



# ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА: ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ТЕХНИЧЕСКИЕ РЕАЛИЗАЦИИ.

## ЧАСТЬ I

В. П. Губин<sup>1,2</sup>, Н. И. Старостин<sup>1,2</sup>,  
Я. В. Пржиялковский<sup>1,2</sup>, С. К. Моршнеv<sup>1,2</sup>,  
А. И. Сазонов<sup>1,2</sup>, С. Ю. Отрохов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники  
и электроники им. В. А. Котельникова РАН г. Фря-  
зино; Московская обл.

<sup>2</sup>АО "Профотек", г. Москва

Представлен краткий обзор физических принципов построения волоконно-оптических трансформаторов электрического тока на основе эффекта Фарадея. Обсуждается его применение для построения волоконно-оптических трансформаторов электрического тока (ВОТТ). Первая часть включает анализ свойств специального волоконного световода для чувствительного элемента современного ВОТТ.

## ВВЕДЕНИЕ

Измерение электрического тока для учета потребляемой электроэнергии, контроля и защиты электрических сетей является одной из основных задач силовой электроэнергетики. До недавних пор подобные задачи решались на основе традиционных трансформаторов, использующих принцип электромагнитной индукции. Электромагнитные трансформаторы (ЭТ), которые интенсивно используются уже около 70 лет, отличаются относительной надежностью, в частности в диапазоне напряжений 6–35 кВ. ЭТ способны работать в достаточно жестких климатических условиях. В то же время одним из неустраняемых недостатков традиционных трансформаторов является насыщение магнитопровода апериодической составляющей тока короткого замыкания и, как следствие, отсутствие передачи информации о токе в линии в первое время аварийного процесса. К проблемным моментам относится также недостаточная надежность высоковольтной

# FIBER-OPTIC ELECTRIC CURRENT TRANSFORMERS: PHYSICAL BASES AND TECHNICAL IMPLEMENTATION.

## PART I

V. P. Gubin<sup>1,2</sup>, N. I. Starostin<sup>1,2</sup>, Ya. V. Przhivalkovskiy<sup>1,2</sup>,  
S. K. Morshnev<sup>1,2</sup>, A. I. Sazonov<sup>1,2</sup>, S. Yu. Otrokhov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Fryazino branch of the V. A. Kotelnikov Institute of Radio  
Engineering and Electronics, RAS Fryazino; Moscow  
region.

<sup>2</sup>JSC "Profotech", Moscow

A brief review of the physical principles of construction of fiber-optic transformers of electric current based on the Faraday effect is presented. Discusses its use for the construction of fiber-optic transformers of electric current (FOCT). The properties of a special optical fiber for the sensitive element of modern FOCT are analyzed. A description of the technical implementation of FOCT is provided.

## INTRODUCTION

Measurement of electric current for metering of electricity consumed, control and protection of electrical networks is one of the main tasks of power electric power engineering. Until recently, similar problems were solved based on traditional transformers using the principle of electromagnetic induction. Electromagnetic transformers (ET), which have been intensively used for about 70 years, are distinguished by relative reliability, in particular, in the voltage range of 6–35 kV. ET able to work in fairly severe climatic conditions. At the same time, one of the unrecoverable drawbacks of traditional transformers is the saturation of the magnetic circuit of the aperiodic component of the short circuit current and, as a result, the lack of transmission of current information in the line during the first time of the emergency process. The problem aspects also include the lack of reliability of high-voltage insulation in transformers for higher voltages (110–750 kV) and the explosion and fire hazard of such devices [1].

Among the alternative methods for measuring current a fiber-optic method for measuring current using the Faraday effect in an optical fiber has been actively developing for the last two decades

изоляции в трансформаторах на более высокие напряжения (110–750 кВ) и взрыво- и пожароопасность подобных устройств [1].

Среди альтернативных способов измерения тока последние два десятилетия активно развивается волоконно-оптический метод измерения тока с использованием эффекта Фарадея в оптическом волоконном световоде [2–4]. На основе этого метода созданы волоконно-оптические трансформаторы тока (ВОТТ) [5,6] (в России в Государственном реестре средств измерений эти приборы называются трансформаторами тока электронно-оптическими). Данные приборы свободны от вышеупомянутых недостатков, присущих традиционным трансформаторам тока. Они обеспечивают повышение безопасности эксплуатации для обслуживающего персонала, требуют меньших затрат на монтаж и техническое обслуживание. По точностным характеристикам ВОТТ не уступают и в ряде случаев даже превосходят традиционные трансформаторы тока. Немаловажным преимуществом является то, что выходные данные о токе выдаются непосредственно в цифровом виде.

На настоящий момент основная часть рынка волоконно-оптических трансформаторов тока представлена такими ведущими мировыми компаниями, как General Electric (GE), ABB, Arteche. GE, в частности, поставила потребителям около 12000 фаз оптических трансформаторов. В России же единственным производителем подобных приборов является компания Профотек.

Целью статьи является краткий обзор физических основ ВОТТ.

## 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

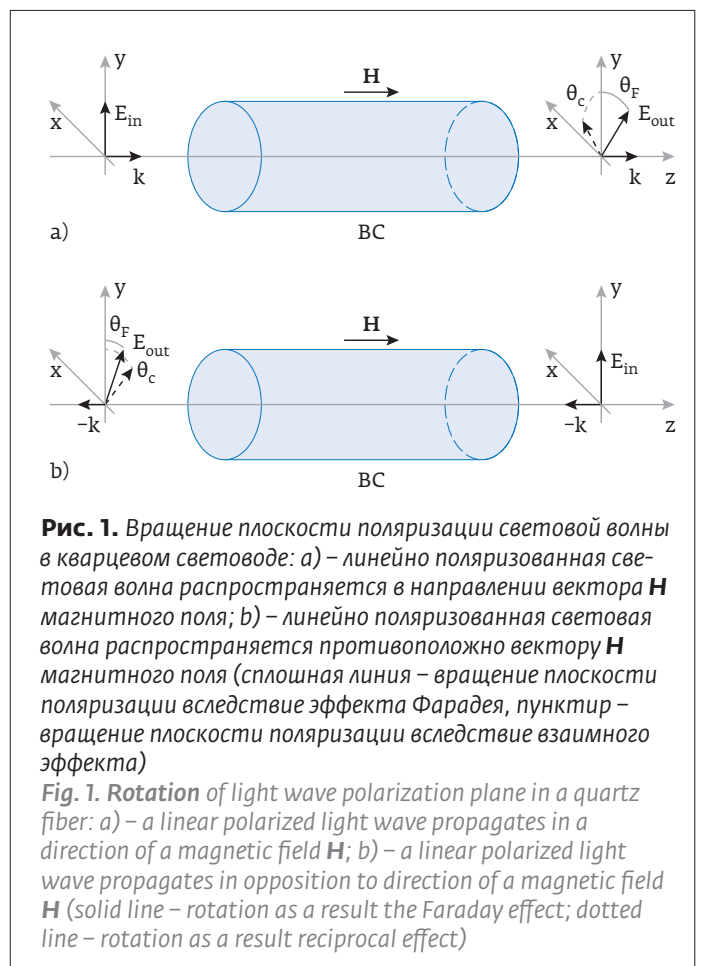
### 1.1. Эффект Фарадея в кварцевом волоконном световоде

Магнитооптический эффект Фарадея в диэлектрической среде, находящейся в магнитном поле, был открыт М.Фарадеем в 1845 году. На рис. 1 показана схема опыта, с помощью которого обычно демонстрируют эффект Фарадея. Рассмотрим распространение световой волны по отрезку кварцевого волоконного световода (ВС) при наличии внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ , направленного вдоль центральной оси ВС  $z$  ( $\mathbf{H} \uparrow \uparrow z$ ). Пусть на входе ВС волна, распространяющаяся в положительном направлении (волновой вектор  $\mathbf{k} \uparrow \uparrow z$ ), находится в состоянии линейной поляризации с вектором электрического поля  $\mathbf{E}_{in}$ , ориентиро-

[2–4]. Based on this method, fiber-optic current transformers (FOCT) [5, 6] were created (in Russia, in the State Register of Measuring Instruments, these devices are referred to as the electro-optical current transformers). These devices are free from the aforementioned disadvantages inherent in traditional current transformers. They provide increased operational safety for service personnel, require less installation and maintenance costs. According to the accuracy characteristics, FOCT is not inferior and in some cases even surpasses traditional current transformers. An important advantage is that the output data on the current are issued directly in digital form.

Currently, the main part of the market of fiber-optic current transformers is represented by such leading global companies as General Electric (GE), ABB, Arteche. GE, in particular, supplied about 12,000 optical transformer phases to consumers. In Russia, the only manufacturer of such devices is "Profotech".

The purpose of the article is a brief overview of the physical basis of FOCT.



**Рис. 1.** Вращение плоскости поляризации световой волны в кварцевом световоде: а) – линейно поляризованная световая волна распространяется в направлении вектора  $\mathbf{H}$  магнитного поля; б) – линейно поляризованная световая волна распространяется противоположно вектору  $\mathbf{H}$  магнитного поля (сплошная линия – вращение плоскости поляризации вследствие эффекта Фарадея, пунктир – вращение плоскости поляризации вследствие взаимного эффекта)

**Fig. 1.** Rotation of light wave polarization plane in a quartz fiber: а) – a linear polarized light wave propagates in a direction of a magnetic field  $\mathbf{H}$ ; б) – a linear polarized light wave propagates in opposition to direction of a magnetic field  $\mathbf{H}$  (solid line – rotation as a result the Faraday effect; dotted line – rotation as a result reciprocal effect)



ванным вдоль оси  $y$  (рис. 1a). Тогда плоскость поляризации света на выходе ВС (вектор поля  $E_{out}$ ) будет повернута вследствие эффекта Фарадея на угол  $\theta_F$  против часовой стрелки\*. При обратном направлении распространения такой же световой волны (волновой вектор  $-k \downarrow z$ ), т.е. против направления вектора магнитного поля  $H$ , плоскость поляризации после прохождения ВС будет повернута на тот же по абсолютной величине угол  $-\theta_F$  по часовой стрелке (рис. 1b). Таким образом, знак угла поворота плоскости поляризации зависит от взаимной ориентации направления вектора магнитного поля  $H$  и направления распространения света  $\xi = k/|k|$ , что можно охарактеризовать скалярным произведением данных векторов. В результате в случае прямого световода и однородного продольного магнитного поля угол поворота плоскости поляризации (угол Фарадея)  $\theta_F$  определяется выражением:

$$\theta_F = VL(H \cdot \xi), \quad (1)$$

где  $V$  – постоянная Верде материала сердцевины ВС,  $L$  – длина отрезка ВС. Данное простое соотношение (1) между углом поворота плоскости поляризации света и вектором магнитного поля и лежит в основе измерения электрического тока оптическим методом.

Отметим, что подобное свойство оптического эффекта Фарадея – зависимость от взаимной ориентации направления распространения света и вектора магнитного поля, характерно для невзаимных оптических эффектов. Для сравнения на рис. 1 показано влияние на линейно поляризованный свет диэлектрической среды, в которой имеет место аналогичное вращение плоскости поляризации, обусловленное, однако, взаимным оптическим эффектом (вектор электрического поля  $E$  и угол поворота плоскости поляризации  $\theta_c$  представлены пунктиром). В данном случае направления поворота плоскости поляризации при прямом и обратном проходе излучения по световоду имеют одинаковый знак (на рисунке – по часовой стрелке). Взаимные оптические эффекты проявляются, например, в средах с внесенными деформациями разного рода, в частности в ВС при его сжатии, изгибе

\* Состояние поляризации (в частности знак угла поворота плоскости поляризации) в данном обзоре рассматривается при наблюдении волны навстречу. Положительный угол поворота соответствует повороту против часовой стрелки, а отрицательный – по часовой стрелке.

## 1. THE PHYSICAL BASIS OF THE OPTICAL METHOD OF MEASURING ELECTRIC CURRENT

### 1.1. Faraday effect in a quartz fiber

The magneto-optical Faraday effect in a dielectric medium located in a magnetic field was discovered by M. Faraday in 1845. Figure 1 shows the scheme of the experiment, which usually demonstrates the Faraday effect. Let's consider the propagation of a light wave along a segment of a quartz fiber (QF) in the presence of an external magnetic field  $H$  directed along the central axis of the QF  $z$  ( $H \uparrow z$ ). Let the wave propagating in the positive direction (wave vector  $k \uparrow z$ ) be in the state of linear polarization with the electric field vector  $E_{in}$  oriented along the  $y$  axis (Fig. 1a). Then the plane of polarization of the light at the QF output (field vector  $E_{out}$ ) will be rotated due to the Faraday effect by the angle  $\theta_F$  counterclockwise\*. With the opposite direction of propagation of the same light wave (wave vector  $-k \downarrow z$ ), i.e. against the direction of the magnetic field vector  $H$ , the plane of polarization after passing the QF will be rotated to the same absolute angle  $-\theta_F$  clockwise (Fig. 1b). Thus, the sign of the angle of rotation of the polarization plane depends on the reciprocal orientation of the direction of the magnetic field vector  $H$  and the direction of light propagation  $\xi = k/|k|$ , which can be characterized by the scalar product of these vectors. As a result, in the case of a direct fiber and a uniform longitudinal magnetic field, the angle of rotation of the polarization plane (Faraday angle)  $\theta_F$  is determined by the expression

$$\theta_F = VL(H \cdot \xi), \quad (1)$$

where  $V$  is the Verde constant of the core material of the QF,  $L$  is the length of the segment of the QF. This simple relationship (1) between the angle of rotation of the plane of polarization of light and the magnetic field vector is the basis of measuring the electric current by the optical method.

Note that this property of the optical Faraday effect, the dependence on the reciprocal orientation of the direction of propagation of light and the magnetic field vector, is characteristic of nonreciprocal optical effects. For comparison, Fig. 1 shows the effect on linearly polarized light of a dielectric medium where a similar

\* Note: the state of polarization (in particular, the sign of the angle of rotation of the polarization plane), is considered in this review when observing a wave towards. A positive rotation angle corresponds to a counterclockwise rotation, and a negative one – to a clockwise rotation.

или осевом кручении. Другой пример проявления взаимного эффекта – эволюция поляризации в среде со спиральной анизотропией показателя преломления (spun-волокно в случае ВС), которая рассматривается в разделе 1.4.

Благодаря невзаимному характеру эффекта Фарадея при двойном проходе отрезка ВС с зеркальным отражением света на его конце угол поворота плоскости поляризации удваивается. Действительно, после прямого прохода имеем, например, на выходе ВС (рис. 1a) угол поворота  $\theta_F > 0$ . С учетом выбранной выше системы наблюдения после отражения от зеркала плоскость поляризации волны будет повернута на угол  $-\theta_F$ . После обратного прохода ВС (рис. 1b) плоскость поляризации повернется согласно (1) на угол  $-\theta_F$ , таким образом результирующий угол поворота будет равен  $-2\theta_F$ , что по абсолютной величине в два раза больше, чем при одном проходе ВС. Следует отметить, что в случае взаимных эффектов угол поворота плоскости поляризации после аналогичного распространения света в обратном направлении полностью скомпенсируется. Отмеченные особенности вышеназванных эффектов являются ключевыми в оптической схеме волоконно-оптического трансформатора тока.

Строгое математическое описание эффекта Фарадея достаточно сложное. В основе эффекта лежит взаимодействие электромагнитного поля световой волны с электронами атомов диэлектрической среды, находящейся во внешнем магнитном поле. Упрощенно можно считать, что оси орбит электронов ориентируются по магнитному полю, причем вследствие силы Лоренца оси орбит вращаются (прецессируют) вокруг направления поля с частотой, пропорциональной величине поля, а направление вращения (прецессии) определяется направлением вектора магнитного поля. Прецессия орбит аналогична прецессии механического волчка, ось которого не совпадает с направлением силы тяжести. Теория показывает, что прецессия электронных орбит в атомах среды влияет на скорость распространения световой волны, находящейся в состоянии циркулярной поляризации.

## 1.2. Феноменологическое описание эффекта Фарадея

Электрическое поле линейно поляризованной световой волны можно представить суммой полей ортогональных циркулярно поляризованных волн. При циркулярной поляризации конец вектора электрического поля  $E$  световой волны

rotation of the polarization plane takes place, however, due to the reciprocal optical effect (the electric field vector  $E$  and the angle of rotation of the polarization plane  $\theta_c$  are represented by a dotted line). In this case, the directions of rotation of the polarization plane with the forward and backward passage of radiation through the fiber have the same sign (in the figure – clockwise). Reciprocal optical effects are manifested, for example, in the medium with various types of deformations, in particular, in the QF in presence of compression, bending or axial torsion. Another example of the manifestation of a reciprocal effect is the evolution of polarization in the medium with a spiral anisotropy of the refractive index (spun fiber in the case of the QF), which is discussed in Section 1.4.

Due to the non-reciprocal nature of the Faraday effect with a double pass of a segment of the QF with mirror reflection of light at its end, the angle of rotation of the polarization plane is doubled. Indeed, after a straight pass, for example, at the exit of the QF we have (Fig. 1 (a)) a rotation angle of  $\theta_F > 0$ . Taking into account the observation system chosen above, after reflection from the mirror, the plane of polarization of the wave will be rotated through an angle of  $-\theta_F$ . After the backward pass through the QF (Fig. 1), the polarization plane will rotate according to (1) through an angle of  $-\theta_F$ , so the resulting angle of rotation will be  $-2\theta_F$ , which is twice as large in absolute value as in one pass of the QF. It should be noted that in the case of reciprocal effects, the angle of rotation of the polarization plane after a similar propagation of light in the opposite direction is completely compensated. The noted features of the above effects are key in the optical scheme of the fiber-optic current transformer.

The strict mathematical description of the Faraday effect is quite complex. The effect is based on the interaction of the electromagnetic field of a light wave with electrons of atoms of a dielectric medium located in an external magnetic field. It can be simplified to assume that the orbital axes of electrons are oriented along a magnetic field, and due to the Lorentz force, the orbit axes rotate (precess) around the field direction with a frequency proportional to the field, and the direction of rotation (precession) is determined by the direction of the magnetic field vector. The precession of the orbits is similar to the precession of a mechanical whipping top, the axis of which does not coincide with the direction of gravity. The theory shows that the precession of electron orbits in the atoms of the medium affects the speed of propagation of a light wave that is in a state of circular polarization.



вращается по окружности с оптической частотой по (правая,  $E_R$ ) или против (левая,  $E_L$ ) часовой стрелки. Для определенности будем считать, что направление вращения вектора  $E$  определяется тем же правилом, что и знак поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света, т.е. при наблюдении волны, идущей навстречу наблюдателю (см. сноску выше).

В диэлектрической среде, находящейся в магнитном поле, ортогональные циркулярно поляризованные волны имеют разные фазовые скорости. Причиной этого является, как было отмечено выше, влияние внешнего магнитного поля на электроны атомов среды, что приводит к различным коэффициентам эффективного показателя преломления  $n$  для ортогональных циркулярно поляризованных волн  $E_R$  и  $E_L$ . Физический механизм этого влияния проявляется по-разному для волн  $E_R$  и  $E_L$ , поскольку для одной из них направление вращения вектора  $E$  совпадает с направлением прецессии, а для другой – противоположно ему. Если поля нет, то  $n_R = n_L = n_0$  и волны при распространении в среде будут приобретать одинаковые фазовые сдвиги;  $n_0$  – не зависящая от магнитного поля часть коэффициента преломления среды. При наличии внешнего магнитного поля коэффициенты преломления левой и правой волн становятся различными:

$$n_R = n_0 + \delta n \text{ (медленная волна),} \quad (2a)$$

$$n_L = n_0 - \delta n \text{ (быстрая волна),} \quad (2b)$$

где  $\delta n \ll n_0$  для реальных магнитных полей. Знак поправки  $\delta n$ , а значит и то, какая из волн будет медленной, а какая – быстрой, (в случае конкретной среды) зависит от соотношения направлений распространения света и вектора магнитного поля.

При наличии магнитного поля волны  $E_R$  и  $E_L$  после прохождения прямого отрезка световода длиной  $L$  вдоль направления магнитного поля приобретут, согласно (2a,2b), разные фазовые сдвиги из-за эффекта Фарадея:

$$\varphi_R = 2\pi L n_R / \lambda = \varphi_0 + \varphi_F, \text{ (медленная волна),} \quad (3a)$$

$$\varphi_L = 2\pi L n_L / \lambda = \varphi_0 - \varphi_F, \text{ (быстрая волна),} \quad (3b)$$

где  $\varphi_0 = 2\pi L n_0 / \lambda$ , а  $\varphi_F = \theta_F = V L H_z$  согласно соотношению (1),  $H_z$  – проекция вектора магнитного поля на направление распространения волн. При распространении волн в противоположном

## 1.2. Phenomenological description of the Faraday effect

The electric field of a linearly polarized light wave can be represented as a sum of fields of orthogonal circularly polarized waves. With circular polarization, the end of the electric field vector  $E$  of the light wave rotates around a circle with an optical frequency clockwise (right,  $E_R$ ) or counterclockwise (left,  $E_L$ ). For definiteness, we assume that the direction of rotation of the vector  $E$  is determined by the same rule as the sign of the rotation of the polarization plane of linearly polarized light, i. e. when observing a wave going towards the observer (see footnote above).

In a dielectric environment in a magnetic field, orthogonal circularly polarized waves have different phase velocities. The reason for this is, as noted above, the influence of an external magnetic field on the electrons of the atoms of the environment, which leads to different coefficients of the effective refractive index  $n$  for orthogonal circularly polarized waves  $E_R$  and  $E_L$ . The physical mechanism of this effect manifests itself differently for the  $E_R$  and  $E_L$  waves, since for one of them the direction of rotation of the vector  $E$  coincides with the direction of precession, and for the other it is opposite to it. If there is no field, then  $n_R = n_L = n_0$  and the waves, when propagating in the environment, will acquire the same phase shifts;  $n_0$  is the part of the refractive index of the environment that is independent of the magnetic field. In the presence of an external magnetic field, the refractive indices of the left and right waves become different:

$$n_R = n_0 + \delta n \text{ (slow wave),} \quad (2a)$$

$$n_L = n_0 - \delta n \text{ (fast wave),} \quad (2b)$$

where  $\delta n \ll n_0$  for real magnetic fields. The sign of the amendment  $\delta n$ , and therefore, which of the waves will be slow and which is fast (in the case of a specific medium) depends on the ratio of the directions of propagation of light and the magnetic field vector.

In the presence of a magnetic field, the  $E_R$  and  $E_L$  waves after passing through a direct fiber with a length  $L$  along the direction of the magnetic field will acquire, according to (2a, 2b), different phase shifts due to the Faraday effect:

$$\varphi_R = 2\pi L n_R / \lambda = \varphi_0 + \varphi_F, \text{ (slow wave)} \quad (3a)$$

$$\varphi_L = 2\pi L n_L / \lambda = \varphi_0 - \varphi_F, \text{ (fast wave)} \quad (3b)$$



направлении знаки перед  $\varphi_F$  в (3) меняются на обратные.

При прямом проходе обусловленная эффектом Фарадея разность фаз волн  $E_R$  и  $E_L$  (фазовый сдвиг Фарадея)  $\Delta\varphi_F = \Delta\varphi_{Ffor}$  будет равна

$$\Delta\varphi_F = \varphi_R - \varphi_L = \Delta\varphi_{Ffor} = 2\varphi_F = 2VLH_z . \quad (3c)$$

Рассмотрим теперь суммарный фарадеевский фазовый сдвиг при двойном проходе излучения по световоду с зеркалом на его конце.

При обратном распространении циркулярно поляризованной волны после ее зеркального отражения на конце ВС существует два фактора, каждый из которых меняет знак фарадеевского фазового сдвига. Во-первых, при отражении циркулярная поляризация меняется на ортогональную. Это обусловлено сменой направления распространения волн, а значит и направления взгляда наблюдателя на волну, на противоположное (данный эффект можно проиллюстрировать как смену направления вращения стрелки часов при взгляде на циферблат с обратной стороны). Во-вторых, после зеркального отражения меняется взаимная ориентация направления распространения света и вектора магнитного поля. В результате действия обоих факторов знак фазового сдвига при обратном проходе сохраняется, так что  $\Delta\varphi_{Fback} = 2VLH_z$ , а суммарный фазовый сдвиг равен

$$\Delta\varphi_F = \Delta\varphi_{Ffor} + \Delta\varphi_{Fback} = 4\varphi_F = 4 VLH_z . \quad (3d)$$

Соотношения (3a-3d) представляют эффект Фарадея в терминах фазовых сдвигов циркулярно поляризованных световых волн.

Фазовый сдвиг Фарадея  $\Delta\varphi_F$  полностью определяет угол  $\theta_F$  поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны, как это следует из соотношений (3a-3c). Поясним это на векторной диаграмме на рис. 2. Здесь показано положение векторов полей  $E_R$  и  $E_L$  правой и левой циркулярно поляризованных волн на входе (a) и выходе (b) отрезка ВС, находящегося в продольном магнитном поле. Заметим, что изменению угла поворота этих векторов соответствует изменение текущей фазы волн; в частности, полная окружность соответствует изменению фазы на  $2\pi$ . Пусть  $E_R$  – медленная волна,  $E_L$  – быстрая волна. Предположим, что на входе ВС волны имеют равные начальные фазы – векторы  $E_R$  и  $E_L$  ориентированы вдоль линии А-А (рис. 2a). На выходе ВС ориентация векторов волн будет иметь вид, пока-

where  $\varphi_0 = 2\pi Ln_0 / \lambda$ , and  $\varphi_F = \theta_F = VLH_z$  according to relation (1),  $H_z$  is the projection of the magnetic vector field in the direction of wave propagation. When waves propagate in the opposite direction, the signs in front of  $\varphi_F$  in (3) are reversed.

With a direct pass, the phase difference of the  $E_R$  and  $E_L$  waves due to the Faraday effect (Faraday phase shift)  $\Delta\varphi_F = \Delta\varphi_{Ffor}$  will be equal to

$$\Delta\varphi_F = \varphi_R - \varphi_L = \Delta\varphi_{Ffor} = 2\varphi_F = 2VLH_z . \quad (3c)$$

Let's now consider the total Faraday phase shift with a double passage of radiation through a fiber with a mirror at its end.

During the reverse propagation of a circularly polarized wave after its specular reflection at the end of the QF, there are two factors, each of which changes the sign of the Faraday phase shift. First, during reflection, the circular polarization changes to orthogonal. This is due to the change in the direction of wave propagation, and hence the direction of the observer's look on the wave, to the opposite (this effect can be illustrated as a change in the direction of rotation of the clock when looking at the dial on the reverse side). Secondly, after specular reflection, the reciprocal orientation of the direction of propagation of light and the magnetic field vector

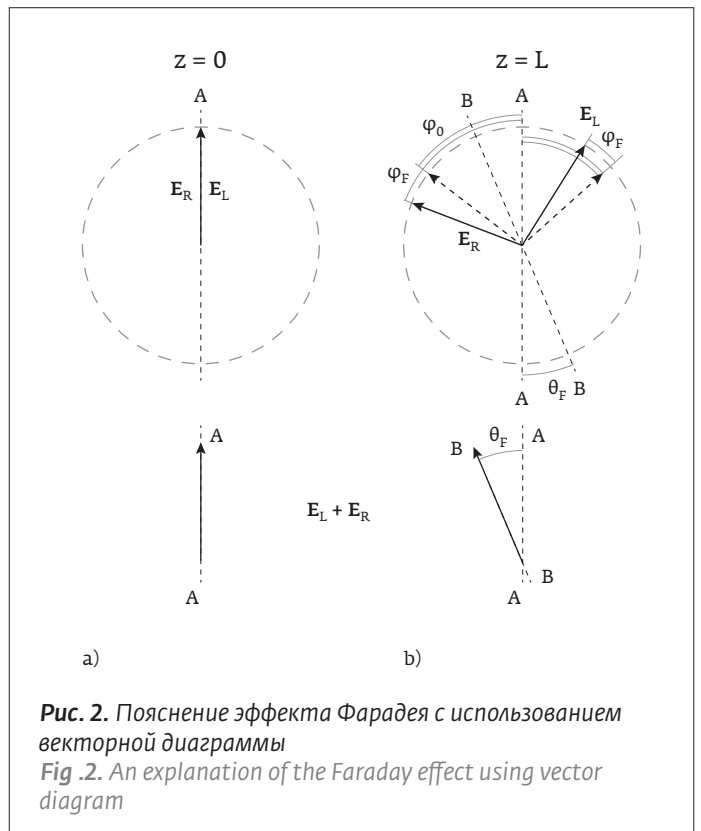


Рис. 2. Пояснение эффекта Фарадея с использованием векторной диаграммы  
Fig. 2. An explanation of the Faraday effect using vector diagram

занный на рис. 2b. Векторы  $E_R$  и  $E_L$ , согласно (3a, 3b), поворачиваются на разные углы  $\varphi_0 + \varphi_F > \varphi_0 - \varphi_F$  соответственно (векторы, обозначенные точечными линиями, показывают положение  $E_R$  и  $E_L$  в случае отсутствия магнитного поля  $\varphi_F = 0$ ). Между векторами полей в соответствии с (3c) возникнет разность фаз  $\Delta\varphi_F = 2\varphi_F$  (фазовый сдвиг Фарадея). Биссектриса В-В угла между векторами  $E_R$  и  $E_L$ , являющаяся суммой циркулярно поляризованных волн, соответствует ориентации плоскости поляризации линейно поляризованной волны на выходе ВС. Угол поворота плоскости поляризации при этом равен  $\theta_F = \Delta\varphi_F / 2$ .

При противоположном направлении вектора магнитного поля, когда  $E_R$  – быстрая волна,  $E_L$  – медленная волна, плоскость поляризации повернется на угол  $\theta_F = -\Delta\varphi_F / 2$ . Заметим, что фазы волн и угол поворота плоскости поляризации выражаются в одинаковых единицах (радианах) и измерение любого из этих параметров позволяет получить информацию о величине магнитного поля тока и, как следствие, самой величине тока. Ниже дальнейший материал мы будем излагать в терминах фарадеевских фазовых сдвигов ортогональных циркулярных волн, поскольку на практике высокоточное измерение электрического тока легче реализовать через измерение именно относительного фазового сдвига между ортогональными световыми волнами.

### 1.3. Теорема о циркуляции магнитного поля по замкнутому контуру

Для получения информации о величине измеряемого тока оптическое волокно наматывается вокруг шины с током. На практике именно волоконный контур является основой чувствительного элемента реального оптического трансформатора. Для высокоточного измерения волоконный контур должен быть замкнутым (начало и конец контура должны быть пространственно совмещены). Это требование основано на фундаментальном законе природы, выражаемого одним из уравнений Максвелла, а именно теоремой о циркуляции вектора напряженности магнитного поля по произвольному замкнутому контуру. Этот закон формулируется следующим образом: циркуляция (линейный интеграл) вектора напряженности магнитного поля, возбуждаемого медленно меняющимися электрическими токами вдоль замкнутого контура  $L$  произвольной формы, равна алгебраической сумме токов  $I$ , охватываемых этим контуром:

changes. As a result of both factors, the sign of the phase shift during the back pass is preserved, so that  $\Delta\varphi_{Fback} = 2VLH_z$ , and the total phase shift is equal to

$$\Delta\varphi_F = \Delta\varphi_{Ffor} + \Delta\varphi_{Fback} = 4\varphi_F = 4 VLH_z, \quad (3d)$$

The relations (3a-3d) represent the Faraday effect in terms of phase shifts of circularly polarized light waves.

The Faraday phase shift  $\Delta\varphi_F$  completely determines the angle  $\theta_F$  of the rotation of the polarization plane of a linearly polarized wave, as follows from relations (3a-3c). Let us explain this in the vector diagram in fig. 2. This shows the position of the field vectors  $E_R$  and  $E_L$  of the right and left circularly polarized waves at the input (a) and output (b) of the segment of the QF that is in a longitudinal magnetic field. Note that a change in the angle of rotation of these vectors corresponds to a change in the current phase of the waves; in particular, the full circle corresponds to a phase change of  $2\pi$ . Let  $E_R$  is a slow wave,  $E_L$  is a fast wave. Suppose that, at the QF input, the waves have equal initial phases – the  $E_R$  and  $E_L$  vectors are oriented along the A – A line (Fig. 2a). At the QF output, the orientation of the wave vectors will have the form shown in Figure 2b. The  $E_R$  and  $E_L$  vectors, according to (3a, 3b), rotate at different angles  $\varphi_0 + \varphi_F > \varphi_0 - \varphi_F$ , respectively (vectors denoted by dotted lines indicate the position of  $E_R$  and  $E_L$  in the absence of a magnetic field  $\varphi_F = 0$ ). A phase difference  $\Delta\varphi_F = 2\varphi_F$  (Faraday phase shift) will arise between the field vectors in accordance with (3c). The B-B bisector between the  $E_R$  and  $E_L$  vectors, which is the sum of circularly polarized waves, corresponds to the orientation of the polarization plane of a linearly polarized wave at the QF output. The angle of rotation of the polarization plane is  $\theta_F = \Delta\varphi_F / 2$ .

With the opposite direction of the magnetic field vector, when  $E_R$  is a fast wave,  $E_L$  is a slow wave, the polarization plane will turn through the angle  $\theta_F = -\Delta\varphi_F / 2$ . Note that the phase of the waves and the angle of rotation of the polarization plane are expressed in the same units (radians) and the measurement of any of these parameters allows you to get information about the magnetic field of the current and, as a consequence, the current itself. Below, we will present further material in terms of the Faraday phase shifts of orthogonal circular waves, since in practice, it is easier to implement a highly accurate measurement of the electric current through



$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = I. \tag{4}$$

Если замкнутый контур состоит из N витков произвольной формы, охватывающих токи, то обход каждого витка контура будет давать вклад I в результат интегрирования, поэтому (4) будет иметь вид:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = NI. \tag{5}$$

Фазовый сдвиг Фарадея при проходе циркулярными световыми волнами элементарного участка световода dl, согласно (3c), будет иметь вид  $d\varphi_F = 2VHdl$ . Выполняя интегрирование по замкнутому контуру L с учетом (5) (предполагая однородную магнитооптическую чувствительность по всей длине контура), получаем соотношение, связывающее фазовый сдвиг Фарадея с измеряемым током:

$$2\varphi_F = 2V \oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = 2VNI.$$

В случае зеркального отражения на конце световода (т.н. отражательный тип оптической схемы), излучение проходит контур дважды, в прямом и обратном направлениях. Поэтому аналогично (3d) суммарный сдвиг Фарадея также удваивается:

$$\Delta\varphi_F = 4VNI. \tag{6}$$

В заключение подчеркнем, что, как непосредственно следует из теоремы о циркуляции магнитного поля, при замкнутом контуре произвольной формы токи соседних шин не дают вклад в интеграл (5); не влияет на результат также положение шины внутри контура. Поэтому условие замкнутости контура является одним из ключевых требований, необходимых для высокоточного измерения электрического тока.

#### 1.4. Магниточувствительные световоды для оптических трансформаторов тока

Для того чтобы излучение могло эффективно накапливать фазовый сдвиг Фарадея, обусловленный магнитным полем электрического тока, оптический волоконный световод должен обладать свойством сохранять циркулярное или близкое к нему состояние поляризации излучения (такие световоды называют магниточувствительными). Обычные одномодовые ("изотропные")

the measurement of the relative phase shift between orthogonal light waves.

#### 1.3. Theorem on the circulation of a magnetic field in a closed loop

To obtain information on the magnitude of the measured current, the optical fiber is wound around a current bus. In practice, it is the fiber coil that is the basis of the sensing element of a real optical transformer. For high-precision measurement, the fiber loop must be closed (the beginning and end of the loop must be spatially aligned). This requirement is based on the fundamental law of nature, expressed by one of the Maxwell equations, namely, circuital law. This law is formulated as follows: the circulation (linear integral) of the magnetic field strength vector, excited by slowly varying electric currents along a closed loop L of an arbitrary shape, is equal to the algebraic sum of the currents I circuital law by this loop:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = I. \tag{4}$$

If a closed loop consists of N windings of arbitrary shape covering the currents, then bypassing each turn of the loop will contribute I to the result of integration, therefore (4) will be expressed as follows:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = NI. \tag{5}$$

The Faraday phase shift during the passage of circular polarized light waves of the elementary part of the fiber dl, according to (3c), will have the form  $d\varphi_F = 2VHdl$ . Performing integration over a closed contour L with regard to (5) (assuming a uniform magneto-optical sensitivity along the entire length of the contour), we obtain the relation connecting Faraday phase shift with the measured current:

$$2\varphi_F = 2V \oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = 2VNI.$$

In the case of specular reflection at the end of the fiber (the so-called reflective type of the optical scheme), the radiation passes the loop twice, in the forward and reverse directions. Therefore, similarly to (3d), the total Faraday shift also doubles:

$$\Delta\varphi_F = 4VNI. \tag{6}$$

In conclusion, we emphasize that, as follows directly from the circuital law, with a closed loop of an arbitrary shape, the currents of adjacent buses do not contribute to integral (5); the position of the bar





волокна, используемые в линиях связи, не обладают в полной мере данным свойством в силу наводимого двулучепреломления (ДЛП), обусловленного внешними механическими воздействиями, а также наличием остаточного внутреннего двулучепреломления, в частности из-за неидеальности исходной заготовки световода.

В настоящее время одним из наиболее привлекательных световодов для измерения тока является spun-световод [2-4]. Spun-световоды получают из заготовки с сильным встроенным линейным ДЛП, которую при вытяжке быстро вращают. Подчеркнем, что технология вытяжки предполагает отсутствие каких-либо упругих крутильных напряжений в световоде. Ключевое преимущество таких световодов состоит в сочетании высокой чувствительности к эффекту Фарадея с ее относительной устойчивостью к внешним механическим воздействиям. Эти свойства в значительной мере определили широкое применение spun-световодов в промышленных волоконно-оптических трансформаторах тока.

Данный тип световодов имеет ряд особенностей, о которых пойдет речь ниже. Вследствие вращения заготовки при вытяжке оси встроенного линейного ДЛП spun-световода имеют спиральную структуру, поэтому поляризационные свойства spun-световодов определяются двумя основными параметрами: длиной биений встроенного линейного ДЛП  $L_b$  и шагом спиральной структуры  $L_s$ . Такая структура обладает способностью сохранять первоначальное направление вращения вектора электрического поля волны, т.е. поддерживать в световоде (в среднем) эллиптическое состояние поляризации, что обеспечивает накопление фазового сдвига Фарадея при распространении излучения по световоде. С другой стороны, спиральная структура ДЛП в определенной мере обеспечивает подавление линейных ДЛП, наводимых внешними воздействиями на волокно.

Основные поляризационные свойства spun-световода характеризуются  $\sigma$ -параметром [7]:  $\sigma = L_s / (2L_b)$ . Так, при  $\sigma \ll 1$  световод имеет малое ДЛП и/или малый шаг спирали и эллиптичность поддерживаемого поляризационного состояния (ПС) близка к единице (квазичиркулярное состояние поляризации), а при  $\sigma \geq 1$  - сильное ДЛП и/или большой шаг спирали, эллиптичность средней по спектру поляризации существенно меньше единицы.

Малая эллиптичность (менее единицы) поляризационного состояния приводит к снижению магнитооптической чувствительности spun-

inside the contour does not affect the result either. Therefore, the condition of closed loop is one of the key requirements for high-precision measurement of electric current.

#### 1.4. Magnetic sensors for optical current transformers

In order for radiation to effectively accumulate Faraday's phase shift due to the magnetic field of an electric current, an optical fiber must have the ability to maintain a circular or similar state of polarization of radiation (such fibers are called magneto-optically sensitive). Conventional single-mode ("isotropic") fibers used in communication lines do not fully possess this property due to induced birefringence due to external mechanical effects, as well as the presence of residual internal birefringence, in particular, because of the non-ideal initial preform fiber.

Currently, one of the most attractive fibers for current measurement is the spun fiber [2-4]. Spun fibers are obtained from a preform with a strong built-in linear birefringence, which is rapidly rotated when drawing. We emphasize that the drawing technology assumes the absence of any elastic torsional stresses in the fiber. The key advantage of such fibers is the combination of high sensitivity to the Faraday effect with its relative resistance to external mechanical influences. These properties have largely determined the widespread use of spun fibers in industrial fiber-optic current transformers.

This type of optical fibers has a number of features, which will be discussed below. Due to the rotation of the preform when drawing, the axis of the embedded linear birefringence of the spun fiber has a spiral structure, therefore the polarization properties of the spun fibers are determined by two main parameters: the beat length of the embedded linear birefringence  $L_b$  and the pitch structure  $L_s$ . Such a structure has the ability to maintain the original direction of rotation of the vector of the electric field of the wave, to maintain in the fiber (on average) an elliptical polarization state, which ensures the accumulation of the Faraday phase shift when radiation propagates through the fiber. On the other hand, the spiral structure of the birefringence provides, to a certain extent, the suppression of linear birefringence induced by external influences on the fiber.

The main polarization properties of a spun fiber are characterized by a  $\sigma$  parameter [7]:  $\sigma = L_s / (2L_b)$ . Thus, for  $\sigma \ll 1$ , the fiber has a small birefringence and/or a small pitch of the spiral and the ellipticity of the polarization state (PS) is close to unity (quasi-circular polarization state), and for  $\sigma \geq 1$  - a strong



световода. Это можно качественно понять, представляя волну с эллиптическим ПС в виде суммы ортогональных циркулярно поляризованных компонент с разными весами: компонента с меньшим весом накапливает сдвиг фаз Фарадея с противоположным знаком, снижая тем самым вклад основной компоненты в результирующий сдвиг  $\Delta\varphi_F$ . Данные поляризационные свойства учитываются в формуле (6) для сдвига фаз Фарадея умножением на коэффициент  $S=1/(1+\sigma^2)^{1/2}$  [4, 7]:

$$\Delta\varphi_F=4SVNI. \quad (6a)$$

Для типовых spun-световодов, используемых в оптических трансформаторах тока,  $L_b \sim 8-10$  мм ( $\lambda=1550$  нм) и  $L_s \approx 3$  мм, что означает  $\sigma \ll 1$ , т.е. состояние поляризации излучения близко к циркулярному и согласно (6a) снижение чувствительности невелико.

Следует отметить, что на разность фаз распространяющихся по spun-световоду ортогональных циркулярно (эллиптически) поляризованных световых волн влияет не только магнитное поле измеряемого тока (эффект Фарадея), но и спиральная структура осей линейного ДЛП [8]. В случае  $\sigma \ll 1$  величина разности фаз  $\Delta\varphi_c$ , приобретаемая

birefringence and/or large pitch of the helix, ellipticity of polarization averaged over the spectrum is substantially less than unity.

The small ellipticity (less than unity) of the polarization state leads to a decrease in the magneto-optical sensitivity of the spun fiber. This can be qualitatively understood by representing a wave with an elliptical PS as a sum of orthogonal circularly polarized components with different weights: a component with lower weight accumulates a Faraday phase shift with the opposite sign, thereby reducing the contribution of the main component to the resulting shift  $\Delta\varphi_F$ . These polarization properties are considered in the formula (6) for the Faraday phase shift by multiplying by the coefficient  $S=1/(1+\sigma^2)^{1/2}$  [4, 7]:

$$\Delta\varphi_F=4SVNI. \quad (6a)$$

For typical spun fibers used in optical transformers current,  $L_b \sim 8 \dots 10$  mm ( $\lambda = 1550$  nm) and  $L_s \approx 3$  mm, which means  $\sigma \ll 1$ , i. e. the state of polarization of radiation is close to circular one and, according to (6a), the sensitivity decreases slightly.

It should be noted that the phase difference of orthogonal circularly (elliptically) polarized light waves propagating through the spun fiber is



квазициркулярно поляризованными световыми волнами при их распространении в структуре spun-световода определяется соотношением

$$\Delta\varphi_c \approx \pi\sigma L/L_b, \tag{7}$$

где L – длина световода. Физический механизм влияния спиральной структуры на разность фаз световых волн связан с наличием разных фазовых скоростей для ортогональных циркулярно поляризованных волн: для одной волны направление вращения вектора электрического поля совпадает с закруткой спиральной структуры, для ортогональной волны эти направления противоположны.

Важно заметить, что спиральная структура ДЛП симметрична относительно направления распространения света (в отличие от продольной компоненты вектора магнитного поля), и ее воздействие на световую волну проявляется как взаимный эффект. Поэтому при двойном проходе волн света по spun-световоду с зеркалом на его конце, при отражении от которого циркулярные поляризации волн переходят в ортогональные, суммарная разность фаз  $\Delta\varphi_c$ , обусловленная спиральной структурой, становится равной нулю (компенсируется). Данный факт является безусловно достоинством чувствительного волоконного контура с двойным проходом излучения (отражательный вариант), поскольку в этом случае разность фаз между рабочими волнами определяется только магнитным полем измеряемого тока.

Кроме того, в случае применения широкополосного источника света возникновение разности фаз (7) между квазициркулярными волнами света вследствие влияния спиральной структуры ДЛП в spun-световоде приводит к потере когерентности между волнами (деполяризации) по мере распространения по волокну. Критерием этого процесса является длина деполяризации  $L_d$ , которая определяется параметрами spun-световода и широкополосного излучения. Для спектра прямоугольной формы она равна [7]:

$$L_d = (L_s/2) [(\sigma^2+1)^{1/2}/\sigma^2] (\lambda/\Delta\lambda), \tag{8}$$

где  $\lambda$  – центральная длина волны источника,  $\Delta\lambda$  – ширина спектра. Явление деполяризации света играет важную роль в работе ВОТТ и будет обсуждаться во второй части обзора.

О технической реализации метода разговор пойдет во второй части статьи.

influenced not only by the magnetic field of the measured current (Faraday effect), but also by the spiral the structure of the axes of the linear birefringence [8]. In the case of  $\sigma \ll 1$ , the phase difference  $\Delta\varphi_c$  acquired by quasi-circularly polarized light waves when they propagate in the spun fiber is determined by the ratio

$$\Delta\varphi_c \approx \pi\sigma L/L_b, \tag{7}$$

where L is the fiber length. The physical mechanism of the influence of the spiral structure on the phase difference of light waves is associated with the presence of different phase velocities for orthogonal circularly polarized waves: for one wave, the direction of rotation of the electric field vector coincides with the direction of birefringence axis rotation, for orthogonal waves these directions are opposite.

It is important to note that the spiral structure of the birefringence is symmetric about the direction of light propagation (as opposed to the longitudinal component of the magnetic field vector), and its effect on the light wave manifests itself as a reciprocal effect. Therefore, when the circularly polarized light waves pass through a spun fiber with mirror at its end, where after reflection waves exchange their polarization states, the total phase shift  $\Delta\varphi_c$  between them due to the birefringence axis spiral structure becomes equal to zero (compensated). This fact is undoubtedly an advantage of a sensitive fiber coil with a double radiation path (reflective version), since in this case the phase difference between the working wave is determined only by the magnetic field of the current being measured.

Furthermore, if a wide-band light source is used the phase shift (7), appeared between the quasi-circular light waves due to the birefringence axis spiral structure of the spun fiber, leads to a loss of coherence between the waves (depolarization) during their propagation through the fiber. The criterion for this process is the depolarization length  $L_d$ , which is determined by the parameters of the spun fiber and broadband radiation. For a rectangular spectrum, it is equal to [7]:

$$L_d = (L_s/2) [(\sigma^2+1)^{1/2}/\sigma^2] (\lambda/\Delta\lambda), \tag{8}$$

where  $\lambda$  is the central wavelength of the source,  $\Delta\lambda$  is the width of the spectrum. The phenomenon of the depolarization of light plays an important role in the operation of FOCT and will be discussed in the second part of the review.

The technical implementation of the method will be discussed in the second part of the article.



## ЛИТЕРАТУРА

1. **Гречухин В. Н.** Электронные трансформаторы тока и напряжения. Состояние, перспективы развития и внедрения на ОРУ 110–750 кВ станций и подстанций энергосистем // Вестник ИГЭУ, 2006, вып. 4, с. 1–9.  
**Grechuhin V. N.** Elektronnyye transformatory toka i napryazheniya. Sostoyaniye, perspektivy razvitiya i vnedreniya na ORU 110–750 kV stancij i podstancij energosistem // Vestnik IGEU, 2006, v. 4, p. 1–9.
2. **Laming R. I., Payne D. N.** Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers // Journal of Lightwave Technology, 1989, v.7 (12), p.2084–2094.
3. **Blake J., Tantaswadi P., R. T. De Carvalho.** In-line Sagnac interferometer current sensor // IEEE Transaction on Power Lelivery, 1996, v.11 (1), p.116–121.
4. **Губин В. П., Исаев В. А., Моршнев С. К., Сазонов А. И., Старостин Н. И., Чаморовский Ю. К., Усов А. И.** Использование волоконных световодов типа Spun в датчиках тока // Квантовая электроника, 2006, т. 36 (3), с. 287–291.  
**Gubin V. P., Isaev V. A., Morshnev S. K., Sazonov A. I., Starostin N. I., Chamorovskij Yu. K., Usov A. I.** Ispol'zovanie volokonnykh svetovodov tipa Spun v datchikah toka // Kvantovaya elektronika, 2006, v.36 (3), p.287–291.
5. **Bohnert K., Gabus P., Kostovic J., Brändle H.** Optical fiber sensors for the electric power industry // Optics and Laser in Engineering, 2005, v.43, p.511–526.
6. **Starostin N. I., Ryabko M. V., Chamorovskii Yu. K., Gubin V. P., Sazonov A. I., Morshnev S. K., Korotkov N. M.** Interferometric Fiber-Optic Electric Current Sensor for Industrial Application // Key Engineering Materials, 2010, v.437, p.314–318.
7. **Пржиялковский Я. В., Моршнев С. К., Старостин Н. И., Губин В. П.** Распространение широкополосного оптического излучения в spun-волокне с высоким двулучепреломлением // Квантовая электроника, 2013, т. 43 (2), с. 167–173.  
**Przhiyalkovskij Ya.V., Morshnev S. K., Starostin N. I., Gubin V. P.** Rasprostraneniye shirokopolosnogo opticheskogo izlucheniya v spun-voлокне s vysokim dvulucheprelomleniem // Kvantovaya elektronika, 2013, v.43 (2), p.167–173.
8. **Моршнев С. К., Чаморовский Ю. К., Воробьев И. Л.** Фазовая задержка поляризационных мод в упруго закрученных spun-волокнах // Квантовая электроника, 2011, т. 41(5), с. 469–474.  
**Morshnev S. K., Chamorovskij Yu. K., Vorob'ev I. L.** Fazovaya zaderzhka polarizacionnykh mod v uprugozakruchennykh spun-voлокнах // Kvantovaya elektronika, 2011, v.41(5), p.469–474.
9. **Frosio G., Dändliker R.** Reciprocal reflection interferometer for a fiber optic faraday current sensor // Appl. Opt., 1994, v.33 (25), p.6111–6122.
10. **Моршнев С. К., Губин В. П., Старостин Н. И., Пржиялковский Я. В., Сазонов А. И.** Влияние защитного покрытия на случайные вариации двулучепреломления в анизотропных оптических волокнах при изменении их температуры // Квантовая электроника, 2016, т. 46 (10), с. 911–918.
11. **Morshnev S. K., Gubin V. P., Starostin N. I., Przhiyalkovskij Ya.V., Sazonov A. I.** Vliyanie zashchitnogo pokrytiya na sluchajnyye variacii dvulucheprelomleniya v anizotropnykh opticheskikh voloknah pri izmenenii ih temperatury // Kvantovaya elektronika, 2016, v.46 (10), p.911–918.