial u^2} + (n_e^2 k^2 - (\beta_0^2 + h(\omega))) \Psi = 0, \quad (8 \text{ а})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{a}}{\partial v^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{a}}{\partial v} + h(\omega) \tilde{a} = 0, \quad (8 \text{ б})$$

где  $h(\omega)$  – константа разделения. Можно сделать замену:

$$\beta_0^2 + h(\omega) = \beta^2(\omega).$$

Подставляя данное обозначение в уравнение (8 б) получим:

$$\frac{\partial^2 \tilde{a}}{\partial v^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{a}}{\partial v} + (\beta^2 - \beta_0^2) \tilde{a} = 0. \quad (9)$$

Решение уравнения (9) будем искать в виде  $\tilde{a} = f(\omega - \omega_0) e^{\alpha v}$ . Точное решение запишется:

$$\tilde{a} = f_1(\omega - \omega_0) e^{i(\beta - \beta_0)v} + f_2(\omega - \omega_0) e^{-i(\beta - \beta_0)v}. \quad (10)$$

Второе слагаемое в (10) отвечает за отраженную волну, поэтому его можно отбросить. Далее введем входной импульс гауссовой формы с шириной  $\tau$ :

$$a(0, t) = a_0 e^{-t^2/2\tau^2}.$$

Сравнивая Фурье-преобразование  $(0, t)$  с уравнением (10), получаем:

$$\tilde{a}(v, \omega - \omega_0) = a_0 \tau \sqrt{2\pi} e^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2} e^{i(\beta - \beta_0)v}. \quad (11)$$

Раскладывая  $\beta(\omega)$  в ряд Тейлора относительно точки  $\omega_0$ , получим:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots,$$

где  $\beta_n = \left. \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}$ .

Ограничиваясь слагаемыми второго порядка, находим:

$$\tilde{a}(v, \omega - \omega_0) \approx a_0 \tau \sqrt{2\pi} e^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2} \cdot e^{i(\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2)v}.$$

Расщепляя константу распространения на действительную и мнимую части и используя равенство Персиваля, находим связь энергии импульса  $P_{pulse}$  с его начальной энергией  $P_0$ :

$$\begin{aligned} P_{pulse}(v) / P_0 &\approx \frac{\tau}{\sqrt{\pi}} e^{-2\beta_{0i}v} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2} \cdot e^{-2v(\beta_{1i}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_{2i}(\omega - \omega_0)^2)} d\omega = \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\beta_{2i}}{\tau^2} v}} \exp \left( -2\beta_{0i}v \left[ 1 - \left( \frac{1}{1 + \frac{\tau^2}{\beta_{2i}v}} \right) \frac{\beta_{1i}^2}{2\beta_{0i}\beta_{2i}} \right] \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\beta_{1i}$  и  $\beta_{2i}$  – мнимые части  $\beta_1$  и  $\beta_2$ .

Сравнивая выражение (12) с формулой для потерь моды:

$$P_w(v)/P_0 = \exp(-2\beta_{0i}v),$$

получим выражение:

$$P_{pulse}(v)/P_w(v) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\beta_{2i}}{\epsilon^2}v}} \exp\left(\left(\frac{1}{1 + \frac{\epsilon^2}{\beta_{2i}v}}\right) \frac{\beta_{1i}^2}{\beta_{2i}}v\right),$$

которое представляет собой отношение мощности импульса к мощности монохроматической волны центральной частоты пакета.

Для расчета радиационных потерь монохроматической волны, которые необходимо проводить по формуле (8 а), может быть использована одна из методик расчета потерь волновода с утечкой (leaky waveguides), к которым относится и рассматриваемый волновод с профилем, преобразованным по конформному отображению [2]. В настоящей работе была использована конечно-элементная методика распространяющегося пучка с распространением вдоль мнимой оси [3].

Для точного расчета спектральной зависимости потерь необходимо учитывать дисперсию материалов. В качестве характерного примера был выбран плавленый кварц, показатель преломления которого подчиняется уравнению Селмейера:

$$n_s(\lambda) = \left(1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.004679148258} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.01351206307} + \frac{0.8774794\lambda^2}{\lambda^2 - 97.93400254}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Как известно, при изменении длины волны  $\frac{n_f}{n_s} = const$ . Таким образом, при расчете потерь можно использовать уточненные данные о показателе преломления подложки и волноведущего слоя. При расчетах использовали следующие значения: спектральный диапазон 1,2 ÷ 1,4 мкм, показатель преломления подложки  $n_s = 1.447$  при  $\lambda = 1,3$  мкм, приращение показателя преломления в волноведущем слое  $\Delta n = 0,01$ . Полученная зависимость энергетических потерь от длины волны приведена на рис. 3.

На основе полученных данных (рис. 3) был произведен расчет потерь распространения импульсного сигнала. Результаты расчета приведены на рис. 4.

Как видно из графика (рис. 4) для импульсов порядка 10 фс существует достаточно большое различие суммарной величины потерь, достигающее максимального значения при расстояниях порядка двух метров. Можно сделать вывод, что для таких коротких импульсов различие потерь распространяющегося оптического импульса и непрерывного монохроматического излучения должно учитываться для интегрально-оптических схем.

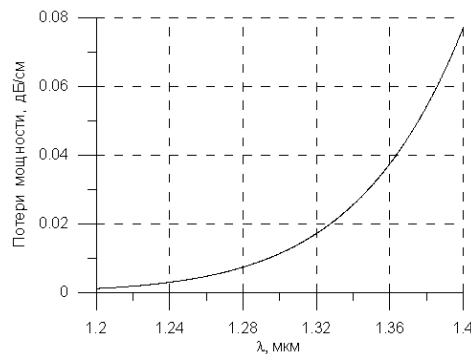


Рис. 3. Зависимость радиационных потерь непрерывного монохроматического излучения от длины волны

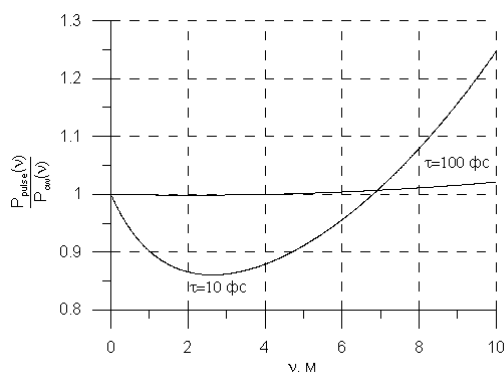


Рис. 4. График зависимости отношения мощности импульса к мощности монохроматической волны от геометрической длины изогнутого волновода

Однако для импульса продолжительностью 100 фс данная зависимость выражена значительно слабее и для малых длин потери импульсного источника и непрерывного источника друг от друга практически не отличаются.

Кроме того, из полученных зависимостей следует еще один интересный вывод, предсказуемый из физических соображений. Как видно, на небольших расстояниях потери импульсного сигнала даже меньше, чем потери соответствующего непрерывного монохроматического сигнала. Причина такой зависимости заложена в том, что рассматривается переходный процесс при возбуждении оптического импульсного сигнала, а высокочастотные составляющие спектра импульса имеют потери, меньше, чем низкочастотные.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H. Quantum cryptography // Reviews of modern physics. – 2002. – Vol. 74, № 1 – P. 145-195.
2. Heiblum M., Harris J.H. Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1975. – Vol. QE-11. – P. 75-83.
3. Tsuji Y., Koshihara M. Guided-mode and leaky-mode analysis by imaginary distance beam propagation method based on finite element scheme // Journal Lightwave Technology. – 2000. – Vol. 18, № 4. – P. 618-623.

Статью рекомендовал к опубликованию д.т.н., профессор О.А. Акаткин.

**Векшин Михаил Михайлович** – Кубанский государственный университет; e-mail: vekshin@mail.ru; 350040, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149; тел.: 88612199566; кафедра оптоэлектроники; к.ф.-м.н.; доцент.

**Кулиш Ольга Александровна** – Филиал Военной академии связи г. Краснодар; e-mail: culish\_olga@mail.ru; 350035, г. Краснодар, ул. Красина, 4; тел.: 89615213577; кафедра криптографических средств защиты информации и математических основ криптологии; старший преподаватель; к.ф.-м.н.; доцент.

**Хисамов Франгиз Гильфанетдинович** – e-mail: kiiz@rambler.ru; тел.: 88612523031; кафедра специальной связи; д.т.н.; профессор.

**Vekshin Mikhail Mikhailovich** – Kuban State University; e-mail: vekshin@mail.ru; 149, Stavropolskaya street, Krasnodar, 350040, Russia; phone: +78612199566; the department of optoelectronics; cand. of phis.-math. sc.; associate professor.

**Culish Olga Aleksandrovna** – Branch of the Military Academy of Communications, Krasnodar; e-mail: culish\_olga@mail.ru; 4, Krasin street, Krasnodar, 350035, Russia; phone: +79615213577; the department of cryptographic systems for information protection and mathematical foundations of cryptology; senior lecturer; cand. of phis.-math. sc.; associate professor.

**Khisamov Frangiz Gilfanetdinovich** – Branch of the Military Academy of Communications, Krasnodar; e-mail: kiiz@rambler.ru; phone: +78612523031; the department of special communications; dr. of eng. sc.; professor.

УДК 621.03

**А.Н. Шабельников**

### **ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫЙ ПРЕПРОЦЕССИНГ ТЕМПОРАЛЬНЫХ ДАННЫХ В СИСТЕМАХ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОЙ АВТОМАТИЗАЦИИ\***

*Разрабатывается новая гибридная технология интеллектуального препроцессинга темпоральных данных на основе гибридных нейро-нечетко-стохастических моделей. Предлагаемые методы базируются на идеи интеграции нечетких технологических знаний в модель порождения первичной информации. Разрабатывается модель, имитирующая процессы порождения первичных данных на выходе системы сбора информации. Первичная обработка информации основывается на объединении традиционных аналитических моделей и интеллектуальных моделей, базирующихся на знаниях о технологическом процессе. Аналитическая модель строится путем идентификации нелинейной динамической системы.*

*Интеллектуальный препроцессинг; нейронечеткая система; гибридная модель; нечеткая динамическая система; стохастическая модель.*

**A.N. Shabelnikov**

### **INTELLECTUAL PREPROCESSING TEMPORAL OF DATA IN SYSTEMS RAILWAY**

*A new hybrid technology is developed in the article. The technology provides a new way of temporal data intellectual preprocessing based on hybrid neural-fuzzy-stochastic models. Proposed methods are based on the notion of integration of fuzzy technological knowledge into the model of original information generation. The model simulating processes of generation of primary data on an exit of system of gathering of the information is developed. The information preprocessing is based on association of traditional analytical models and the intellectual models which are based on knowledge of technological process. The analytical model is under construction by identification of nonlinear dynamic system.*

*Intellectual preprocessing; neural-fuzzy system; hybrid model; fuzzy dynamical system; stochastic model.*

**Введение.** Современные системы железнодорожной автоматизации, являясь высоко интегрированными системами распределенного типа, должны обладать не только развитыми средствами сбора первичной информации (ССПИ), рассредоточенными на объекте автоматизации, но и эффективными средствами ее первичной обработки. Причем, в связи с возрастающими требованиями к надежности и безопасности создаваемых систем, предобработка информации должна сводиться не только к очистке “сырых” данных от различного рода помех, шумов и искажений, но также к их корректировке, частичному или полному восстановлению данных в базах данных (БД) в случаях возникновения существенных искажений или потери

\* Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№10-01-00058, 10-07-00158, 11-07-00075).