

---

**ЛАЗЕРНАЯ  
И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ  
ТЕХНИКА**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ**

**Выпуск 7**

**МННСК**

**2002**

---

УДК 621.373.82  
ББК 32.8-4  
Л117

Рецензенты:

доктор физико-математических наук *М.М. Кусейно*  
кандидат физико-математических наук, доцент *С.И. Чубаров*

Редакционная коллегия:

*И.С. Манак* (отв. ред.), *А.А. Афоненко*, *Е.Д. Карих*, *Д.В. Ушаков*

**Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. научн. статей.**  
Вып. 7 / отв. Ред. И.С. Манак. – Мн.: БГУ, 2002. – 228 с.

Сборник содержит научные и научно-методические работы по теоретическим проблемам квантовой электроники, физике лазеров, системам и методам квантовой электроники, лазерной и оптико-электронной технике, прикладным исследованиям и методическим аспектам преподавания соответствующих дисциплин. В него вошли работы, представленные на IV Международной конференции по квантовой электронике (Минск, ноябрь 2002 г.).

Для научных работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов.

ISBN-985-6432-95-2

БГУ, 2002

R. Hans

## THE PHOTON THEORY: THE FIFTH DIMENSION AS A SOLUTION OF THE UNUSUAL EINSTEIN-PODOLSKY-ROSEN PARADOX

### 1. Introduction

In the photon world the description of much observable phenomena is restricted by the recognized theories, the quantum theory and the special theory of relativity. For example:

- the wave/particle duality
- paradoxes of the emission process
- the instantaneous reduction of the wave front in the moment of absorption or
- the instantaneous communication of information through two correlated photons (EPR Gedankenexperiment) [1, 2].

The existence of such contradictions and paradoxes shows, that the existent theories that describe the photon world do not suffice.

A. Einstein and his colleagues B. Podolsky and N. Rosen published in the year 1935 in the journal „Physical reviews“ the article about a Gedankenexperiment about the instantaneous communication of information through two correlated photons [2]. This Gedankenexperiment is called „EPR paradoxon“ and is not solved yet.

Einstein and colleagues constructed the EPR Gedankenexperiment, because they wanted to show, that the quantum theory is uncomplete or wrong, because in case that the instantaneous communication of information through two correlated photons happens, the velocity of light is not the highest velocity. Therefore they thought, that this effect is impossible.

Since the 1970s the development of science and technology allowed to proof the EPR Gedankenexperiment with optical correlated photons. The result of these experiments shows, that there is an instantaneous communication of information through two correlated photons. Einstein and his colleagues were wrong [3–8].

1997 experiments were done to send information instantaneous via correlated photons [9]. The experimentators described their experiment as „quantum teleportation“. In the same year it was proofed in Switzerland, that the correlation between two linked photons is stable over a long distance [10].

The logical analysis of an optical EPR experiment, the studying of the effects of correlated photons produced by parametric fluorescence, showed that there is no usual solution for this paradox. During the process to eliminate the paradox of the effects of this correlated photons the Photon Theory was created.

This does not mean, that the Photon Theory is the ultimate solution, but with the photon theory it is possible to solve some mysterious effects of the photon world [11].

## **2. The analysis of the EPR paradox**

### ***2.1. Description of the process***

With a two-photon cascade process (parametric fluorescence) quantum mechanical correlation persists between the two emitted photons, eg.: that the entire spin impulse from the system of both emitted photons must be zero. Both photons find themselves in a linked quantum mechanical position. If we consider correlated photons which are emitted, after the measurement of the polarization of one photon the polarization of the second photon is determined. If it was established that after measurement the first photon is linearly polarized in a certain direction, the second photon is also linearly polarized in the same direction.

One could have measured circular, instead of linear, polarization. After the conclusion of the experiment, one could arrive at the assertion, that the second photon is either respectively left or right circular polarized, on the basis of the linked quantum state of both photons.

That a photon is either linear or circular polarized will only be determined after the measurement of the first photon. The measurement dictates a linear or circular polarization for photon 1, this means, that only after the polarization measurement of photon 1 the polarization of photon 2 would be established!

This result appears paradoxical: that both photons „move away“ from each other with speed of light means, that no information exchange can occur between the photons due to the impossibility of the transfer of information at a speed higher than speed of light.

The information exchange seems to occur, however, independent of the distance between the photons.

### ***2.2. Analysis of the phenomena***

The result of the described optical EPR-Gedankenexperiment will be analyzed from the viewpoint, that no paradox exists.

Viewed from the quantum theory, the total spin of the dual photon system is zero and so both photons, independent of the distance between them, are correlated. The polarization properties for the whole system would, however, be established after the measuring of the first photon

The actual problem from the viewpoint of quantum mechanics is not that the measurement at photon 1 instantaneously establishes the polarization of photon 2 and with it an information exchange over the distance between the two photons occurs immediately.

The central problem from the viewpoint of quantum mechanics is that with a local theory, which does not contain an element of space-time, the duality of both photons can be described. Non-local statements can not, in principle, be made from a local theory.

It is suggested, that if with local theories only local effects can be described, then we arrive at the astonishing result, that the determination of the polarization direction of photon 2 after the measurement at photon 1 must be a local effect, whose occurrence can be described with a local quantum mechanical theory.

How does the problem appear from the viewpoint of the special theory of relativity?

The polarization of photon 1 is measured after the cascade emission of both photons at a point at a limited distance from the emission point. Instantaneously the polarization of the equally distant photon 2 is established as the same. For this fact to occur, there must be a timeless information transfer, which is impossible according to the theory of relativity.

This argument, however, contains serious mistakes.

For objects moving at the speed of light, according to the special theory of relativity time and space are reduced to zero. In the case of our photon pair, in the reference system between both photons no space-time division occurs. Simply from the reference position of the stationary observer, it appears that both photons move from each other with the speed of light from the emission point. The decisive local/non-local is therefore a question of the reference system. That the both photons are correlated and that the effect, the establishment of the polarization characteristics of photon 2 after the measurement of photon 1, covering this system, means that the reference system can not be chosen: it is the reference system of both photons. The effect is therefore not a distant effect, but a close one!

Viewed from a stationary observer that is not part of the system of both photons, but part of the environment the behaviour of the two photons is not

understandable. Only in his brain he projects the way of the photon from the point of absorption back to the point of emission in space and time, within our four dimensional space time continuum. As for him it is clear, that the photons have moved in space and time within our four dimensional space time continuum and that they are constantly part of the four dimensional space time continuum. Because of this wrong description the behaviour of the correlated photons seems to be mysterious and paradoxal, because the information of the polarization state of photon 1 is instantaneously present at photon 2, independently of the seeming distance of the two photons.

The most interesting and for the description of the effect the only important question is: What is the viewpoint in the system of the two photons?

After emission the two correlated photons are directly linked. As for them they have no distance in space and time in their own system. They are not „real“, they are „potential“. In the moment of observing (absorption) they change their state from potential to real. It is enough, if one of these two photons is observed, because their physical state is linked. The photons for themselves have no real velocity in space and time. In the state of potentiality it is not possible to observe the photon, it is postulated, that in the state of potentiality the photons are not part of the four dimensional space time continuum. The moving of the photons in space and time is no real effect, but a effect of our imagination. It is just a wrong projection in our mind from the point of the absorption back in space and time to the point of emission.

After measuring of polarization at photon 1 the polarisation of photon 2 is instantaneously determined. The linked quantum mechanical position of the two photons, that describes the state of potentiality, is destroyed. The two photon system has achieved our four dimensional space time continuum, our plain of reality.

### **3. The Photon Theory**

The Photon Theory is formulated in according to the above-mentioned considerations.

1) Photons and other messenger particles with zero mass are existing from the point of emission to the point of interaction (absorption) out of the four dimensional space time continuum, in the Photon Continuum.

2) Emission point and absorption point are the only observable points of intersection between the Photon Continuum and the four dimensional space time continuum. Emission point and absorption point are directly connected out of time and space through the Photon Continuum.

3) The Photon Continuum is a new dimension, the dimension of interaction.

4) The light-speed  $c$  does not exist in the four-dimensional space time continuum: it is a projection from the Photon Continuum into the four dimensional space time continuum and therefore the greatest observable speed in the four-dimensional space time continuum.

#### 4. Conclusions

The Photon Theory requires the existence of the Photon Continuum, which, as a fifth dimension act as a bridge for messenger particles of a zero stationary mass between the emission and interaction points. A general applicability of the Photon Theory to gravitons will be also postulated.

What kinds of assertions can be made about the Photon Continuum?

The Photon Continuum is a continuum of potentiality. It contains no space-time qualities and represents the connection, out of space and time, between the points of emission and interaction for photons. Within the Photon Continuum the photon exists in a state of potentiality.

Because of this connection of the photon with the emission and interaction points, the photon will always take the most opportune possibility of interaction. The so called „collapse of the wavefront“ at the point of interaction occurs through the transfer of the entire emitted energy contained by the virtual probability wave, marking the shift from a situation of probability to reality.

The interaction occurs at the front of a spherical wave (so described from the viewpoint of our four dimensional space time continuum), and the whole potential of the spherical wave is concentrated at the point of interaction, the so-called "collapse of the wave front". This collapse of the wave front occurs in the Photon Continuum; projected into our four dimensional space-time continuum, it occurs spontaneously, that means, without space and time.

Both the emission point, the point of origin for the wave front, and the point of interaction are the intersections of the four-dimensional space-time continuum with the Photon Continuum. Emission and interaction points are directly connected with each other through the Photon Continuum. Because of it the paradox of the "collapse of the wave front" is solved by the Photon Theory.

From the position of a stationary observer, the projection of the linking of the points of emission and interaction through the Photon Continuum into

the four dimensional space-time continuum is perceived as a spherical wave, which is described as moving from the point of emission with the speed of light  $c$  and reaches the point of interaction in spatial distance  $r$  after a period of time  $t = r/c$ .

The emission point and the point of interaction within the whole emission-absorption process are components of the four-dimensional space time continuum and therefore both are observable and can be described using laws valid for the four dimensional space-time. The light-speed is not a real speed within the four-dimensional space time continuum, but rather merely a projection of the Photon Continuum into the four dimensional space-time continuum. This assessment is already present in the special theory of relativity in the form of the relative shortening of distance and time. Quantum theory does not need information of time and space to describe the process of parametric fluorescence and the „behaviour“ of the linked photons or the absorption of photons.

The viewpoint of the Photon Theory can be a bridge between quantum theory and special theory of relativity!

Through the use of the Photon Theory, a solution is found to the EPR Gedankenexperiment and other further described paradoxes of the behavior of zero-mass particles evaporate.

#### References

1. *Paul H.* Photonen. Eine Einführung in die Quantenoptik. Stuttgart. 1995.
2. *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete? // *Phys. Rev.* 1935. Vol. 47. P. 777–780.
3. *Freedman S.J., Clauser J.F.* Experimental test of local hidden-variable theories // *Phys. rev. lett.* 1972. Vol. 28. P. 938–941.
4. *Paul H.* The Einstein Podolsky Rosen Paradox and hidden-variables theories // *Fortschritte der Physik* 1980. Vol. 28. P. 633–657.
5. *Aspect A., Grangier P., Roger G.* Experimental test of realistic local theories via Bell's theorem // *Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 47. P. 460–463.
6. *Aspect A., Dalibard J., Roger G.* Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers // *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 49. P. 1804–1807.
7. *Davies P.* About time. Einstein's unfinished Revolution. New York 1995.
8. *Davies P., Gribbin J.* Auf dem Weg zur Weltformel Muenchen. 1993.
9. Experimental quantum teleportation / D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle et al. // *Nature* 1997. Vol. 390. P. 575.
10. *Watson A.* Quantum spookness wins, Einstein loses in photon test // *Science* 1997 Vol. 277. P. 481–482
11. *Haas R., Kreysig D.* Die Photonentheorie // *UWSF-Z. Umweltchem. Oekotox* 1997. Vol. 9. P. 181–182

## DEVELOPMENT OF COMPUTATION OF NEW DESIGN OF RESONATOR

It is well known, that a slab design of the active elements of solid-state lasers permits to solve the thermo-optical problem (which restrict an output power of such lasers) and to increase homogeneity of excitation of whole volume of active media. So it is very important to find out some novel resonator designs for slab lasers, especially with diode pumping. Our main idea consists in a proposal of some schemes, which use reflections from the side walls of the crystal to make a stable multipass resonator and to extract the whole energy, which are stored in the active media. In work [1, 2] is offered new design of resonator which consists of two identical one-dimensional mirrors inclined to each other under a corner  $\alpha$  and exterior mirror located the angle  $\varphi$  to one of them (fig. 1a). In this resonator, in the presence of a beam from 3-rd mirror, laser beam is propagated, alternately being reflected from each of side mirrors (with a diminution of an incidence angle after every reflection on  $2\alpha$ ). After  $N$  of reflections (where  $N=1 + \varphi/\alpha$ ) the incidence angle will be equal to zero – and the beam is propagated backward through the same path and all picture will be repeated down to an output of a part of radiation through a mirror 3. Here it is necessary to note two important factors in during reflection:

1. When the wave arrives at the second mirror some power will be lost in reflection due to the finite conductivity of the mirror and some power will be lost by radiation around the edges of the mirror. For oscillation to occur, the total loss must be less than the power gained by travel through the active medium.

2. At the same time the phase is changing due to changing of incidence angle.

Thus diffraction loss and phase shifts are expected to be important factors, both in determining the start-oscillation condition, and the determining the distribution of energy in the resonator during oscillation.

According to method of Fox and Li [3] for calculation of field distribution, our offering resonator is equivalent to the case of a transmission medium comprising a series of collinear identical mirrors with different reflection coefficient cut into parallel and not equally paced black partitions of infinite extent, as in fig. 1b.

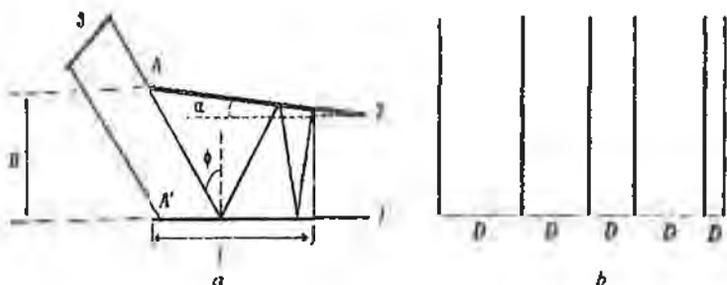


Fig. 1. The new resonator and the transmission medium analog

The expressions connecting  $N$  to angles  $\alpha$  and  $\varphi$ , and also length of a beam in active media for one pass from point  $A$  up to point  $B$  are given below.

$$N = 1 + \varphi/\alpha, \quad (1)$$

$$l = d \left\{ \frac{1}{\cos \varphi} + \cos(\varphi + \alpha) \sum_{k=1}^{N-1} \{ \cos[\varphi - (k-1)\alpha] \cos(\varphi - k\alpha) \}^{-1} \right\}, \quad (2)$$

where  $d$  - size of the entrance aperture of active substance.

The ratio for length  $L$  of a mirror 1, and, hence, and minimal length of active media, at which is provided the complete repeating of beam path at return course, is following:

$$L = d [\operatorname{ctg} \alpha - \cos(\varphi + \alpha) / \sin \alpha]. \quad (3)$$

Last piece of a beam is perpendicular to a mirror 1 or 2 in case of odd or even  $N$  accordingly. Its length  $l_N$  is defined by ratio

$$l_N = d \cos(\varphi + \alpha) / \cos \alpha. \quad (4)$$

For a beam which is included in active media in a point  $A'$  of a mirror 1, the expression for length  $l'$  ways this media looks like

$$l' = d \cos \varphi \cos \alpha \sum_{k=1}^{\varphi/\alpha} \frac{1}{\cos[\varphi - (k-1)\alpha] \cos(\varphi - k\alpha)}. \quad (5)$$

We assume at first an arbitrary initial field distribution at the first mirror and proceed to compute the field produced at the second mirrors as a result of the first transit. The newly calculated field distribution is then used to compute the field produced at the first mirror as a result of the second transit. This computation is repeated over and over again for subsequent successive transits. We shall use the scalar formulation of Huygens principle to compute the electromagnetic field at one of the mirrors in terms of an integral of the field at the other. This is permissible if the

dimensions of the mirror are large in terms of wavelength ( $a \ll D$ ). The field distribution in the second mirror is:

$$E_2(x_2) = \frac{\exp(-i\pi D/\lambda)}{(D\lambda)^2} \int \exp\left\{-i\frac{(x_2 - x_1)^2}{D\lambda}\right\} E_1(x_1) dx_1 \quad (6)$$

Where  $a$ -size of surface on axis  $x$ , for any resonator, if distribution field  $E_1(x_1)$  of the first mirror is well known, it is possible to define distribution field  $E_2(x_2)$  on the second mirror with the help of equation (1); having repeated this procedure and we received distribution field  $E_3(x_3)$ .

$$\gamma E(x_1) = \frac{1}{D\lambda} \int K(x_1, x_3) E_3(x_3) dx \quad (7)$$

and  $K$ :

$$K(x_1, x_2) = \int \exp\left\{-\frac{i\pi}{D\lambda} [2\delta_2 x^2 - 2(x_1 + x_2) + \delta_1(x_1^2 + x_2^2) + \xi_1(x_1 + x_2) + 2\xi_2 x]\right\}, \quad (8)$$

Where  $D$  - distance between mirrors,  $\lambda$  - wavelength,  $\xi_1, \xi_2$  inclined angle of mirrors and  $\delta = 1 - D/R$ . Eigenfunction  $E_n$  of the equation definite field distribution on the first mirror after the closed round of the resonator and eigen-values  $\gamma_n$ , loss value  $\beta_n = 1 - \gamma_n^2$  for every type of oscillation. In computer was programmed to solve the integral equations. We shall use this calculation for a system, which is formed by 2 same one-dimensional mirrors, curvature and also inclined one to the other under the angle  $\xi$ , with a diaphragm inside it (fig. 2a). And also for a system is consisted by two difference mirror, which located in distance  $D$  from each other and also inclined to axis under corner  $\xi_1, \xi_2$  (fig. 2b).

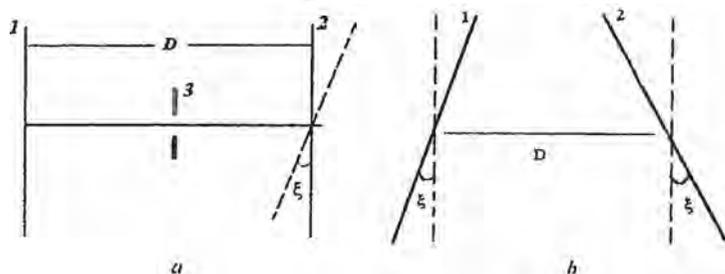


Fig. 2. The inclined resonators

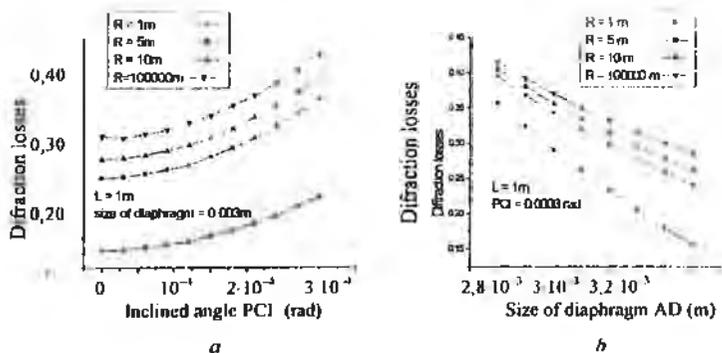


Fig. 3. Independent the lowest order of mode diffraction losses on inclined angle (a) and size of diaphragm (b) for fig. 2a

Fig. 3a, b shows calculated diffraction losses for system (fig. 2a) as a function of size of diaphragm and inclined angle mirrors for difference curvature mirrors. The carried out accounts show, that, as well as it's to expect, with increase of inclined angles, losses will increase.

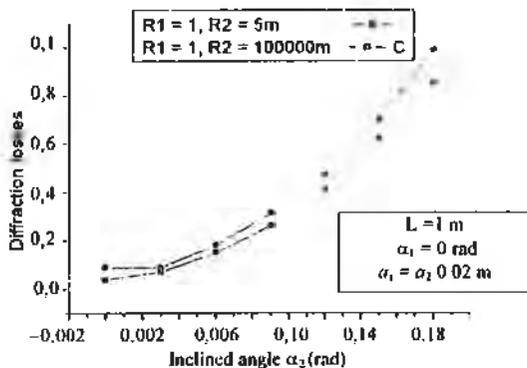


Fig. 4. Independent the lowest order of mode diffraction losses on inclined angle  $\alpha_2$  for fig 2 (b)

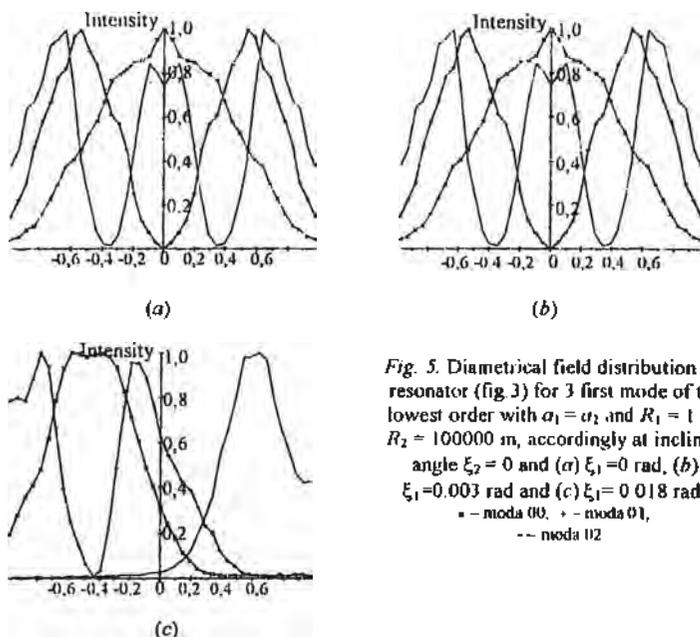


Fig. 5. Diametrical field distribution for resonator (fig. 3) for 3 first mode of the lowest order with  $\alpha_1 = \alpha_2$  and  $R_1 = 1$  m,  $R_2 = 100000$  m, accordingly at inclined angle  $\xi_2 = 0$  and (a)  $\xi_1 = 0$  rad, (b)  $\xi_1 = 0.003$  rad and (c)  $\xi_1 = 0.018$  rad  
 - - moda 00, - - moda 01,  
 . . . moda 02

In an obvious kind the dependence of diffraction losses for system (fig. 2 b) as a function of inclined angle  $\alpha_2$  is shown in fig. 4. Also diametrical field distribution for resonator (fig. 3) for 3 first mode of the lowest order is shown in fig. 5. Evidently with increasing inclined angle, intensity distribution remains asymmetry.

So the computer technique we employed is general and versatile. It can be used to study the effects of aberration and misalignment.

#### References

1. Жуковский В.В., Некрасевич Я.И., Орлов Л.Н. О возможности создания малогабаритных волноводных твердотельных лазеров // Лазерная физика и спектроскопия. Тр. инф.: Т. 1. Под ред А.А. Афанасьева Минск 1997. С. 216-264.
2. Orlov L.N., Zukovskij V.V, Necrashevich Ia.I. Novel schemes of slab solid-state lasers // CLEO/Europe'98 Technical Digest, Glasgow: 1998 P 163
3. Fox A, Li T. Resonant modes in a maser interferometer // The Bell System Technical Journal. 1961. Vol. 40. P 453

В. Г. Гуделев, Ю. П. Журик

СЖАТИЕ ШУМОВОГО ЭЛЛИПСА В ФАЗОВОМ  
ПРОСТРАНСТВЕ АМПЛИТУД ГЕНЕРАЦИИ  
ДВУХЧАСТОТНОГО He-Ne ЛАЗЕРА В ПОПЕРЕЧНОМ  
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

He-Ne лазеры широко используются в прецизионных измерительных и метрологических системах и обеспечивают максимальные точностные характеристики, ограниченные флуктуациями выходного излучения. Одним из основных возмущающих факторов в He-Ne лазерах метрологического назначения являются низкочастотные флуктуации накачки. В дополнение к традиционным методам уменьшения флуктуаций параметров выходного излучения лазера, обусловленных техническими флуктуациями накачки и потерь, представляется весьма перспективным предложенный авторами метод, заключающийся в использовании двухчастотного режима генерации с целью резкого (на несколько порядков) уменьшения флуктуаций интенсивности одной из волн (полезного излучения) путем управления межволновым взаимодействием (эффект автостабилизации интенсивности излучения [1]). Этот эффект был реализован и исследован в He-Ne лазере на наиболее интенсивных переходах Ne:  $3S_2-2P_4$  ( $\lambda = 0,63$  мкм),  $2S_2-2P_4$  ( $\lambda = 1,15$  мкм) и  $3S_2-3P_4$  ( $\lambda = 3,39$  мкм). В данной работе представлены некоторые новые результаты исследования эффекта автостабилизации интенсивности излучения в лазере с  $\lambda = 1,15$  мкм

Анализ шумовых характеристик излучения двухчастотного He-Ne лазера проведен на основе хорошо апробированной полуклассической теории Лэмба с учетом векторного характера поля излучения. Возмущения накачки моделировались процессом Орнштейна-Уленбека  $\zeta(t)$ , который описывается стохастическим дифференциальным уравнением  $\dot{\zeta} = -\gamma\zeta + \mu\xi(t)$ . Здесь  $\xi(t)$  – гауссов белый шум,  $\mu$  – его амплитуда, коэффициент  $\gamma$  задает полуширину спектра мощности процесса  $\zeta(t)$ . Спектральная плотность средней мощности этого процесса имеет вид  $S_{\zeta}(\omega) = \mu^2 / (\omega^2 + \gamma^2)$ , а корреляционная функция –  $C_{\zeta}(\tau_1, \tau_2) = (\mu^2 / 2\gamma^2) \exp(-\gamma|\tau_1 - \tau_2|)$ . Данный процесс является хорошим приближением широкого класса реальных процессов и дает возможность рассмотреть решаемую задачу в рамках теории марковских процессов.

Динамические уравнения для интенсивностей генерируемых мод двухчастотного лазера имеют вид:

$$\begin{aligned} I_i &= 2I_i(\alpha_i - \beta_i I_i - \theta_{ij} I_j) + \Delta\omega_i \zeta_i(t), \quad i, j = 1, 2, \quad i \neq j, \\ \zeta &= -\gamma\zeta + \mu\xi(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\alpha_i$  — линейное усиление волны  $i$  в активной среде без учета потерь резонатора,  $\beta_i$  — коэффициент, описывающий «самонасыщение» волны  $i$ , а  $\theta_{ij}$  — «кросс-насыщение» волны  $i$  волной  $j$ ,  $\Delta\omega_i$  — полоса резонатора для каждой из генерируемых мод, а  $\xi(t)$  — гауссов белый шум. Система уравнений (1) записана с учетом пропорциональности коэффициентов  $\beta_i$  и  $\theta_{ij}$  параметру накачки  $\eta$  и линейной зависимости коэффициентов  $\alpha_i$  от  $\eta$ , что справедливо при малых  $\eta$ . Значения коэффициентов  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$  и  $\theta_{ij}$  рассчитаны по формулам, полученным в работе [2] для произвольной ориентации магнитного поля с учетом влияния деполаризующих атомных столкновений. Значения спектроскопических констант такие же, как и в работе [1],  $\eta = 1, 2$ , а эффективная полоса шума равна 10 кГц.

В результате проведенных расчетов получены параметры, характеризующие отношение осей шумового эллипса  $\epsilon$ , его ориентацию в фазовом пространстве  $\phi$ , отношение интенсивностей шума в генерируемых волнах  $m$ , а также коэффициент их корреляции  $\rho$ . В данной работе рассчитывались значения приведенных выше параметров при изменении поперечного магнитного поля, приложенного параллельно одной из осей фазовой анизотропии резонатора.

На рис. 1 показаны расчетные зависимости коэффициента корреляции  $\rho$  (а), величин  $m$  и  $\epsilon$  (б), а также угла  $\phi$  (в) от напряженности поперечного магнитного поля  $H$ . Из приведенных зависимостей видно, что максимальное отношение интенсивностей шума в генерируемых волнах (эффект автостабилизации) имеет место при ориентации шумового эллипса параллельно одной из осей фазового пространства. Геометрические параметры шумового эллипса при переходе через точку автостабилизации изменяются незначительно, а коэффициент корреляции в ней равен нулю. Это условие дает возможность найти приближенное выражение для реализации условия автостабилизации:

$$\beta_1 = \theta_{12} \frac{\gamma}{2I_2} \quad (2)$$

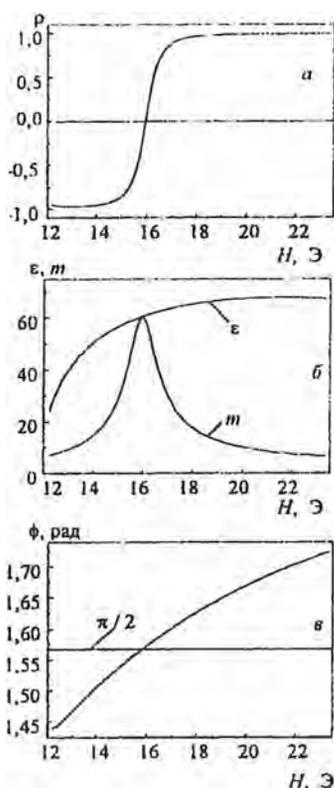


Рис 1. Расчетные зависимости коэффициента корреляции  $\rho$  (а), величин  $m$  и  $\epsilon$  (б), а также угла  $\phi$  (в) от напряженности поперечного магнитного поля  $H$

На рис. 2 представлены расчетные зависимости спектра шума в волне 1 (а), в волне 2 (б) при реализации режима автостабилизации и спектр шума процесса  $\zeta(t)$  (в). Из приведенных зависимостей видно существенное ослабление низкочастотных составляющих шума в стабилизированной волне.

При экспериментальных исследованиях модулировался ток накачки лазера при помощи стандартного генератора шума Г2-47, а эволю-

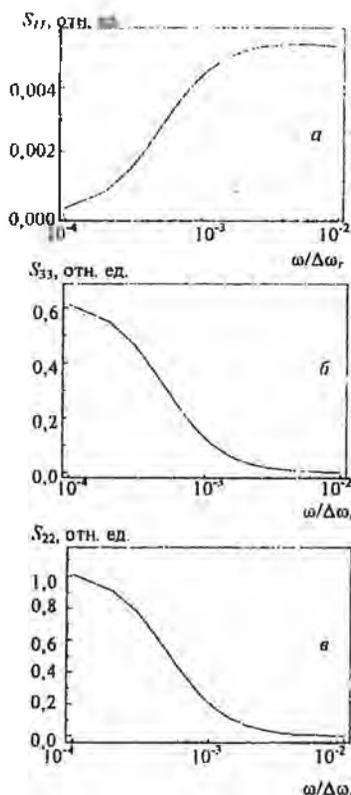


Рис 2. Расчетные зависимости спектра шума в волне 1 (а), в волне 2 (б) при реализации режима автостабилизации и спектр шума процесса  $\zeta(t)$  (в)

ция шумового эллипса наблюдалась на экране двухканального осциллографа С1-83. Наблюдения показали, что при малых превышениях накачки над потерями ( $\eta < 1,3$ ) поведение шумового эллипса при изменении поперечного магнитного поля соответствует теоретическим расчетам, что схематично представлено на рис. 3 (верхний ряд). Экспериментально обнаружено, что при превышениях  $\eta > 1,5$  движение шумового эллипса при изменении поперечного магнитного поля усложняется. Вблизи состояния, характеризующегося ориентацией шумового эллипса вдоль одной из осей фазового пространства, происходит существенное его сжатие и, как следствие, дополнительное увеличение отношения интенсивностей шума в генерируемых лазером волнах в несколько раз. Поведение шумового эллипса при превышениях  $\eta > 1,5$  схематично представлено на рис. 3 в нижнем ряду.

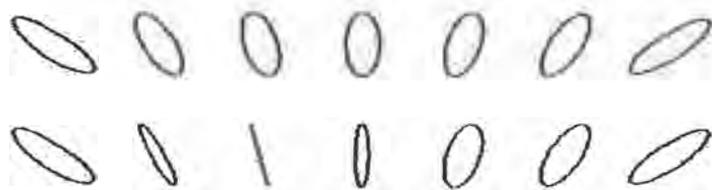


Рис. 3. Поведение шумового эллипса при изменении поперечного магнитного поля при превышениях накачки над потерями:  $\mu < 1,3$  (верхний ряд) и  $\mu > 1,5$  (нижний ряд)

Таким образом, реализация эффекта автостабилизации при повышенных значениях параметра превышения  $\eta > 1,5$  позволяет в несколько раз повысить уровень стабилизации выходного излучения по сравнению с малыми значениями параметра превышения за счет эффекта сжатия шумового эллипса.

#### Литература

1. Эффект автостабилизации интенсивности излучения двухчастотного газового лазера / В.Г. Гуделев, Ю.П. Журик, А.Ч. Измайлов, В.М. Ясинский // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 12. С. 1285–1291.
2. Газовый лазер с фазовой анизотропией в постоянном магнитном поле / С.А. Гончухов, В.М. Ермаченко, А.Ч. Измайлов и др. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 2. С. 333–340.
3. Гардинер К.В. Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986. 528 с.

С. С. Ануфрик, В. В. Тарковский, В. М. Никитченко,  
А. В. Борисов, Н. Ю. Горобец

## СТРУКТУРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КУМАРИНОВ

Одним из важнейших направлений дальнейшего развития и совершенствования лазеров на красителях является расширение спектрального диапазона генерации путем поиска новых фотостойких и эффективно генерирующих красителей. В настоящее время существует большое число органических красителей и родственных соединений, генерирующих при накачке лазерными импульсами наносекундной длительности. Однако при монохроматической накачке излучением импульсных ламп число генерирующих красителей значительно меньше, что обусловлено фотофизическими и фотохимическими процессами, происходящими в активной среде под влиянием излучения накачки. Кроме того, спектральный диапазон, в котором получена генерация при ламповой накачке, перекрыт эффективно генерирующими и фотоустойчивыми красителями крайне неравномерно [1]. По этой причине поиск новых эффективно генерирующих красителей, обладающих повышенной фотохимической устойчивостью, является актуальной задачей. Несмотря на достигнутые успехи, широкое практическое применение перестраиваемых лазеров на красителях в таких областях как технология, голография, лазерная спектроскопия, метрология, биомедицина и др. сдерживается из-за невысокой стабильности активных лазерных сред, сравнительно низкого КПД (особенно при ламповой накачке) и резко неравномерной эффективности генерации при смене красителей в условиях широкой перестройки по спектру. В этой связи большой интерес представляет использование в качестве активных сред в лазерах на красителях производных кумарина [2]. Это обусловлено тем, что соединения данного класса при мощной ламповой накачке обладают в сине-зеленой области спектра наилучшими энергетическими характеристиками и фотостойкостью [3]. Кроме того, ярко выраженная поляризация их молекулярной структуры позволяет расширить диапазон перестройки спектра генерации, используя эффекты сольватации [4, 5].

Данная работа посвящена исследованию спектрально-люминесцентных и генерационных характеристик новых кумариновых красителей, эффективно генерирующих и обладающих повышенной фотостойкостью при ламповой накачке [6–12].

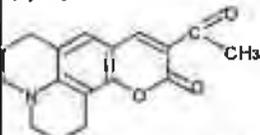
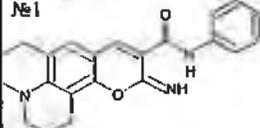
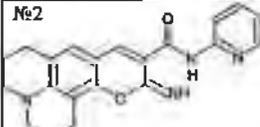
Исследование генерационных характеристик рассматриваемых соединений проводилось в лазере на красителях с ламповой накачкой. Резонатор лазера был образован диэлектрическим плоским зеркалом коэффициентом отражения  $R \approx 100\%$  и стопой из двух плоскопараллельных пластин из стекла К-8, которая в данном случае являлась оптимальным выходным зеркалом. Система возбуждения представляла собой коаксиальную лампу-кювету, описанную в [13]. В разрядный контур входили десять соединенных параллельно малоиндуктивных конденсаторов К75-48 с общей емкостью 2,2 мкФ и ионитронный разрядник ИРГ-6. Напряжение питания составляло 17 кВ. Разрядный промежуток лампы заполнялся ксеноном под давлением 50 Торр. Длительность светового импульса накачки по уровню 0,5 составляла 2 мкс при фронте нарастания 0,8 мкс. Электрическая энергия импульса накачки составила 300 Дж. Измерение энергетических характеристик генерируемого излучения производилось измерителем энергии ИКТ-2Н, временные характеристики регистрировались с помощью двухлучевого запоминающего осциллографа С8-14 и фотоприемников типа ФК-20, спектральные параметры изучались с помощью дифракционного спектрографа ДФС-8.

В табл. 1 приводится название, структурная формула, длина волны спектра максимума поглощения  $\lambda_{\text{погл}}$ , длина волны спектра максимума люминесценции, квантовый выход люминесценции, время жизни возбужденного состояния, энергия генерации  $E_{\text{ген}}$ , к.п.д. генерации  $\eta_{\text{ген}}$ , количество лазерных импульсов  $N$  после которых энергия генерации уменьшается в 2 раза (данный параметр характеризует фотохимическую устойчивость) для этанольных растворов одиннадцати изученных соединений при оптимальной плотности. Здесь же приводятся данные для одного из наиболее известных и эффективных лазерных сред – кумарина 334.

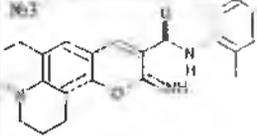
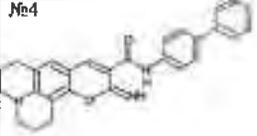
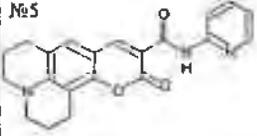
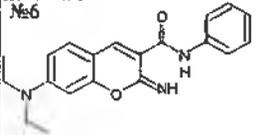
Из анализа данных, представленных в табл. 1, видно, что впервые получена генерация у семи новых соединений. Новые кумарины позволяют получать генерацию в спектральном диапазоне 495–525 нм. Наибольшую генерационную эффективность и фотохимическую устойчивость показали соединения 1–3. Они все являются юлолидинами и отличаются заместителями в третьем положении кумаринового кольца. Наибольшую генерационную эффективность и фотостойкость обеспечивает наличие у соединения 1 в третьем положении такого сильного акцептора электронов, как фенил-карбомойл группировки. Необходимо отметить, что соединение 1 обладает наиболее сильной

Таблица 1

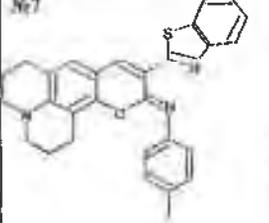
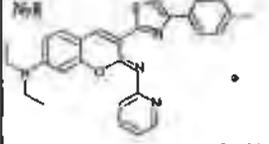
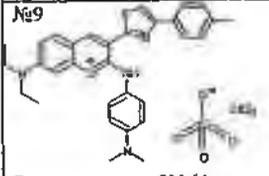
## Спектрально-люминесцентные и генерационные характеристики новых кумариновых красителей

Структурная формула соединения	$\lambda_{max}$ , нм	$\lambda_{em}$ , нм	Квант. %	$\tau$ , нс	$\Phi_{lum}$ , Дж	$\Delta\lambda_{em}$ , нм	$N_{1/2}$
Эталонное соединение (кумарин 334) 	454	496	70	3,4	1,5	500-535	8
№1  <i>N</i> 10-фенил-11-имино- 2,3,6,7-тетрагидро- 1 <i>H</i> ,5 <i>H</i> ,11 <i>H</i> -пирано[2,3- /пиридо [3,2,1- <i>ij</i> ]хинил-10- карбоксамид	445	485	51,4	2,2	2,2	518-524	12
№2  <i>N</i> 10-(2-пиридил)-11-имино- 2,3,6,7-тетрагидро 1 <i>H</i> ,5 <i>H</i> ,11 <i>H</i> -пирано[2,3- <i>f</i> ] пиридо[3,2,1- <i>ij</i> ]хинил-10- карбоксамид	450	491	55,9	2,8	1,28	513-521	8

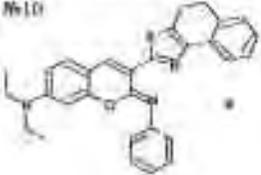
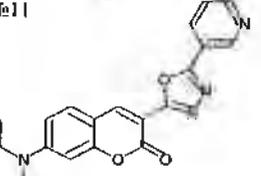
Продолжение таблицы 1

<p>№3</p>  <p><i>N</i>10-(2-метилфенил)-11-имино-2,3,6,7-тетрагидро-1<i>H</i>,5<i>H</i>,11<i>H</i>-пирано[2,3-<i>f</i>]пиридо[3,2,1-<i>ij</i>]хирил-10-карбоксамид</p>	445	491	39,5	1,9	2,0	512-522	10
<p>№4</p>  <p><i>N</i>10-(4-фенилфенил)-11-имино-2,3,6,7-тетрагидро-1<i>H</i>,5<i>H</i>,11<i>H</i>-пирано[2,3-<i>f</i>]пиридо[3,2,1-<i>ij</i>]хирил-10-карбоксамид</p>	450	487	31,9	1,31	0,1	517-522	1
<p>№5</p>  <p><i>N</i>10-(2-пиридил)-11-оксо-2,3,6,7-тетрагидро-1<i>H</i>,5<i>H</i>,11<i>H</i>-пирано[2,3-<i>f</i>]пиридо[3,2,1-<i>ij</i>]хирил-10-карбоксамид</p>	455	488	68,2	2,89	1,44	507-512	7
<p>№6</p>  <p><i>N</i>3-фенил-7-диэтиламино-2-имино-2<i>H</i>-3-хроменкарбоксамид</p>	430	473	49,8	1,95	0,56	495-501	2

Продолжение таблицы 1

<p>№7</p>  <p><i>N</i>11-(4-метилфенил)-10-(1,3-бензотиазол-2-ил)2,3,6,7-тетрагидро-1<i>H</i>,5<i>H</i>,11<i>H</i>-пирано[2,3-<i>f</i>]пиридо[3,2,1-<i>ij</i>]хирил-11-имин</p>	480	493	5,8	-	-	не генерирует	-
<p>№8</p>  <p><i>N</i>7,<i>N</i>7-диэтиламино-3-[4-(4-метилфенил)-1,3-тиазол-2-ил]-2<i>H</i>-(2-пиридил)-иминокумарин</p>	450	491	11,5	-	-	не генерирует	-
<p>№9</p>  <p>7-диэтиламино-2<i>N</i>-(4-диметиламиноанилино)-3-[4-(4-метилфенил)-1,3-тиазол-2ил]бензопиридил перхлорид</p>	520	490	19	-	-	не генерирует	-

Приложение таблицы 1

<p>№10</p>  <p>N,N'-диэтил-3-(4,5-дигидро[1,2-d][1,3]тиазол-2-ил)-2-фенилимино-2H-7-хроменил(диэтил)амин 7-диэтиламино-3-(4,5-дигидро[1,2-d][1,3]тиазол-2-ил)-2N-фенил иминокумарин</p>	450	490	22,7	--	--	не генерирует	-
<p>№11</p>  <p>7-диэтиламино-3-[5-(3-пиридил)-1,3,4-оксадиазол-2-ил]-кумарин</p>	445	491	35,86	--	0,68	513-521	6

фотохимической устойчивостью, которая превосходит таковую для эталонного кумарина 334 на 66%. У рассматриваемых соединений 1-3 наименьшей генерационной эффективностью и фотостойкостью обладает кумарин под номером 2, содержащий в третьем положении пиридил. На примере этого соединения видно, что не всегда величина квантового выхода флуоресценции и время жизни возбужденного состояния однозначно связаны с генерационной эффективностью, т.к. у последнего эти параметры самые высокие.

Добавление у 4-го соединения в 3-м положении еще одного фенильного кольца резко снижает генерационную эффективность и особенно фотостойкость. Спектрально-люминесцентные характеристики также резко ухудшаются. Это может быть связано с тем, что дополнительное фенильное кольцо приобретает возможность вращения вокруг одинарной связи, что приводит к нарушению плоскостной жесткой структуры молекулы, при этом изменяется характер перемещения л-

электронов вдоль цепи сопряженных связей. Вращение фенильного кольца может также приводить к безызлучательной дезактивации возбужденного уровня.

На примере соединений 2 и 5 видно, что оксиформа кумарина при одном и том же заместителе в 3-м положении по сравнению с иминокумарином несколько улучшает спектрально-люминесцентные и генерационные характеристики, что может быть связано с более благоприятным распределением электронного заряда.

Замена у атома азота в 7-м положении кумаринового кольца двух приконденсированных насыщенных гетероциклов на диэтиламиногруппу (соединения 6, 11) ухудшает генерационные характеристики и особенно фотоустойчивость новых кумаринов. Это можно объяснить снижением жесткости и плоскостности структуры молекулы. Под воздействием мощного некогерентного УФ-излучения накачки такая структура больше подвержена фотораспаду.

Соединения 7–10 при ламповой накачке не генерировали. Их структура отличается наличием объемных заместителей во 2-м и 3-м положениях кумаринового кольца. Данные красители обладают чрезвычайно низким квантовым выходом люминесценции. На примере соединения 9 видно, что удлинение цепи сопряжения в молекуле кумарина позволяет сдвинуть спектр люминесценции в красную область спектра.

Таким образом, в результате проведенных исследований предложены новые кумариновые красители, генерирующие при ламповой накачке в спектральном диапазоне 495–525 нм, имеющие высокую генерационную эффективность и высокую фотохимическую устойчивость, которая в ряде случаев выше таковой для наиболее известных и используемых кумариновых красителей.

#### Литература

1. Новые эффективные красители для красной области спектра генерации / В.В. Маслов, М.И. Дзюбенко, С.Н. Коваленко и др. // Квант. Электроника 1987. Т. 14, № 8. С. 1576–1581.
2. Study of photophysical parameters and measurement of laser characteristics of coumarin 7 and acriflavine / J.V. Yenagi, M.R. Gorbal, M.I. Savadatti, D.K. Palit // Spectrosc. Lett. 1992. Vol. 25, № 1. P. 63–72.
3. Fletcher A.N., Bliss D.E., Kauffman J.M. Lasing and fluorescent characteristics of Nine. flashlamp-pumpable, coumarin dyes in ethanol and ethanol water // Opt. Commun. 1983. Vol. 47, № 1. P. 57–61.
4. Аристов А.В., Левин М.Б. Повышение эффективности генерации растворов кумарина 314 в присутствии люминесцирующих добавок // Опт. и спектро-

- скопия 1990. Т. 685, № 3 С 656-659
5. Спектрально-люминесцентные и генерационные характеристики новых кумаринов / А.И. Акимов, А.Н. Соловьев, В.И. Южаков, М.А. Кирпиченко // Квант. Электроника. 1992. Т. 19, № 11 С 1075-1077
  6. *Маслов В.В., Дзюбенко М.И., Никитченко В.М.* Влияние растворителя на спектральные и генерационные характеристики лазерных иминокумариновых красителей // Квант. Электроника. 1989. Т. 15, № 4 С 709-714.
  7. Эффективная генерация в зеленой области спектра на растворах красителей нового класса / М.И. Дзюбенко, В.В. Маслов, И.Г. Науменко, В.П. Пелипенко // Опт. и спектроскопия. 1980. Т. 49, № 4 С. 764-768.
  8. *Дзюбенко М.И., Водотыка Г.С., Никитченко В.М.* Исследование некоторых спектральных и энергетических характеристик генерации ряда производных кумарина // Опт. и спектроскопия. 1975. Т. 39, № 3. С. 554-557.
  9. Влияние строения молекул производных кумарина на спектрально-люминесцентные и генерационные свойства их растворов / В.А. Мостовников, А.Н. Рубинов, С.С. Ануфрик и др. // ЖПС. 1977. Т. 27, № 1. С 59-65.
  10. Исследование генерационных характеристик новых кумариновых красителей при ламповой накачке / С.А. Батише, В.А. Мостовников, В.М. Никитченко, В.В. Тарковский // Вестн АНБ. Сер. физ.-мат. 1996. № 1. С. 83-87.
  11. *Ануфрик С.С., Тарковский В.В., Никитченко В.М.* Новые лазерные среды на основе бифлуорофорных молекул кумарина // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С 675-681
  12. *Ануфрик С.С., Тарковский В.В., Никитченко В.М.* Генерационные характеристики гетерил-кумариновых красителей при микро- и наносекундном возбуждении // Лазерная физика и спектроскопия: Материалы IV Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии / Под ред. В.К. Кононенко. В 2 ч. Ч. 2. Гродно: ГрГУ 1999. С. 192-194
  13. *Тарковский В.В., Ануфрик С.С.* Изучение спектров эффективности генерации новых кумариновых красителей // Квантовая электроника. Материалы III Междунар. науч.-техн. конф. / Под ред. И.С. Манака. Мн.: БГУ. 2000. С. 74-79.

Т. Ш. Эфендиев, В. М. Катаркевич, А. Н. Рубинов, В. А. Запорожченко

### МАЛОГАБАРИТНЫЙ ПИКОСЕКУНДНЫЙ РОС-ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ АКТИВИРОВАННОГО КРАСИТЕЛЕМ ЖЕЛАТИНОВОГО ГЕЛЯ

Одним из самых важных направлений в оптике, спектроскопии и лазерной физике является изучение сверхбыстрых процессов в веществе с помощью лазерных источников ультракоротких световых импульсов (УКИ). Особенно широкие возможности для проведения исследований в этих направлениях возникли в связи с развитием техники генерации лазерных импульсов фемтосекундной длительности. Такие лазерные устройства, однако, все еще достаточно уникальны и дорогостоящи. В то же время для решения целого ряда задач кинетической спектроскопии нет необходимости в использовании таких импульсов, так как большое количество физических, химических и биологических процессов протекают в пикосекундном временном диапазоне. Поэтому весьма важной является задача создания простых и удобных в эксплуатации лазерных источников, которые могли бы служить основой для автоматизированных спектрометров высокого временного разрешения.

Среди разнообразных систем, способных генерировать одиночные УКИ света, особое место занимают лазеры на красителях с распределенной обратной связью (РОС), которые могут генерировать такие импульсы как при пикосекундном, так и при наносекундном возбуждении [1–7]. Следует также отметить простоту конструкции, надежность и удобство в эксплуатации таких лазеров. До настоящего времени на практике использовались главным образом лазеры с динамической РОС. Как известно, ширина спектра генерации таких лазеров существенно зависит от монохроматичности и расходимости излучения накачки. Это обстоятельство накладывает определенные ограничения на возможность получения узких спектральных линий ( $\Delta\lambda \approx 0.01$  нм) в излучении РОС-лазера. В этом отношении РОС-лазеры со стационарными объемными решетками предпочтительнее, так как спектральная ширина линии генерации таких лазеров не зависит от ширины спектра и расходимости излучения источника накачки. Следует отметить, что в литературе отсутствуют сообщения о реализации РОС-лазера со стационарной объемной решеткой, пригодного для практических применений. Волноводные РОС-лазеры на красителях в полимерных плен-

ках со стационарной периодической модуляцией параметров волновода не получили распространение из-за низкой выходной мощности излучения.

Нами предлагается РОС-лазер со стационарными объемными решетками на основе активированного красителем желатинового геля. Такая среда позволяет записывать стационарные объемные решетки с пространственным разрешением не менее 5500 лин/мм [6].

Способ приготовления активной среды РОС-лазера сводился к следующему. Желатин набухал в дистиллированной воде при комнатной температуре, затем раствор помещался в водяную баню ( $T \approx 50^\circ\text{C}$ ) и в него добавлялись краситель и небольшое количество этанола. Приготовленный раствор заливался в герметичную кювету и студенился при комнатной температуре. Готовый раствор представлял собой плотный гель, в котором записывалась стационарная объемная решетка. Следует отметить, что обычно для оптической записи голографических решеток используются сухие слои бихромированной желатины. Запись осуществляется излучением непрерывного лазера. В нашем случае бихромат аммония не используется, а запись решеток осуществляется излучением импульсного лазера.

Запись решеток осуществлялась двумя сходящимися пучками излучения второй гармоники АИГ: $\text{Nd}^{3+}$ -лазера при использовании оптической схемы, описанной в [7]. Спектральная ширина излучения второй гармоники составляла  $\Delta\lambda_{0,5} \approx 6 \cdot 10^{-3}$  нм, энергия импульса достигала  $\sim 60$  мДж, длительность  $\tau_{0,5} \approx 17$  нс, частота следования импульсов – до 50 Гц. Размеры входного окна кюветы с гелем составляли  $2 \times 1,2$  см (размеры кюветы с гелем  $2,8 \times 2 \times 1$  см), а размеры облучаемой зоны на поверхности геля –  $0,01 \times 1$  см. Использовался 10 %-ый водно-желатиновый раствор с концентрацией родамина 6Ж  $C \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$  моль/л и 10 %-ой добавкой этанола.

Возбуждение объема геля с записанной решеткой осуществлялось излучением второй гармоники пикосекундного АИГ: $\text{Nd}^{3+}$ -лазера с активной синхронизацией мод. Длительность одиночного импульса составляла  $\tau_{0,5} \approx 50$  пс, а его энергия  $E_n \approx 40$  мкДж. Лазер работал с частотой повторения импульсов  $f = 12,5$  Гц. Применение такого лазера в качестве источника накачки позволило получить в исследованном РОС-лазере хорошо воспроизводимую генерацию на длине волны  $\lambda_r = 574$  нм с длительностью импульсов  $\sim 50$  пс и частотой повторения 12,5 Гц. Пороговая энергия накачки составляла  $\sim 10$  мкДж.

Длина волны генерации РОС-лазера определяется периодом пространственной решетки  $d$  и показателя преломления геля  $n$ :  $\lambda_r = 2nd$ . В пределах рабочей поверхности геля могут быть записаны пространственные решетки различного периода в любой комбинации. Тем самым достигается возможность дискретной перестройки длины волны генерации с любым шагом (вплоть до 0,05 нм) в пределах контура усиления красителя по заранее заданной программе.

На рис. 1 приведена измеренная зависимость КПД генерации РОС-лазера от энергии накачки. Максимальное значение КПД составляет ~8 %, что соответствует мощности одиночного импульса генерации ~60 кВт. Реальный КПД генерации в 2 раза выше, так как здесь учтена энергия лишь одного из двух симметричных пучков излучения РОС-лазера, выходящих через торцевые окна кюветы в противоположных направлениях.

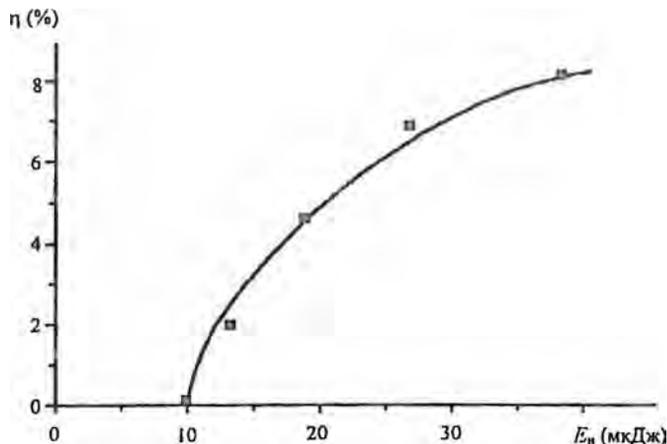


Рис. 1. Зависимость КПД генерации РОС-лазера от энергии накачки

Важным параметром лазера является ресурс работы. На рис. 2 приведена измеренная зависимость энергии генерации РОС-лазера от числа импульсов накачки при частоте повторения 12,5 Гц. При энергии импульса накачки  $E_n = 40$  мкДж после воздействия 135000 им-

нульсов (примерно 3 часа непрерывной работы) энергия генерации упала менее чем на 5 %.

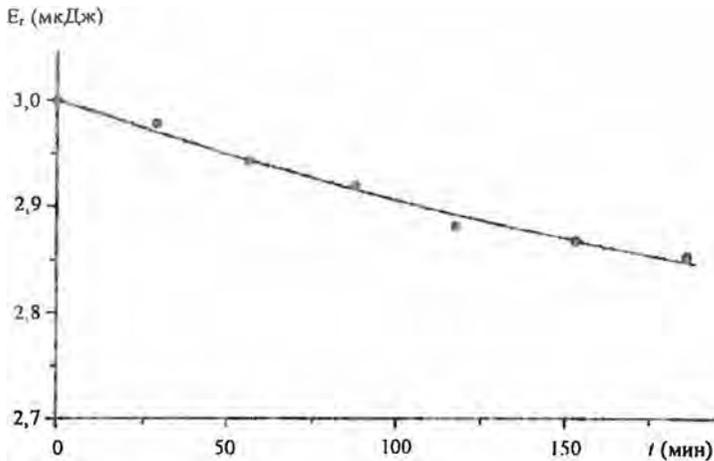


Рис. 2. Зависимость энергии генерации РОС-лазера от времени:

$$E_g = 40 \text{ мкДж}; f = 12,5 \text{ Гц}$$

В пределах рабочей поверхности возможна запись примерно 70 стационарных решеток. При поочередном использовании всех зон ресурса работы может составлять  $\sim 10^7$  импульсов при практически неизменной выходной энергии генерации.

Стационарные решетки, записанные в гелевом растворе красителя, достаточно долговечны и сохраняют свои свойства по крайней мере в течение нескольких недель: после месячного хранения кюветы с гелем при комнатной температуре на свету параметры генерации практически не ухудшались.

Весьма ценным свойством данной активной среды является значительно более низкая температурная чувствительность длины волны генерации по сравнению с традиционно используемыми жидкими растворами красителей, что обусловлено меньшим значением величины  $dn/dT$ . Так, температурная чувствительность длины волны генерации исследованного геля составляла  $d\lambda/dT \approx 0,05 \text{ нм/град}$ , что более чем в

3 раза меньше аналогичной характеристики традиционного РОС-лазера на этанольных растворах красителей.

Запись решеток в желатиновом теле является реверсивной. стирание решеток производится нагревом среды, после охлаждения до комнатной температуры в том же объеме геля могут записываться новые решетки, при этом качество записи не изменяется.

В отличие от твердотельных матриц, применение которых требует тщательной обработки рабочих поверхностей каждого из используемых образцов (что представляет собой определенные технологические сложности), в нашем случае достаточно использования одной кюветы, заполняемой гелем. Необходимо только один раз изготовить кювету с хорошим качеством поверхностей окон, которая может использоваться неограниченно долго.

#### Литература

1. Рубинов А.Н., Эфендиев Т.Ш. Лазеры на красителях с распределенной обратной связью // ЖПС. 1977. Т. 27, № 4. С. 634–646.
2. Bor Zx. Tunable picosecond pulse generation by an  $N_2$  laser pumped self Q-switched distributed feedback dye laser // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. QE-16, № 5. P. 517–524.
3. Szatmari S., Schafer F.P. Subpicosecond, widely-tunable distributed feedback dye laser // Appl. Phys. 1988. Vol. B46, № 4. P. 305–311.
4. Особенности пикосекундной генерации РОС-лазера на бинарной смеси красителей при наносекундном возбуждении / А.Н. Рубинов, Т.Ш. Эфендиев, В.М. Катаркевич, В.Ю. Курствак // Квантовая электроника. 1995. Т. 22, № 2. С. 129–133.
5. Ермилов Е.А., Гулис И.М. Генерация одиночных пикосекундных импульсов в лазере с распределенной обратной связью на бинарной смеси красителей при наносекундном возбуждении // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 10. С. 857–860.
6. Efendiev T.Sh., Katarkevich V.M., Rubinov A.N. Optical recording of phase holographic gratings in a jelly-like dye-doped gelatin // CLEO/Europe-EQEC'2000: Int. Conf.: Abstracts. Nice (France), 2000. P. K79.
7. Катаркевич В.М., Эфендиев Т.Ш., Рубинов А.Н. Пикосекундный лазер на красителях с распределенной обратной связью // ПТЭ. 1994. № 1. С. 170–177.

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОЙ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РОС-ЛАЗЕРОМ НА КРАСИТЕЛЯХ

РОС-лазеры на красителях являются перспективными генераторами ультракоротких импульсов излучения, использующими источники возбуждения наносекундной длительности [1]. Ввиду отличного от единицы квантового выхода люминесценции и наличия стоковых потерь определенная часть энергии импульса накачки переходит в тепло, и таким образом в активной среде РОС - лазера формируется помимо периодической структуры инверсии населенности ещё и периодическая тепловая фазовая решетка (ТФР). Наличие ТФР в активной среде может повлиять на процесс развития генерации и привести к изменению генерационных характеристик ультракоротких импульсов (УКИ). В связи с этим исследование влияния ТФР на генерацию УКИ РОС-лазером и их параметры является актуальной задачей.

Указанные исследования выполнялись в работе посредством расчёта кинетики генерации РОС - лазера методом скоростных уравнений [2].

Возбуждение раствора красителя двумя сходящимися когерентными световыми пучками формирует в активной среде пространственно-периодическую решетку. Скорость возбуждения  $I_u(t)$  задавалась в виде гауссова импульса.

Изменение населенности  $n(t)$  определяется уравнением:

$$\frac{dn(t)}{dt} = I_u(t)\sigma_{11}(N - n(t)) - \frac{\sigma_{12}c}{n_2} n(t)q(t) - \frac{nk(t)}{\tau}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{11}$  – сечение поглощения излучения накачки,  $\sigma_{12}$  – сечение вынужденного излучения,  $c$  – скорость света,  $n_2$  – показатель преломления раствора красителя;  $q(t)$  – плотность числа фотонов;  $\tau$  – время жизни возбужденного состояния молекул красителя.

Изменение плотности фотонов генерируемого РОС - лазером излучения  $q(t)$  можно записать следующим образом:

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{(\sigma_{12} - \sigma_{21})c}{n_2} n(t)q(t) - \frac{q(t)}{\tau_f(t)} - \frac{O}{\tau} n(t), \quad (2)$$

где  $\sigma_{21}$  – сечение поглощения молекул красителя на длине волны генерации;  $\tau_f$  – эквивалентное время жизни фотона в резонаторе;  $O$  – коэффициент, учитывающий фотоны спонтанного излучения

Периодическая пространственная структура инверсии населенности и ТФР обеспечивают необходимую для развития генерации положительную обратную связь, которую можно оценить, проанализировав их вклады в величину времени жизни фотона в резонаторе  $\tau_{\phi}$  [3]:

$$\tau_{\phi} = \tau_r + \tau_a \quad (3)$$

Величины  $\tau_r$  и  $\tau_a$  описывают время жизни фотона в резонаторе, обусловленное наличием ТФР и решетки инверсии населенности, соответственно:

$$\tau_r = \frac{n_p L^3}{2 c \lambda_r} \Delta n^2, \quad \tau_a = \frac{n_r l^2}{8 c \pi^2} \Delta \alpha^2 \quad (4)$$

Здесь  $\Delta n$  – изменение показателя преломления,  $L$  – длина периодической структуры,  $\lambda_r$  – длина волны генерируемого излучения,  $\Delta \alpha$  – амплитуда изменения усиления, обусловленного периодической пространственной структурой инверсии населенности.

Для определения  $\Delta n$ , вызванного иницированием в среде ТФР, воспользуемся соотношением [3]:

$$\Delta n = A_T \frac{E(t)}{I} \left( 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_r} \right) \right), \quad (5)$$

где  $A_T = \left( \frac{dn}{dT} \right) \frac{2 \tau_p}{C \rho V_r} \left( 1 - f \frac{\lambda_p}{\lambda_r} \right)$ ,  $f$  – квантовый выход люминесценции,  $V_r$  – генерирующий объем красителя,  $\tau_p$  – время релаксации ТФР,  $C$  – теплоёмкость,  $\rho$  – плотность.

При выполнении численных исследований влияния ТФР на генерационные характеристики УКИ использовались параметры красителя родамин 6Ж: длина волны генерации – 570 нм, сечение усиления красителя –  $1,4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , сечение поглощения красителя –  $2,4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ , показатель преломления раствора – 1,36, время жизни возбужденного состояния красителя – 5,9 нс, длина РОС-структуры – 1 см. Концентрация раствора родамина 6Ж варьировалась в пределах от  $C = 5 \cdot 10^{-4}$  до  $10^{-4}$  моль/л. Длительность импульсов накачки была выбрана равной 14 нс.

Рассчитано временное поведение плотности фотонов генерации  $q$  и населенности верхнего лазерного уровня  $n$  при изменении плотности мощности накачки  $\gamma$ , нормированной на величину порога, т. е.  $\gamma = I_{\text{н}}/I_{\text{пор}}$  (степень превышения порога).

Величины  $\tau_n$  и  $\tau_a$  изменяются в процессе генерации существенно различно. Величина  $\tau_n$  при наносекундной длительности возбуждения испытывает релаксационные колебания [4], а величина  $\tau_a$  за время действия накачки постоянно нарастает (рис. 1)

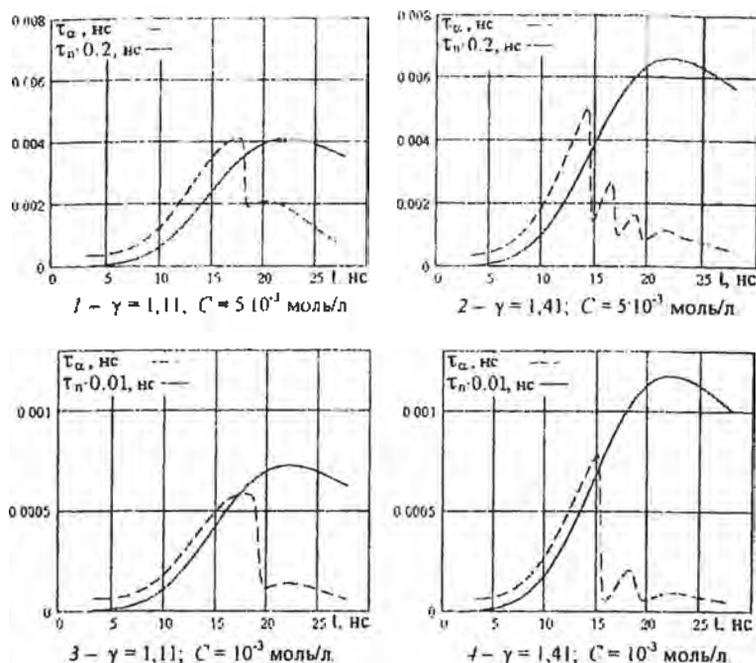


Рис. 1. Временные зависимости времени жизни фотона в резонаторе, соответствующего периодической структуре инверсии населённости -  $\tau_n$  и тепловой периодической структуре -  $\tau_a$  при величине превышения порога накачки  $\gamma = 1,11$  - 1 и 3 и при  $\gamma = 1,41$  - 2 и 4 для концентрации молекул красителя  $C = 5 \cdot 10^{-3}$  моль/л - 1 и 2 и при  $C = 10^{-3}$  моль/л - 3 и 4

$\tau_n \sim (\gamma E_{пор})^2$ , где  $E_{пор}$  - пороговая энергия накачки. Из рис. 1. видно, что при высокой концентрации красителя ( $5 \cdot 10^{-3}$  моль/л), величина  $\tau_n$  почти пятикратно превышает  $\tau_a$  к моменту возникновения генерации. При малой же концентрации красителя в растворе величина  $\tau_n$  превосходит  $\tau_a$  более чем в 100 раз. Каждое резкое падение  $\tau_n$  соответствует

генерации УКИ, хотя при этом  $\tau_n$  достаточно велико. Генерация УКИ обусловлена соответствующим резким падением инверсии населённости, т.е. самомодуляцией усиления, а не добротности, поскольку  $\tau_n$  на генерацию УКИ не реагирует. Утверждение о том, что генерация УКИ обусловлена самомодуляцией добротности [4] справедливо в том случае, если  $\tau_n \ll \tau_{in}$ . Но поскольку ТФР в активной среде РОС-лазера присутствует практически всегда, то механизм генерации УКИ состоит в самомодуляции усиления развивающимся в активной среде излучением.

Результаты численных исследований позволили определить изменение длительности и мощности одиночных УКИ с учетом ТФР по отношению к случаю отсутствия ТФР (рис. 2 и 3), в зависимости от уровня возбуждения  $\gamma$ , соответственно.

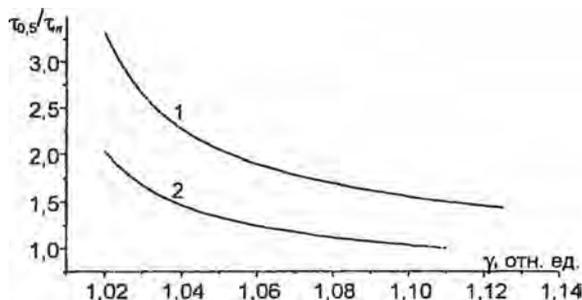


Рис. 2. Зависимость длительности одиночного УКИ  $\tau_{0,s}/\tau_n$ , генерируемого РОС-лазером, от превышения порога накачки  $\gamma$  с учетом ТФР — 1 и без учета ТФР — 2

С ростом уровня накачки длительность одиночного УКИ сокращается как при наличии ТФР, так и без нее. При наличии ТФР длительность одиночного УКИ в 1,5 раза больше (при  $\gamma = 1,11$ ), чем в случае её отсутствия. Уменьшение  $\gamma$  приводит к еще большему различию длительностей — в 1,65 раза (при  $\gamma = 1,02$ ). Длительность  $\tau_n$  при  $\gamma = 1,11$  и указанных параметрах красителя составляла 180 пс.

Мощность одиночных УКИ при наличии ТФР заметно увеличивается по сравнению со случаем её отсутствия (рис. 3) и это увеличение наибольшее при максимальном  $\gamma = 1,12$  и составляет 1,9 раза. Наличие заметно большей величины положительной обратной связи уве-

личивает эффект на ось энергии излучения активной среды и тем самым увеличивает мощность импульсов.

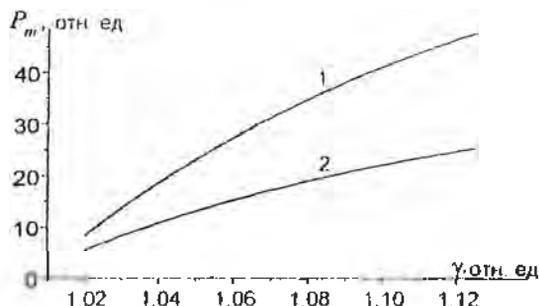


Рис. 3. Зависимость мощности одиночного УКИ  $P_m$ , генерируемого РОС-лазером, от превышения порога накачки  $y$  с учетом ТФР - 1 и без учета ТФР - 2

Стремясь уменьшить влияние ТФР на длительность УКИ и тем самым получить более короткие импульсы, следует выбирать условия работы РОС-лазера с меньшей пороговой энергией возбуждения.

#### Литература

1. Генерация пикосекундных импульсов в голографическом РОС-лазере на красителях при наносекундном возбуждении / В.Ю. Курстак, А.Н. Рубинов, С.А. Рыжечкин, Т.Ш. Эфендиев // ЖПС. 1990. Т.52, №2. С. 202-206.
2. Ultrashort pulse generation by distributed feedback dye lasers / Temporal characteristics / Zs. Bor, A. Muller, B. Racz, F.P. Schafer // Appl. Phys. 1982. Vol. B27, № 1. P. 9-14.
3. Generation of picosecond impulses by dye laser with distributed feedback / S.S. Anufrik, V.Yu. Kurstak, A.N. Rubinov, T.Sh. Efendiev // High performance optical spectrometry. Proc. of the Int. Conf. Washington 1993. SPIE Vol. 1711. P. 215-224.
4. Bor Zs. Tunable picosecond pulse generation by an  $N_2$  laser pumped self Q-switched distributed-feedback dye laser // IEEE J. Quant. Electron. 1980. Vol. QE-16, № 5. P. 517-524.

## О ГРУППОВОЙ ОСНОВЕ КВАНТОВОЙ КРИСТАЛЛООПТИКИ

В феноменологической электродинамике сплошных сред уравнения Максвелла дополняются уравнениями связи векторов электрической и магнитной индукции  $\vec{D}$  и  $\vec{B}$  и напряженностей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . Эти уравнения в общем случае выражаются следующим образом

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \gamma \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} + \gamma^* \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $\gamma$  - тензоры относительных электрических и магнитных проницаемостей и магнитоэлектрических восприимчивостей и  $\gamma^*$  - эрмитово сопряженный тензор, который является вещественным транспонированным в негиротропных магнитоэлектриках. Тензоры  $\epsilon$  и  $\mu$  в собственно гиротропных кристаллах комплексные эрмитовы.

Введем квадратные корни тензоров непроницаемостей  $A = \epsilon^{-1/2}$  и  $B = \mu^{-1/2}$ , собственными значениями которых определяются обратные главные показатели преломления среды. Тогда роторные уравнения Максвелла, которыми описывается изменение электромагнитного поля в среде, представляются в следующей симметризованной форме [1, 2]:

$$\partial \vec{H}' + U' \vec{E}' = 0, \quad \partial \vec{E}' + U \vec{H}' = \vec{J}', \quad (2)$$

где  $\partial = \partial/\partial t$  - производная по времени и вместо векторов электрической и магнитной напряженности и электрического тока проводимости  $\vec{J}$  введены электрический и магнитный векторы  $\vec{E}' = A^{-1} \vec{E}$ ,  $\vec{H}' = B^{-1} \vec{H}$  и вектор  $\vec{J}' = -A \vec{J}$ , а также линейные дифференциальные (инфинитезимальные) операторы  $U' = B(\partial \gamma^* + \vec{\nabla}^*) A$  и  $U = A(\partial \gamma - \vec{\nabla}^*) B$ , в которых  $\vec{\nabla} = \partial/\partial \vec{r}$  - пространственные производные,  $\vec{\nabla}^* = \nabla_j \delta_{jk}$  и  $\delta_{jk}$  - символы Леви-Чивита. При  $\vec{J} = 0$  исключение одного из векторов преобразует (2) в систему однородных волновых уравнений  $\partial^2 = U U' = U' U$ .

Для монохроматических плоских волн дифференциальные уравнения сводятся к алгебраическим, которые формально получаются заменой производных соответственно круговой частотой и волновым вектором:  $\partial \Rightarrow i\omega$  и  $\vec{\nabla} \Rightarrow i\vec{k}$ . Тогда векторы и операторы преобразуются в их фурье-образы, которые представляются векторными амплитудами волн и спектральными матрицами или тензорами: линейными тензорами  $U' = B(\omega \gamma^* + \vec{k}^*) A$  и  $U = A(\omega \gamma - \vec{k}^*) B$  и волновым тензором

$U'U = UU' = \omega^2 I$  После введения соотношением  $\vec{m} = k/\omega = n\vec{n}$  вектора показателей преломления последнее выражение для волнового оператора сводится к соотношению ортогональности или унитарности в гиротропных кристаллах. Следовательно, в обоих случаях параметры волн в кристаллах определяются одним ортогональным или унитарным тензором  $U/\omega$ , линейно зависящим от направления нормали.

Если кристалл не является естественно гиротропным или магнитоэлектриком, то  $\gamma = 0$  и линейный оператор является тензорным оператором  $U = -A\nabla^* B = -C\nabla$ , который представляет собой свертку векторного оператора  $\nabla$  с тензором оптических (структурных) постоянных 3-го ранга:  $C = -A^*B = B^{**}A^* = -C^t$ , образованным тензорами корней непроницаемостей. В общем случае из-за антисимметричности оператора  $\nabla^*$  тензорный оператор антиэрмитов, бесследный и планальный:  $SpU = 0$  и  $DetU = 0$ . После умножения на  $i$  этот оператор становится эрмитовым и в общем случае, как инфинитезимальный унитарного унимодлярного оператора второго ранга [3], имеет девять компонент, из которых только восемь линейно независимы и разделяются на положительные и отрицательные, и представляется в виде:  $iU = (C_+ + iC_-)\nabla$ , где  $C_{\pm} = (C \pm C^t)/2$  - симметричная вещественная и антисимметричная мнимая составляющие. Этот эрмитов тензорный оператор дуален комплексному 4-векторному и, в частности, векторному оператору  $\vec{U}$  и выражается в виде  $U = \vec{U}^*$ .

В случае негиротропного магнитного диэлектрика (магнетика) тензор  $C$  вещественный и  $U$  - ортогональный оператор, аналогичный оператору полного момента импульса. Его антисимметричная (орбитальная) составляющая образуется из средних величин соответствующих недиагональных компонент и дуальна вещественной составляющей комплексного векторного оператора. Симметричная же (спиновая) составляющая образуется из полуразностей, представляет мнимой составляющей, характеризует анизотропию дупреломления среды и может содержать четвертую диагональную компоненту, которая исчезает в так называемом базисе Картана. В диэлектриках картановским является собственный базис тензора  $\epsilon$ , а в магнетиках кристаллофизический базис ромбической и более симметричных систем.

Отнесенный к показателю преломления тензор оказывается тензором скорости, а фурье-образ комплексного векторного оператора - вектором лучевой (групповой) скорости  $U/k = -A\vec{n}^* B = -(\vec{u}_+ + i\vec{u}_-)^*$ , где  $\vec{u}_{\pm}$  - векторы средней лучевой скорости изонормальных волн и по-

луразности их скоростей. Поскольку удовлетворяется соотношение  $[\vec{u}\vec{u}^*] = 0$  комплексный вектор скорости является линейным, то есть вещественным. Инвариант тензора скорости является следом квадрата тензора и равен удвоенному квадрату вектора скорости:  $\vec{u}^2 = Sp(U^2)/2$ . Нормированным вектором скорости представляется двухполостная лучевая или волновая поверхность:  $\vec{u}^2 = 1$ . Крайние точки поверхности соответствуют оптическим осям и определяются равенством  $\vec{u}_\perp = 0$ . Фазовые скорости являются проекциями на волновую нормаль:  $v = \vec{u}\vec{n}$ . Векторы поляризации волны определяются вещественными составляющими вектора  $\vec{u}_\pm = (u_{\pm 1}\vec{e}_1 \pm iu_{\pm 2}\vec{e}_2)/\sqrt{2}$ .

Целесообразно представить тензоры корней непроницаемостей в собственных базисах  $\vec{e}_i$  и  $\vec{h}_i$  и ввести посредством соотношений

$$A = A_i\vec{e}_i, \quad \vec{e}_i = \vec{A} \cdot \vec{e}_i = |A| \vec{a} \cdot \vec{e}_i = |A| a_i, \\ B = B_i\vec{h}_i, \quad \vec{h}_i = \vec{B} \cdot \vec{h}_i = |B| \vec{b} \cdot \vec{h}_i = |B| b_i,$$

где точка означает диадное умножение, а  $|A| = Sp[(\epsilon^{-1})]^{1/2}$  и  $|B| = Sp[(\mu^{-1})]^{1/2}$  - корни инвариантов, векторы корней главных непроницаемостей  $\vec{A}$  и  $\vec{B}$ , их орты  $\vec{a}$  и  $\vec{b}$ , а также нормированные тензоры  $a$  и  $b$ . Тогда ортогональный тензор выражается следующим образом:

$$U_{\omega} = |C| a \vec{n}^* b = |C| n(\vec{a}_i \vec{n}^* \vec{b}_k) \vec{e}_i \cdot \vec{h}_k = |C| n q = |C| n q_{\pm}, \quad (3)$$

где  $|C| = |A||B|$  - скалярный коэффициент. Введем также представленный в виде смешенного произведения единичных векторов тензор оптической анизотропии  $q = a \vec{n}^* b = \vec{a} \vec{n}^* \vec{b}$  и его симметричная и антисимметричная составляющие  $q_{\pm k} = (\vec{a}_i \vec{n}^* \vec{b}_k)_{\pm} = \{(\vec{a}_i \vec{n}^* \vec{b}_k) \pm (\vec{b}_i \vec{n}^* \vec{a}_k)\}/2$ .

Рассмотрим теперь квантовые свойства излучения в магнетиках, гиротропных кристаллах и магнитоэлектриках на основе его представления векторным дифференциальным оператором моментного типа. Компоненты оператора  $\vec{U}$  удовлетворяют коммутационным соотношениям:  $[\vec{U}_i, \vec{U}_k] = \delta_{ijk} U_j$ ,  $\vec{U}_k = \vec{U}_j$  и коммутируют с инвариантом  $\vec{U}^2$ . Из-за коммутационных соотношений в кристалле могут быть определены одновременно как собственные значения только одна компонента векторного оператора и его квадрат и, следовательно, как фурье-компоненты оператора: фазовая скорость, величина лучевой скорости волны и представляющие их оптические поверхности.

Собственные функции и значения оператора определяются в результате введения компонент  $\vec{U}^{\pm} = (\vec{U}_1 \pm i\vec{U}_2)/\sqrt{2}$ , которые удовлетворяют коммутационным соотношениям:  $[\vec{U}_3, U^{\pm}] = \vec{U}^{\pm}$ ,

$[\hat{U}_j \hat{U}^{\pm}] = -\hat{U}^{\pm}$ ,  $[\hat{U}^{\pm} \hat{U}^{\pm}] = \hat{U}_j$ , и представления векторного оператора и его инварианта следующим образом.  $\hat{U} = \hat{U}_j + \hat{U}^{\pm} \pm \hat{U}^{\mp}$  и  $\hat{U}^2 = \hat{U}_j^2 + \hat{U}^{\pm} \hat{U}^{\pm} + \hat{U}^{\mp} \hat{U}^{\mp}$ . Тогда решение представляется (через собственные значения) в виде

$$\hat{U}^2 Y_{jm} = j(j+1) Y_{jm}, \quad \hat{U}_j Y_{jm} = m Y_{jm}, \quad \hat{U}^{\pm 2} Y_{jm} = [j(j+1) - m(m \pm 1)] Y_{jm}, \quad (4)$$

где  $j \geq 0$  целое (или полуцелое) число,  $m = -j, -j+1, \dots, j$  и  $Y_{jm}$  — сферические функции, представляющие пучки волн, в качестве собственных функций. Отсюда вытекает, что скорости и их оптические поверхности, как квантовые величины, могут иметь дискретный спектр.

На основании коммутационных соотношений также легко получается решение этой задачи на собственные значения в другой более известной и чаще используемой форме замещением базисных ортов  $\hat{i}$  матрицами Паули  $\sigma_i$ . Эти матрицы удовлетворяют коммутационным соотношениям  $\sigma_i \sigma_j = \delta_{ijk} \sigma_k$  и вместе с единичной матрицей  $\sigma_0 = I$  (и с матрицами  $\sigma_{\pm} = \sigma_1 \pm \sigma_2$ ) образуют базис, в котором не только вектор, но и 4-вектор (кватернион) выражается в виде двумерной матрицы (биспинора) (так обычно представляется поляризационная матрица, а также матрицы когерентности и плотности). Тогда для векторного оператора в магнетиках непосредственно получаем:  $\hat{U} = \hat{U}_j \sigma_j$ . Компоненты этого оператора имеют прежний смысл и легко связываются с параметрами Стокса, квантовыми числовыми операторами и операторами рождения и уничтожения, а собственные значения и инвариант выражаются в виде (4). Тензор анизотропии при использовании углов Эйлера выражается следующим образом [2]:  $q = \exp -i(\delta/2) \bar{n} \sigma = \exp -i(\varphi + \psi)/2 \sigma_3 \exp -i\theta/2 \sigma_2 \exp -i(\varphi - \psi)/2 \sigma_3$ , где  $\psi = \text{arctg } u_2/u_1$ .

В собственно гиротропных магнетиках тензор  $\hat{U}$  становится эрмитовым: в (3) изменяется выражение скаляра, орты оказываются комплексными и, следовательно, число вещественных параметров тензора удваивается. В результате индуцирования дополнительного спинового момента и вращения со сдвигом  $[\hat{u} \hat{u}^{\dagger}] \neq 0$  комплексный вектор скорости оказывается не линейным, а эллиптическим или круговым вектором и волны эллиптически или циркулярно поляризованными. Собственные векторы эрмитова тензора принадлежат унитарному (гильбертову) пространству, и дополнительная составляющая вектора скорости не исчезает в направлениях оптических осей.

В естественно гиротропных кристаллах  $\hat{u} = \hat{u}^*$  из-за присоединения мнимого оператора  $\partial \hat{u}^*$  оператор  $\hat{V}^* + i\partial \hat{u}^* = \hat{V}^*$  становится

комплексным. Ортогональный тензор в выражении (3) также оказывается эрмитовым, а векторный тензор скорости  $\vec{v}$  - комплексным нелинейным. Однако теперь дополнительный спиновый момент из-за естественной гиротропии и соответствующая мнимая составляющая постоянны, не зависят от направленности вектора волновой нормали  $\vec{n}$ , которая для встречных волн изменяет знак. В результате в естественно гиротропных кристаллах (в отличие от собственно гиротропных) право- и лево-поляризованные встречные волны имеют разные скорости.

В естественно гиротропных магнитоэлектриках  $\vec{\gamma}$  эрмитов тензор с  $\text{Re } \gamma \neq 0$  и комплексно сопряженные системы 3-х уравнений в (2), которые выше были сведены к системам 2-х уравнений, оказываются связанными постоянным слагаемым. Двухкомпонентные электрический и магнитный векторы (спиноры) объединяются в один 4-х компонентный вектор (биспинор или кватернион). В результате система (2) становится подобной уравнениям Дирака в стандартном представлении. Появление 4-х векторов при распространении излучения в кристалле может быть объяснено индуцированием, наряду со спином, сохраняющегося тока смещения и заряда.

В негиротропных магнитоэлектриках  $\vec{\gamma}^* = 0$ , унитарный тензор оказывается ортогональным т. е. имеет место явление невзаимности. В общем случае эрмитовы и тензоры непроницаемости и магнитоэлектрики, как и магнетики, могут обладать естественной и собственной гиротропией. В последнем случае  $\text{Re } \gamma = 0$ , но скорости и векторы поляризации встречных волн оказываются разными и также имеет место явление невзаимности.

В более объемной статье будет показано, что вытекающая из уравнений Максвелла система 4-х волновых уравнений для потенциалов в анизотропной среде также представляется системой уравнений первого порядка, которая сводится к (2) кулоновской (нерелятивистской) калибровкой потенциалов. Здесь принято наиболее простое и естественное изложение, основанное на [1,2] и не требующее для восприятия особой подготовки.

Выполнение исследований частично поддержано МНТЦ (проект В-479-00).

#### Литература

1. *Khatkevich A.G., Khatkevich L. A* New approach in crystal optics Proc SPIE.2001 Vol. 4358 P. 191-195
2. *Хаткевич А.Г., Хаткевич Л. А* Групповое представление волн в гиротропных кристаллах // ЖПС. 2002 Т. 69, № 1 С. 97-103
3. *Федоров Ф.И.* Группа Лоренца М. Наука. 1979. 386 с.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ СВОЙСТВ ГАМИЛЬТониАНА МНОГОЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ

Одним из важных фундаментальных направлений в физике квантоворазмерных структур является изучение спектров излучения квантоворазмерных гетеропереходов. Высокие достижения в изготовлении современных материалов (низкий уровень примесей, высокая однородность вещества) облегчили анализ спектров. Детальные исследования показали, что спектр излучения квантоворазмерных структур не описывается в рамках обычного подхода, использующего лоренцев форм-фактор для однородного уширения спектральных линий [1,2]. Особенно сильные расхождения с теорией заметны в длинноволновой области спектра. Для более детального описания явлений, происходящих в материале, необходимо привлечение теорий немарковских процессов или многочастичных эффектов. Последний подход реализован в [3]. При этом рассмотрение большого количества частиц столкнуло с проблемой значительных вычислительных затрат. Однако при решении задачи в [3] не принималась во внимание симметричность системы. Учет симметрии позволяет не только значительно уменьшить вычислительные затраты, но и исследовать ряд свойств, определяемых симметричностью. В данной статье описан метод, позволяющий сократить затраты на вычисления для систем с гамильтонианом, обладающим симметрией квадрата.

Для решения многочастичного стационарного уравнения Шредингера  $\hat{H}\Psi = E\Psi$  в [3] осуществлен переход в некоторый функциональный базис  $\varphi_i$ . При этом гамильтониан представляется в виде квадратной матрицы:

$$H_{ij} = \int \varphi_i^* \hat{H} \varphi_j dr. \quad (1)$$

Для нахождения собственных энергий и собственных функций в этом случае необходимо решить линейную задачу нахождения собственных значений и векторов матрицы. При этом собственные энергии совпадают с собственными значениями, а волновые функции представляются в виде разложения по базисным функциям

$$\Psi_i = \sum_j a_{ij} \varphi_j, \quad (2)$$

где  $a_{ij}$  - координаты  $i$ -го собственного вектора матрицы

Базисные функции выбраны таким образом, что элементы матрицы можно посчитать аналитически. По этой причине машинное время на расчет самой матрицы является малым, а основная часть вычислений приходится на вычисление собственных значений и векторов матрицы.

Рассматриваемая система обладает симметрией квадрата. Это позволяет разбить матрицу гамильтониана на части меньшего размера, каждую из которых можно решать независимо от других. Рассмотрим метод приведения матрицы гамильтониана, обладающего симметрией квадрата, к блочно-диагональному виду.

Группа симметрии квадрата включает в себя 8 различных операций [4]: повороты относительно точки начала координат на  $0^\circ$  ( $E$ ),  $90^\circ$  ( $C^1/4$ ),  $180^\circ$  ( $C$ ),  $270^\circ$  ( $C^3/4$ ), отражения относительно осей координат ( $S_x$  и  $S_y$ ) и диагоналей ( $D_1$  и  $D_2$ ). Каждое из этих преобразований переводит квадрат сам в себя (рис. 1), а для того, что бы увидеть изменения, на одну из сторон квадрата нанесена метка в виде кружка

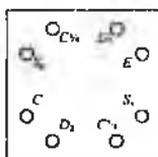


Рис. 1. Симметрии квадрата. Каждая операция симметрии представлена кружком, который первоначально занимает положение  $E$

Выберем одну из базисных функции  $\varphi$ . После действия на нее операциями симметрии в общем случае получим восемь различных функций, которые также являются базисными. Из полученного набора можно составить такие линейно независимые комбинации  $f$ , которые под действием произвольной операции симметрии  $R$  либо останутся неизменными, либо поменяют знак:

$$R(f) = \begin{cases} f \\ -f \end{cases} \quad (3)$$

Для построения базисных функций, удовлетворяющих (3), воспользуемся результатами теории групп. Группа симметрии квадрата имеет пять неприводимых неэквивалентных представления четыре одномерных и одно двумерное (табл. 1).

Таблица 1

Неприводимые ортогональные представления группы симметрии квадрата

	$E$	$C$	$C^2$	$C^3$	$S_4$	$S_2$	$D_2$	$D_2$
$\Lambda_1$	1	1	1	1	1	1	1	1
$\Lambda_2$	1	1	1	-1	-1	-1	1	1
$\Lambda_3$	1	1	-1	-1	1	1	-1	-1
$\Lambda_4$	1	1	1	1	1	1	1	-1
$\Lambda_5$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$

В соответствии с данной таблицей построение будем проводить следующим образом. Для одномерных представлений возьмем сумму функций, полученных из начальной действием операциями симметрии с коэффициентами, соответствующими примененным операциям. *Пример:*

$$\Psi_{\Lambda_5} = E(f) + C(f) - C^2(f) - C^3(f) - S_4(f) - S_2(f) + D_1(f) + D_2(f).$$

При этом получим четыре линейно независимые функции. Двухмерное представление позволяет получить еще четыре линейно независимые функции. В этом случае для построения функции необходимо действовать точно таким же образом, однако уже нельзя построить одну функцию, удовлетворяющую (3). Для построения базиса выбираются две пары функций. Функции в паре можно рассматривать как компоненты  $X$  и  $Y$  некоего функционального вектора. Под действием операции симметрии одна компонента может переходить в другую и наоборот либо менять знак на противоположный.

Поясним графически построение нового базиса. Каждой функции начального базиса поставим в соответствие вектор на плоскости. Выберем какую либо функцию под диагональю в первой четверти и подействуем на нее всевозможными операциями симметрии. В результате получим "букет" векторов, изображенный на рис. 2 а. Функции нового базиса представим в виде таких "букетов". Входящие в них функции старого базиса со знаком "-" обозначим векторами, направленными к центру, а со знаком "+" - от центра (рис. 2). Из рисунка видно, что действие любой операции симметрии либо ничего не меняет либо приводит к изменению знака на противоположный для одномерных представлений и может вызывать переход одной компоненты в другую в двухмерном.

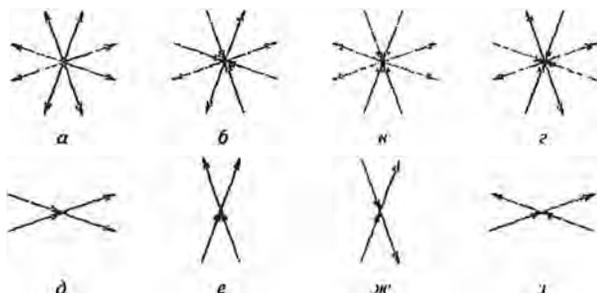


Рис. 2. Новые базисные функции, соответствующие различным представлениям. а  $\Lambda_1$ , б  $\Lambda_2$ , в  $\Lambda_3$ , г  $\Lambda_4$ , д  $\Lambda_{3x1}$ , е  $\Lambda_{3y1}$ , ж  $\Lambda_{3x2}$ , з  $\Lambda_{3y2}$

Покажем, что в новом базисе функции, принадлежащие различным представлениям, не смешиваются. Рассмотрим элемент матрицы, содержащий такие функции:

$$\begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (4)$$

Подействуем на него каким либо оператором симметрии. Всегда можно найти такой оператор симметрии, что одна из базисных функций не изменится, а вторая поменяет знак. Поэтому матричный элемент поменяет знак на противоположный. Из неизменяемости гамильтониана под действием операций симметрии следует, что такое возможно только при  $H_{\psi} = -H_{\psi} = 0$ . Если теперь перенумеровать функции так чтобы функции, принадлежащие одному и тому же представлению шли подряд, то матрица оператора Гамильтона примет блочно-диагональный вид.

Утверждение о том, что всегда можно найти преобразование симметрии, при котором функции будут менять знак не одновременно, верно с оговорками. Функции принадлежащие двумерному представлению и соответствующие одинаковым компонентам (только  $X$  или только  $Y$ ), меняют знаки под действием операций симметрии одинаковым образом. Следовательно, нельзя ничего утверждать об их смешиваемости. При этом, однако, функции, соответствующие различным компонентам, не смешиваются.

Важным аспектом является необходимость перенормировки новых базисных функций. Так как новые функции состоят из комбинации нескольких старых, необходимо умножить их на коэффициент, зависящий от количества старых функций.

Таким образом, алгоритм приведения матрицы гамильтониана к блочно-диагональному виду выглядит следующим образом.

1. Цикл по всем представлениям

1.1. Для каждой функции выполнить

1.1.1. построение различных функций из начальной действием на нее оператором симметрии;

1.1.2. нахождение коэффициентов соответствующих текущей функции и текущему представлению;

1.1.3. нормировка коэффициентов;

1.1.4. построение новой базисной функции с использованием полученных функций и коэффициентов.

1.2. Рассчитать блок матрицы гамильтониана, соответствующий данному представлению, используя полученные базисные функции.

1.3. Посчитать собственные значения и собственные векторы для данного блока матрицы.

1.4. Записать решение (собственные векторы) в старом базисе.

Приведение матрицы гамильтониана к блочно-диагональному виду позволяет увеличить количество анализируемых базисных функций приблизительно в четыре раза. В этом случае размер максимального блока для базиса в  $4N$  функций станет равным размеру матрицы для базиса в  $N$  функций. Одновременно использование симметричных свойств гамильтониана позволяет исследовать новые свойства системы, такие как принадлежность отдельных собственных волновых функций к определенным представлениям, распределение собственных энергий по различным представлениям и другие.

#### Литература

1. *Елисеев П.Г., Акимова И.В.* Излучение квантово-размерных структур InGaAs. I. Спектры спонтанного излучения // ФТП 1998. Т. 32, № 4 С. 472–477.
2. *Елисеев П.Г., Акимова И.В.* Излучение квантово-размерных структур InGaAs. II. Форм-фактор однородного уширения // ФТП 1998. Т. 32, № 4 С. 477–483.
3. *Афоненко А.А., Писарчик С.П.* Численное моделирование многоэлектронных состояний в квантовых ямах // Лазерная и оптикоэлектронная техника. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2001. С. 44–54.
4. *Харрисон У.* Теория твердого тела. М. Мир 1972. 616 с.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЫ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ В СИСТЕМЕ ZnCdSe-ZnSeS

### 1. Введение

Полупроводниковые лазеры на основе широкозонных соединений типа  $A^{II}B^{VI}$  с оптической накачкой и возбуждением пучком быстрых электронов известны давно. Используя методы молекулярно-лучевой эпитаксии и химического осаждения из металлоорганических соединений, удалось создать инжекционные лазеры, излучающие в синезеленом диапазоне [1]. Для изготовления лазеров, излучающих в этом диапазоне, используются также нитриды металлов III группы, которые наиболее эффективны в синей области. Однако продвижение лазеров на нитридах в синезеленую область спектра столкнулось с фундаментальной проблемой получения качественных гетероструктур GaInN-AlGaN с высоким содержанием In в квантовых ямах [2]. Данная проблема представляется даже более сложной, чем деградация лазерных диодов на соединениях  $A^{II}B^{VI}$ . В зеленой же области излучения по-прежнему лучшими характеристиками обладают лазерные диоды на широкозонных халькогенидах [3].

Первые лазерные диоды, излучающие на длине волны 490 нм, держали квантовую яму шириной 10 нм на ZnCdSe, а эмиттерами служили гетеропереходы ZnSe-ZnSeS [4]. Вся гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs. Лазеры работали в импульсном режиме при температуре жидкого азота 77 К.

Наинизший порог генерации ( $500 \text{ A/cm}^2$ ) и высокие выходные мощности (500 мВт) в импульсном режиме получены при комнатной температуре для лазеров с псевдоморфной гетероструктурой, излучающих на длине волны 0,52 мкм. В этих гетероструктурах вместо эмиттерных слоев ZnSeS использованы слои четверного соединения  $\text{MgZnSeS}$ , что повысило оптическое ограничение. Лазеры содержат барьерные слои ZnSeS и одну квантовую яму шириной 6,5 нм, состоящую из нескольких периодов сверхрешетки CdSe-ZnSe. Вся гетероструктура псевдоморфна, в ней не возникают дислокации несоответствия при выращивании на подложке GaAs *n*-типа. Несмотря на это, лазерные диоды действовали при накачке субмикросекундными импульсами тока лишь в течение 5–10 мин. К быстрому выходу лазерных диодов из строя приводило сравнительно высокое рабочее на-

пряжение (порядка 12 В) из-за недостаточно качественных электрических контактов к верхним слоям ZnSe *p*-типа.

Наряду с улучшением электрофизических параметров гетероструктур требуется дальнейшая оптимизация волноводных параметров активной области лазерных диодов на широкозонных полупроводниковых материалах [5]. В настоящей работе проанализированы волноводные параметры типичных гетероструктур, излучающих в синезеленой области, а также подобраны оптимальные толщины слоев лазерного волновода для увеличения параметра оптического ограничения и снижения значения порогового тока накачки.

## 2. Волноводные параметры

Вначале волноводный эффект был введен в рассмотрение, чтобы объяснить довольно низкий уровень дифракционных потерь в инжекционных гомолазерах на GaAs. С появлением лазеров на гетероструктурах стало возможным управлять характеристиками диэлектрического волновода в широких пределах. Их оптимизация позволила, в частности, снизить порог генерации гетеролазеров при комнатной температуре.

Основным волноводным параметром служит параметр оптического ограничения  $\Gamma$ . В модели трехслойного волновода для эквивалентного параметра оптического ограничения имеем [6]

$$\bar{\Gamma} = \frac{\bar{D}}{2 + \bar{D}} = \frac{\sum d_i}{\bar{d}}, \quad (1)$$

где  $d_i$  – ширина  $i$ -й квантовой ямы,  $\bar{d} = \sum d_i + \sum d_{b_i}$  – эквивалентная толщина волновода,  $d_{b_i}$  – толщина  $i$ -х барьерных слоев [6]. Параметр  $\bar{D}$  равен

$$\bar{D} = \frac{2\pi\bar{d}}{\lambda} \sqrt{\bar{n}^2 - n_0^2}, \quad (2)$$

где  $\bar{n} = (\sum d_i n_i + \sum d_{b_i} n_{b_i}) / \bar{d}$  – эквивалентный показатель преломления волновода,  $n_i$  – показатель преломления  $i$ -го барьерного слоя,  $n_0$  – показатель преломления эмиттерных слоев.

## 3. Результаты расчетов

Рассмотрим две типичные гетероструктуры, излучающие в синезеленой области спектра [1]. Гетероструктура *A* с одной квантовой ямой  $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ , барьерными слоями ZnSe и обкладками  $\text{ZnSe}_{1-y}\text{S}_y$ , где  $x = 0,8$  и  $y = 0,06$ , излучает на длине волны 0,505 мкм. Гетероструктура *B* с одной квантовой ямой  $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ , барьерными слоями  $\text{ZnSe}_{1-y}\text{S}_y$

и обкладками  $Mg_xZn_{1-x}Se_{1-y}S_y$ , где  $x = 0,8$ ,  $y = 0,06$ ,  $z = 0,09$  и  $u = 0,11$ . Излучает на той же длине волны. В табл. 1 приведены толщины слоев  $d$ , значения эффективных масс электронов  $m_e$ , тяжелых  $m_{th}$  и легких дырок  $m_{lh}$ , ширины запрещенной зоны  $E_g$  и показателя преломления  $n$  материалов в квантовой яме, барьерных и обкладочных слоях лазерных гетероструктур  $A$  и  $B$ .

Таблица 1

Данные параметров гетероструктур в системе  
ZnCdSe-ZnSe (структура  $A$ ) и ZnCdSe-ZnSe (структура  $B$ ).

	Структура $A$			Структура $B$		
	квантовая яма	барьерный слой	обкладка	квантовая яма	барьерный слой	обкладка
Материал	ZnCdSe	ZnSe	ZnSeS	ZnCdSe	ZnSeS	$Mg_xZn_{1-x}Se$
$d$ (мкм)	0,0065	0,25	1	0,0065	0,25	1
$m_e/m_0$	0,16	0,17	0,17	0,16	0,17	0,18
$m_{th}/m_0$	0,54	0,6	0,54	0,54	0,54	0,61
$m_{lh}/m_0$	0,14	0,17	0,15	0,14	0,15	0,18
$E_g$ (эВ)	2,41	2,7	2,71	2,41	2,71	2,84
$N$	2,875	2,75	2,724	2,875	2,724	2,64

По формулам (1) и (2) рассчитываем параметр оптического ограничения для ТЕ-мод  $\Gamma = \Gamma$ . Можно также перейти к ТМ-волнам [7]. Для структуры  $A$  получаем  $\Gamma = 0,0096$ , для структуры  $B$  –  $\Gamma = 0,0116$ .

На рис. 1 показана зависимость параметра оптического ограничения  $\Gamma$  от ширины квантовой ямы  $d$  для обеих структур. Рассмотрим также изменение величины  $d/\Gamma$ , которой пропорционально значение порогового тока генерации (рис. 2). Из графиков видно, что для улучшения волноводных характеристик лазеров надо увеличивать ширину квантовой ямы  $d$ , однако при этом для структуры  $A$  значение порогового тока генерации будет возрастать, а для структуры  $B$  уменьшаться. При большой ширине квантовой ямы в гетероструктуре не будут наблюдаться квантоворазмерные эффекты. Поэтому при дальнейшем анализе будем учитывать параметры квантовой ямы, приведенные в табл. 1.

Далее рассмотрим зависимость параметра  $\Gamma$  от толщины барьерного слоя  $d_b$  (рис. 3). Как видно, кривая  $\Gamma(d_b)$  имеет максимум при  $d_b = 0,132$  мкм для структуры  $A$  и  $d_b = 0,075$  мкм для структуры  $B$ . При этом в точке максимума для структуры  $A$  значение  $\Gamma = 0,0144$ , а для структуры  $B$  имеем  $\Gamma = 0,0199$ , то есть получается выигрыш в 67 и 58 % по параметру оптического ограничения для оптимизированных

структур А и В соответственно. При дальнейшем анализе будем использовать эти оптимальные значения толщины барьерного слоя.

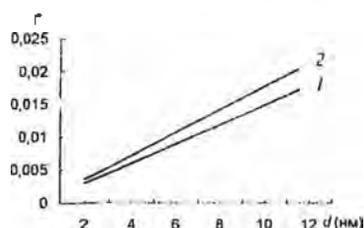


Рис. 1. Зависимость параметра  $\Gamma$  от ширины квантовой ямы  $d$ :  
1 - структура А, 2 - структура В

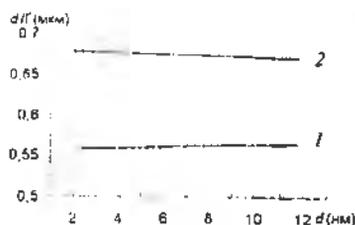


Рис. 2. Зависимость величины  $d\Gamma$  от ширины квантовой ямы  $d$ :  
1 - структура А, 2 - структура В

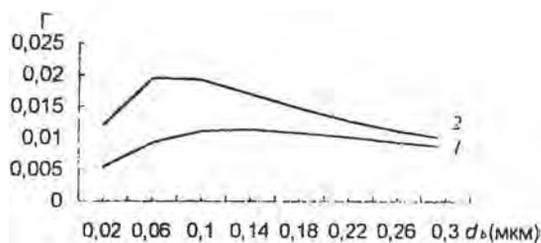


Рис. 3. Зависимость параметра  $\Gamma$  от толщины барьерного слоя  $d_b$ :  
1 - структура А, 2 - структура В

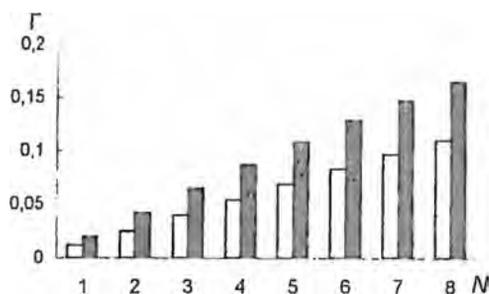


Рис. 4. Диаграмма значений параметра  $\Gamma$  в зависимости от числа квантовых ям  $N$ :  
□ - структура А, ■ - структура В

Для гетероструктур с несколькими квантовыми ямами и оптимизированной толщиной барьерных волноводных слоев с увеличением числа квантовых ям  $N$  параметр оптического ограничения, очевидно, тоже увеличивается (рис. 4). Однако, как видно из зависимости порогового тока генерации (т. е. параметра  $Nd/\Gamma$ ) от  $N$  (рис. 5) для структуры  $A$  лучше использовать 5–8 квантовых ям, а для структуры  $B$  – 3–5.

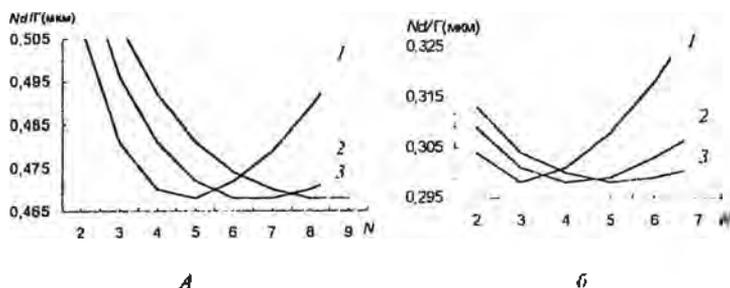


Рис. 5 Зависимость параметра  $Nd/\Gamma$  от числа квантовых ям  $N$  для структуры  $A$  (а) и структуры  $B$  (б) при толщине барьерных слоев между квантовыми ямами  $d_{b1} = 2d$  (1),  $d_{b1} = d$  (2),  $d_{b1} = 0,5d$  (3)

При расчетах волноводных параметров лазерных диодов необходимо также учитывать дисперсию. Согласно [8], дисперсия вблизи края поглощения прямозонных полупроводников в области прозрачности достаточно точно описывается выражением

$$n(\lambda) = a - b\sqrt{1 - \lambda_c/\lambda}, \quad (3)$$

где  $\lambda_c$  – длина волны, соответствующая ширине запрещенной зоны полупроводника ( $\lambda > \lambda_c$ ). В области поглощения ( $\lambda < \lambda_c$ ) дисперсию можно аппроксимировать выражением

$$n(\lambda) = a + \gamma(1/\lambda - 1/\lambda_c), \quad (4)$$

где  $\lambda$  и  $\lambda_c$  берутся в микрометрах.

Для широкозонных полупроводниковых соединений типа  $A^mB^VI$  данных по дисперсии недостаточно. Для ZnSe численные коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $\gamma$  можно найти на основании экспериментальных данных [9]:  $a = 2,8$ ,  $b = 0,5$ ,  $\gamma = 0,2$ . Используя значения показателя преломления на длине волны 0,505 мкм для соединений ZnSe, ZnSeS и  $MgZnSeS$  [1], находим следующие коэффициенты.  $a = 3,4$ ,  $b = 2,3$ . Таким образом, в небольшом интервале изменений длины волны можно

использовать среднюю величину дисперсионных коэффициентов:  $a = 3,1$ ,  $b = 1,4$ ,  $\gamma = 0,2$ .

Чтобы оценить показатель преломления в различных слоях  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_0$ , достаточно задать соответствующие значения  $\lambda_{20}$ ,  $\lambda_{21}$  и  $\lambda_{22}$ . Далее находится  $\bar{n}$  и  $\Delta n = \bar{n} - n_0$ . Так как, очевидно,  $\Delta n < \bar{n} < n_1$ , то параметр  $B^2$  можно оценить по формуле

$$\bar{B}^2 = \left( \frac{2\pi d}{\lambda} \right)^2 2n \Delta n \quad (5)$$

Общие формулы для  $\bar{n}$  и  $\Delta n$  имеют вид

$$\bar{n} = a - \frac{b}{d} \left( \sum d_i \sqrt{1 - \frac{\lambda_{2i}}{\lambda}} + \sum d_{i'} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{2i'}}{\lambda}} \right), \quad (6)$$

$$\Delta n = b \left[ \sqrt{1 - \frac{\lambda_{20}}{\lambda}} - \frac{1}{d} \left( \sum d_i \sqrt{1 - \frac{\lambda_{2i}}{\lambda}} + \sum d_{i'} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{2i'}}{\lambda}} \right) \right] \quad (7)$$

Дальнейшие расчеты следует проводить для конкретных лазерных гетероструктур.

На рис. 6 приведены результаты расчета параметра  $\Gamma$  для оптимизированных лазерных гетероструктур  $A$  и  $B$  с одной квантовой ямой ZnCdSe шириной 6,5 нм. Как видно, в коротковолновой области спектра значение параметра оптического ограничения волновода повышается. Причем величина параметра  $\Gamma$  для лазерной структуры  $A$  оказывается ниже, а для структуры  $B$  выше по сравнению со значениями  $\Gamma$  без учета дисперсии. Дисперсионную зависимость параметра  $\Gamma$  необходимо принимать во внимание при изменении температуры активной области и добротности резонатора лазерного диода.

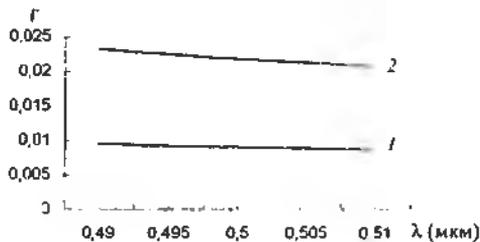


Рис. 6 Зависимость параметра оптического ограничения  $\Gamma$  от длины волны  $\lambda$  при  $d_b = 0,132$  мкм и  $d_c = 0,075$  мкм для структур  $A$  (1) и  $B$  (2) соответственно: 1 – структура  $A$ , 2 – структура  $B$

#### 4. Заключение

Из анализа волноводных параметров лазерных гетероструктур на основе широкозонных халькогенидов, излучающих в области длин волн вблизи 0,5 мкм, следует, что путем подбора толщины и состава барьерных слоев и числа квантовых ям можно повысить параметр оптического ограничения волновода и снизить порог генерации примерно в полтора раза. Для типичных гетероструктур *A* и *B* оптимальная толщина барьерных слоев  $d_b$ , когда параметр  $\Gamma$  максимален, составляет порядка 0,13 и 0,08 мкм соответственно. Значение порогового тока генерации минимально при определенном числе квантовых ям  $N$  в активной области. Для структуры *A* оптимальное число  $N$  составляет 5–8, а для структуры *B* – 3–5. Из-за дисперсии параметр оптического ограничения  $\Gamma$  увеличивается при смещении длины волны генерации в коротковолновую область спектра.

Работа частично выполнялась по проекту № В-176 МНТЦ.

#### Литература

1. *Menz P.M.* Electrical and optical modeling of II–VI semiconductor diode lasers // *J. Crystal Growth*. 1994. Vol. 138, № 1–4 P. 697–702
2. *Иванов С.В.* Синие-зеленые лазеры на основе  $A^2B^6$  новые материалы и конструкции для преодоления деградации // Программа и материалы 4-й Белорус-Рос. семинар "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе" Мн. 2002. С. 62–64
3. *Drenten R.R., Haberer K.W., Gaines J.M.* Thermal characteristics of blue-green II–VI semiconductor lasers // *J. Appl. Phys.* 1994. Vol. 76, № 7 P. 3988–3993
4. Blue-green laser diodes / M.A. Haase, J. Qiu, J.M. Depuydt, H. Cheng // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 59, № 11. P. 1272–1274
5. *Афроненко А. А., Кононенко В.К., Манак И.С.* Теория полупроводниковых лазеров. Мн. БГУ, 1995. 108 с.
6. *Кононенко В.К.* Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. Мн.: 1987 (Препринт / Ин-т физики АН БССР 492). 52 с.
7. *Елисеев П.Г.* Волноводный эффект в полупроводниковых лазерах // *Итоги науки и техники. Сер. радиотехника* Т. 14, Ч. 1 М. 1978 С. 94–105
8. *Jensen B., Torabi A.* Dispersion of the refractive index of GaAs and  $Al_xGa_{1-x}As$  // *IEEE J. Quantum Electron.* 1983. Vol. QE-19, № 5 P. 877–882
9. Longitudinal-optical-phonon-assisted resonant excitations of CdS quantum dots embedded in ZnSe/(ZnSe-MgS superlattice) microcavities / I. Suehune, T. Tawara, H. Kumano, H. Yoshida // *Phys. stat. sol. (b)* 2002. Vol. 229, № 2. P. 961–969

## ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ПЛОСКИХ ЭКРАНАХ

Известно [1-4], что теоретические проблемы исследования дифракции (распространения) электромагнитных волн сводятся к краевым задачам для уравнений Максвелла. В общем случае это довольно сложная и все еще мало исследованная математическая проблема. В большинстве случаев эти задачи решаются приближенными или численными методами. Здесь предлагается точное аналитическое решение таких задач для простейшего частного случая с краевыми условиями, заданными на плоских экранах.

Задача решается для стационарного (временной множитель  $e^{i\omega t}$  — опускается) двумерного (зависимость от декартовой координаты  $y$  отсутствует) случая. В этом случае система уравнений Максвелла распадается на две независимые подсистемы, соответствующие двум различным поляризациям

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = iE_y, \quad H_y = -i \frac{\partial H_x}{\partial z}, \quad H_x = i \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (1)$$

и

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -iH_y, \quad E_y = i \frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad E_x = -i \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (2)$$

где использованы безразмерные декартовы координаты ( $x \rightarrow kx$ ,  $z \rightarrow kz$ ,  $k$  — волновое число). В математическом отношении обе системы идентичны и могут решаться аналогичными методами. Целесообразно начинать решение системы (1) с определения компоненты  $E_y$  из уравнения Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + E_y = 0. \quad (3)$$

Для однозначного решения требуются дополнительные (краевые) условия, которые будем задавать на плоскости (экране)  $xu$  при  $z=0$ , как некоторые функции координаты  $x$ . Нужно задать на экране саму функцию  $E_y$  и ее нормальную (по  $z$ ) производную

$$E_y(x, 0) = f_1(x), \quad \left. \frac{\partial E_y(x, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = f_2(x), \quad (4)$$

что обеспечивает однозначность решения. Точное решение поставленной здесь задачи будем искать в виде ряда

$$E_y(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \varphi_m(z) \frac{d^m}{dx^m} \eta(x), \quad (5)$$

где функции  $\varphi_m(z)$  и  $\eta(x)$  подлежат доопределению. Условия для их доопределения можно получить из следующих соображений. Подставим ряд (5) в уравнение (3) и после простой перегруппировки членов результат запишем в виде

$$\sum_{m=0}^{\infty} \left[ \frac{d^2 \varphi_m(z)}{dz^2} + \varphi_m(z) + \varphi_{m-2}(z) \right] \frac{d^m}{dx^m} \eta(x) = 0 \quad (6)$$

Для того, чтобы ряд (5) удовлетворял уравнению (3), достаточно потребовать, чтобы выражение в квадратных скобках в (6) по отдельности для каждого  $m$  равнялось нулю, что приводит к системе довольно простых рекуррентных уравнений

$$\frac{d^2 \varphi_m(z)}{dz^2} + \varphi_m(z) + \varphi_{m-2}(z) = 0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (7)$$

которые легко интегрируются в общем виде.

Сначала учтем, что уравнения (7) связывают между собой функции  $\varphi_m$ , номера которых отличаются на два. Из-за этого система (7) распадается на две независимые между собой подсистемы с четными и нечетными номерами. В математическом отношении обе системы оказываются совершенно одинаковыми. В принципе можно ограничиться только одной из них. Несложное дополнительное исследование показывает, что, не умаляя общности, удобно ограничиться четными решениями для функций с четными номерами и нечетными решениями для функций с нечетными номерами. Полагая в (7)  $m = 0$  и  $m = 1$ , получаем уравнения для определения начальных функций ряда (5). Их решения с учетом условий четности легко находятся

$$\frac{d^2 \varphi_0(z)}{dz^2} + \varphi_0(z) = 0, \quad \varphi_0(z) = \cos z, \quad \frac{d^2 \varphi_1(z)}{dz^2} + \varphi_1(z) = 0, \quad \varphi_1(z) = \sin z. \quad (8)$$

Решения здесь взяты с точностью до мультипликативной постоянной интегрирования, что не имеет существенного значения. С точностью до этой постоянной определяется решение исходного уравнения (3), что можно учесть на любом этапе его определения.

Сначала найдем решения для функций  $\varphi_m$  с четными индексами. Введем для них новое обозначение  $\varphi_{2m}(z) = C_m(z)$ . Следующий соответствующий член ряда (5) определяется из системы (7) при  $m = 2$

$$\frac{d^2 C_1(z)}{dz^2} + C_1(z) + C_0(z) = \frac{d^2 C_1(z)}{dz^2} + C_1(z) + \cos z = 0. \quad (9)$$

Получилось неоднородное уравнение. Общее решение соответствующего однородного уравнения совпадает с решением (8) и оно уже учтено на предыдущем этапе. Нужное решение получается как частное решение неоднородного уравнения. Это дополнительное условие обеспечивает однозначность

$$C_1(z) = -\frac{1}{2} z \sin z. \quad (10)$$

Уравнение для следующей функции  $C_2(z)$  и его решение находятся аналогично

$$\frac{d^2 C_2(z)}{dz^2} + C_2(z) - \frac{1}{2} z \sin z = 0, \quad C_2(z) = \frac{1}{8} z \sin z - \frac{1}{4} z^2 \cos z. \quad (11)$$

Полагая в (7)  $m = 6, 8, \dots$  и учитывая приведенные выше дополнительные условия, получим

$$C_3(z) = \left( \frac{1}{8} \frac{z^3}{3!} - \frac{1}{16} z \right) \sin z + \frac{1}{8} \frac{z^4}{2!} \cos z, \\ C_4(z) = \left( -\frac{3}{32} \frac{z^3}{3!} + \frac{5}{128} z \right) \sin z + \left( \frac{1}{16} \frac{z^4}{4!} - \frac{5}{64} \frac{z^2}{2!} \right) \cos z. \quad (12)$$

Нетрудно найти формулу для  $C_m(z)$  в общем виде. Она может быть представлена следующим образом:

$$C_m(z) = \sum_{n=m}^{\infty} (-1)^n \frac{n!}{m!(n-m)!} \frac{z^{2n}}{(2n)!} = (-1)^m \left[ \frac{z^{2m}}{(2m)!} - (m+1) \frac{z^{2m+2}}{(2m+2)!} + \frac{1}{2} (m+1)(m+2) \frac{z^{2(m+2)}}{(2m+4)!} - \frac{1}{3!} (m+1)(m+2)(m+3) \frac{z^{2(m+1)}}{(2m+6)!} + \dots \right]. \quad (13)$$

Аналогичным образом и при аналогичных дополнительных условиях находятся функции  $\varphi_m(z)$  с нечетным номером. Все они будут нечетными, и для них введем обозначение  $\varphi_{2m+1}(z) = S_m(z)$ . Начальное значение определяется формулой (8). Следующие значения запишутся в виде

$$S_1(z) = \frac{1}{2} z \cos z - \frac{1}{2} \sin z, \quad S_2(z) = -\frac{1}{4} \left( \frac{z^2}{2!} - \frac{5}{2} \right) \sin z - \frac{3}{8} z \cos z,$$

$$S_n(z) = \frac{1}{4} \left( \frac{z^2}{2!} - \frac{5}{4} \right) \sin z - \frac{1}{8} \left( \frac{z^3}{3!} - \frac{5}{2} z \right) \cos z, \dots \quad (14)$$

В общем случае получается формула

$$S_m(z) = \sum_{n=m}^{\infty} (-1)^n \frac{n!}{m!(n-m)! (2n+1)!} z^{2n+1} = (-1)^m \left[ \frac{z^{-m+1}}{(2m+1)!} - (m+1) \frac{z^{-2m+1}}{(2m+3)!} + \frac{1}{2} (m+1)(m+2) \frac{z^{2(m+5)}}{(2m+5)!} - \frac{1}{3!} (m+1)(m+2)(m+3) \frac{z^{2(m+7)}}{(2m+7)!} + \dots \right] \quad (15)$$

Непосредственно из формул следует, что ряды (13) и (15) сходятся при любом значении  $z$  и определяют аналитические функции экспоненциального типа. Следует отметить, что функции  $\varphi_m(z)$  определяются независимо от краевых условий и поэтому имеют довольно общий характер. Если теперь найденные функции подставить в ряд (5), то получим два точных решения уравнения (3)

$$E_y(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} S_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m+1}} \eta_1(x) + \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} \eta_2(x) \quad (16)$$

где  $\eta_1(x)$  и  $\eta_2(x)$  в общем случае независимые между собой произвольные функции. Для того, чтобы оно совпало с тем решением, которое определяется краевыми функциями (4), нужно соответствующим образом доопределить  $\eta_1(x)$  и  $\eta_2(x)$

$$E_y(x, 0) = \eta_2(x) = f_1(x), \quad \left. \frac{\partial E_y(x, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{d}{dx} \eta_1(x) = f_2(x). \quad (17)$$

Учитывая полученные результаты, окончательное решение поставленной задачи запишем в виде

$$E_y(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_1(x) + \sum_{m=0}^{\infty} S_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_2(x),$$

$$H_x(x, z) = i \sum_{m=0}^{\infty} [S_m(z) + S_{m-1}(z)] \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_1(x) - i \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_2(x),$$

$$H_z(x, z) = i \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) \frac{d^{2m+1}}{dx^{2m+1}} f_1(x) + i \sum_{m=0}^{\infty} S_m(z) \frac{d^{2m+1}}{dx^{2m+1}} f_2(x). \quad (18)$$

Совершенно аналогично решается вторая система уравнений Максвелла (2) и ее точное решение запишется

$$\begin{aligned}
 H_x(x, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_1(x) + \sum_{m=0}^{\infty} S_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_2(x) \\
 E_x(x, z) &= -i \sum_{m=0}^{\infty} [S_m(z) + S_{m+1}(z)] \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_1(x) + i \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) \frac{d^{2m}}{dx^{2m}} f_2(x) \\
 E_z(x, z) &= -i \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) \frac{d^{2m+1}}{dx^{2m+1}} f_1(x) - i \sum_{m=0}^{\infty} S_m(z) \frac{d^{2m+1}}{dx^{2m+1}} f_2(x) \quad (19)
 \end{aligned}$$

где функции  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  определяют краевые условия для системы уравнений (2).

Таким образом, формулы (18)–(19) дают точное решение задачи интегрирования уравнений Максвелла (1)–(2), что является основным, чисто математическим, этапом проблемы дифракции электромагнитных волн. Их можно считать также решениями уравнения Гельмгольца (3), которое встречается не только в теории электромагнитных волн, но и в других разделах математики и теоретической физики. Осталось исследовать полученные решения: привязать их к конкретным задачам и дать им физическую интерпретацию. При этом возникают новые дополнительные проблемы другого характера, и хотя они далеко не всегда принципиальные, но практически могут оказаться достаточно сложными. Отметим три, по нашему мнению наиболее существенных, возникающих на этом пути проблемы:

1. Первая из них связана с проблемой сходимости рядов, которая здесь остается открытой. Нетрудно найти такие конкретные краевые функции, при которых эти ряды заведомо сходятся. Далее можно показать, что довольно широкий класс функций может быть представлен сходящимися рядами вида (18)–(19). В общем случае, основываясь на частичных дополнительных исследованиях и эвристических соображениях, можно предположить, что при реальных краевых функциях ряды должны сходиться.

2. Вторая проблема связана с тем, что решения получены в виде труднообозримых бесконечных рядов, хотя в общем случае здесь упрощений ждать не приходится. При произвольных краевых условиях нельзя получить решения в замкнутом аналитическом виде через известные и изученные в математике функции. Разным краевым функциям соответствуют разные решения, которые, как правило, требуют нетривиального дополнительного математического исследования. Только в частных случаях при специально подобранных краевых функциях можно получить решение в замкнутом виде через изучен-

ные функции. Эти выводы качественно согласуются с известными экспериментальными результатами. Известно, что в деталях дифракционные поля электромагнитных волн настолько сложны и разнообразны, что выразить их через простые известные в математике функции маловероятно.

3. Еще одна очень важная и принципиальная проблема связана с конкретным выбором краевых функций. При физической интерпретации полученных решений она часто становится решающей и ее обойти нельзя. Полученные решения определяются четырьмя, в общем случае независимыми между собой функциями. Это означает, что фактически получено четыре независимых между собой решения уравнений Максвелла. Конкретные физически реальные решения следует искать среди их линейной комбинации, что требует новой дополнительной информации. Относящиеся сюда задачи определяют содержание теории когерентности электромагнитных волн. Практически довольно большое число разнообразных конкретных задач сводится к проблеме выбора краевых функций. Здесь следует подчеркнуть, что выбор краевых функций не является проблемой только теории электромагнитных волн. В идеальном случае они должны определяться из экспериментов. В целом, это дополнительная и прежде всего важная физическая самостоятельная проблема, и она требует специального исследования.

Заметим, что если считать все четыре краевые функции независимыми между собой, то полученные здесь решения не будут когерентными, энергетически не будут взаимодействовать и их следует изучать по отдельности. Непосредственно из формул (17)–(18) следует, что они описывают поля типа стоячих волн. Для описания полей типа бегущих волн требуется специальный выбор краевых функций.

#### Литература.

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1970. 856 с.
2. Хейл Х., Мауэ А., Вестфаль К. Теория дифракции. М.: Мир. 1964. 428 с.
3. Бельский А.М., Корнейчик Т.М., Хапатыук А.П. Пространственная структура лазерного излучения. М.: БГУ. 1982. 198 с.
4. Khapalyuk A. The Generalization of Sommerfeld Problem about Plane Wave Diffraction on Edge of Semiplane // Proceedings MMET'96 Lviv 1996 P 327-330

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ

Бесселевы световые пучки (БСП) [1, 2] представляют интерес как световые поля с малым дифракционным расплыванием и возможностью пространственной локализации интерференционных максимумов в области порядка длины волны. Данное свойство БСП позволяет использовать неизменный профиль центра пучка для продольно-однородного воздействия излучения на вещество [3, 4]. При этом во многих случаях исследуемые объекты представляют собой среды с сильным поглощением. В связи с этим актуальным является изучение особенностей влияния поглощения на поляризационные и энергетические характеристики БСП и возможностей использования БСП для исследования указанных поглощающих сред.

### 1. Особенности поляризации бесселевых пучков в поглощающих средах

Для корректной оценки эффектов взаимодействия лазерного излучения, имеющего бесселеву пространственную структуру, необходимо провести соответствующие расчеты, исходя из строгой электромагнитной теории. Будем считать, что БСП падает из прозрачной изотропной среды с показателем преломления  $n_0$  на изотропную поглощающую среду с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ . Компоненты полей для ТН и ТЕ мод бесселева пучка в поглощающей среде имеют вид:

$$\begin{aligned} E_z^{TH} &= i(k_z' + ik_z'')J_m'(q\rho), & E_z^{TE} &= ik_0(n' + in'')\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho), \\ E_\rho^{TH} &= -(k_\rho' + ik_\rho'')\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho), & E_\rho^{TE} &= -k_0(n' + in'')J_m'(q\rho), \\ E_\phi^{TH} &= qJ_m(q\rho), & E_\phi^{TE} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $J_m(q\rho)$  – функция Бесселя первого рода  $m$ -го порядка,  $J_m'(q\rho) = \partial J_m(q\rho)/\partial(q\rho)$ ,  $(\rho, \phi, z)$  – цилиндрические координаты, проекция волнового вектора  $k_z = k_z' + ik_z''$  и опущен фазовый множитель  $\exp[i(k_z z + m\phi)]$ .

Формируя линейные комбинации компонент напряженности электрического поля  $\vec{E}$  из уравнений (1), получим квазициркулярное поле. Поперечная составляющая вектора  $\vec{E}$  имеет вид

$$\vec{E}_\perp^*(\varphi\rho) = \frac{ik_z}{2} \left( \frac{k}{k_0} \pm n \right) \left( \vec{e}_\pm J_{n\pm}(\varphi\rho) + B_\pm(\gamma) \vec{e}_\mp J_{n\pm}(\varphi\rho) \right), \quad (2)$$

где  $B_\pm(\gamma) = (n \mp k_z(\gamma)/k_0) / (n \pm k_z(\gamma)/k_0)$ ,  $\vec{e}_\pm$  – орты правой и левой циркулярной поляризации. Поляризация поля (2) определяется функцией  $B_\pm(\gamma)$ , зависящей от комплексной величины  $k_z(\gamma)$ . Несложно показать, что

$$\arg(k_z(\gamma, l)) = \arctg \left( \frac{n'n''(l)}{n'^2 - n''^2(l) - n_0^2 \sin^2 \gamma} \right) \quad (3)$$

В (3) принято  $n(l) = n' + in''(l)$ ,  $n''(l) = \lambda/4\pi l$ ,  $l$  – длина поглощения, т.е. расстояние, на котором интенсивность пучка убывает в  $e$  раз. Как показывает численная оценка величина  $n''^2(l) \ll n'^2$  даже для сильно поглощающих сред ( $l \sim 1$  мкм). Поэтому  $\arg(k_z) \approx n'n''(l) / (n'^2 - n_0^2 \sin^2 \gamma)$ . Тогда для волны (+) поляризации

$$\arg(B(\gamma, l)) = \arctg \left( - \frac{2n''(l)}{\sqrt{n'^2 - n_0^2 \sin^2(\gamma)}} \right) \quad (4)$$

На рис. 1. показана зависимость функции  $|B(l, \gamma)|$  от длины поглощения  $l$ .

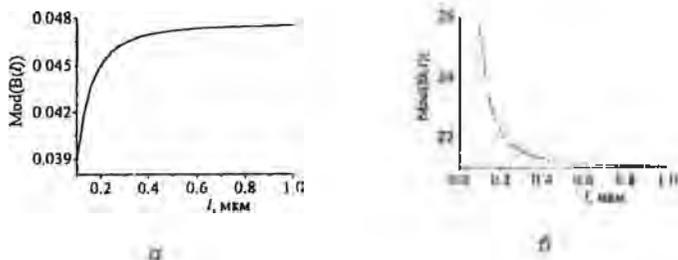


Рис. 1. Зависимость функции  $|B(\gamma, l)|$  от длины поглощения  $l$  при  $\gamma = 10$  град для право- и лево-поляризованных БСП (а, б)

Из рис. 1 следует, что для слабопоглощающих сред модуль функции  $|B(\gamma, l)|$  не зависит от величины поглощения. Однако для сильнопоглощающих сред величина поглощения существенно влияет на функцию  $B(\gamma, l)$ . При этом для БСП с (+) - поляризацией значение  $B(\gamma, l)$  стремится к нулю, а для БСП с (-) - поляризацией -- к бесконечности. Физически это означает, что при падении на среду с сильным поглощением квазициркулярного (+) поля, проникающий в данную среду БСП будет иметь в случае (а) правую циркулярную поляризацию, а в случае (б) -- левую. При этом, как следует из (2), пространственная структура поля в поглощающей среде при  $m \neq 0$  будет различной.

Учет поглощения приводит к изменению фазового соотношения между циркулярными компонентами БСП в (2). На рис. 2 приведена зависимость  $\arg(B(l))$  от величины поглощения для волны (+) поляризации.

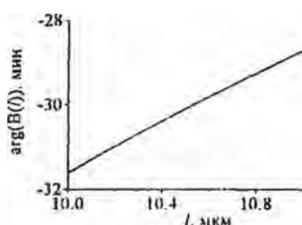


Рис. 2 Зависимость разности фаз от величины поглощения при  $\gamma = 30$ град

Данные фазовые сдвиги могут быть измерены эллипсометрическими методами. Отметим также, что относительно малая длина поглощения, при котором оно существенно влияет на поляризацию, соответствует малой бездифракционной длине векторных БСП.

Таким образом, поляризационные измерения с БСП оптимальны при исследовании сильно поглощающих сред. Примером таких сред могут являться биологические объекты.

## 2. Энергетические характеристики БСП в поглощающих средах

Важнейшей характеристикой поля БСП является создаваемые им в среде потоки энергии. Для бесселева пучка ТН – поляризации (1) продольная ( $z$ ), радиальная ( $\rho$ ) и азимутальная ( $\varphi$ ) компоненты плотности потока энергии имеют вид

$$S_z = \frac{c}{4\pi} k_0 (k'_z \epsilon' + k_z^* \epsilon^*) \left\{ \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(q\rho) + (J_{m+1}'(q\rho))^2 \right\} \exp[-2k_z^* z] \quad (6)$$

$$S_\rho = \frac{c}{4\pi} k_0 q \epsilon^* J_m'(q\rho) J_m'(q\rho) \exp[-2k_z^* z] \quad (7)$$

$$S_\varphi = \frac{c}{4\pi} k_0 \epsilon' \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \exp[-2k_z^* z] \quad (8)$$

Для поля ТЕ-поляризации аналогично получим

$$S_z = \frac{\omega}{8\pi} k_z' |\epsilon| \left\{ J_{m-1}^2(q\rho) + J_{m+1}^2(q\rho) \right\} \exp(-2k_z^* z). \quad (9)$$

$$S_\varphi = \frac{\omega}{4\pi} |\epsilon| \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \exp(-2k_z^* z). \quad (10)$$

Как видно из приведенных формул, поглощение изменяет все компоненты потока энергии за исключением азимутального потока для ТН-моды. Кроме того, поглощение приводит к новому физическому эффекту – появлению радиального потока энергии в бесселевом ТН-пучке (формула (7)). Отметим также, что азимутальная компонента потока существует только для бесселевых пучков высших порядков.

Количество теплоты, поглощенное средой, находится из формулы:

$$Q^m(q\rho) = \frac{\omega}{4\pi} \epsilon^*(\omega) |k_z'(q\rho)|^2 \exp(-2k_z^* z), \quad (11)$$

$$Q^{TE}(\rho) = \frac{\epsilon^*(\omega)}{k_z'} S_z^{TE}(\rho), \quad (12)$$

$$\text{где } E(q\rho)E^*(q\rho) = |k_z'|^2 \left( J_{m-1}^2(q\rho) + J_{m+1}^2(q\rho) \right) + 2q^2 J_m^2(q\rho) \quad (13)$$

Полученные формулы использовались для исследования пространственной микроструктуры распределения световых потоков и выделяемого тепла в оптически поглощающих средах в поле бесселевых световых пучков нулевого и высшего порядков. Исследовалась пространственная структура потоков энергии в зависимости от порядка бесселевой функции и поляризации поля. Важнейшим физическим результатом является существование радиальных потоков энергии поля, отсутствующих в прозрачных средах и связанное с ними существование областей повышенного тепловыделения. Далее, как видно из (12), пространственное распределение поглощаемого тепла для ТЕ-поля совпадает со структурой продольного потока энергии. В то же время, для ТН-поля такого совпадения в общем случае нет. Более де-

гально пространственная структура потоков энергии и поглощаемого тепла представлена на рисунке 3 (в нормированных единицах).

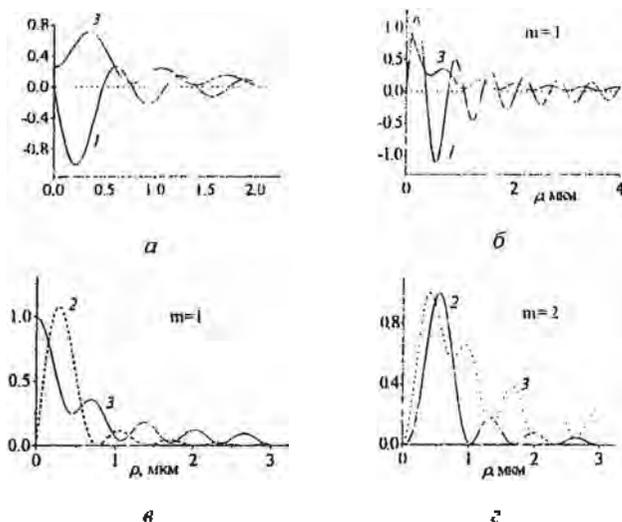


Рис. 3. Зависимость радиального (1), азимутального (2) потоков энергии и количества поглощаемого тепла (3) от поперечной координаты для БСП: угол конусности 30 град,  $R = 50 \mu\text{км}$

Как видно из рис. 3а, б, в поперечном сечении основной и высших мод нули радиального потока энергии совпадают с минимумами или максимумами поглощаемого тепла. При этом поглощаемое тепло максимально в тех областях, где продольный и радиальный потоки обращаются в нуль.

В частности, для БСП с  $m = 0$  (рис. 3а), в приосевой области поток отрицательный, т. е. направлен к оси пучка. В этой же области минимально поглощение. Данное явление повторяется далее в каждом нечетном нуле потока (рис. 4а). В четных нулях реализуется вариант рис. 4б, а именно, здесь поток направлен вовне, а поглощаемое тепло в нулевой точке максимально.

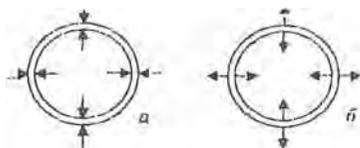


Рис. 4 Два случая ориентации радиального потока энергии БСП в поглощающей среде в окрестности нулевого значения

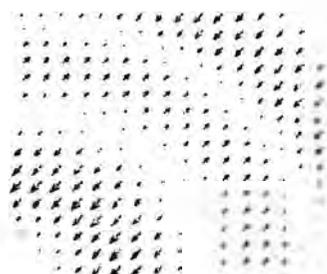


Рис. 5. Векторное поле радиального потока энергии для БСП нулевого порядка  
Угол конусности равен 30 град

Используя полученные энергетические соотношения, можно рассчитать также градиентную силу ( $-\text{grad}(N_z)$ ), действующую на микрочастицы в поле бesselева пучка. В частности, как показано выше, области максимального и минимального тепловыделения совпадают соответственно с максимумами и минимумами продольных потоков энергии и противофазны азимутальным потокам энергии. Это приводит к тому, что градиентная сила будет концентрировать микрочастицы в областях максимального или минимального тепловыделения. В первом случае будет иметь место передача энергии поля бesselева пучка микрочастицам и их нагревание. Данный эффект может найти применение в биологии и медицине.

#### Литература

1. Durnin J.J. Exact solution for nondiffracting beams. I. The scalar theory // *Opt. Soc. Amer.* 1987. Vol. 4, № 4. P. 651–654.
2. Experimental investigation of Bessel beam characteristics / Y. Lin, J.H. Eberly, H. Huang and D.L. Brown // *Appl. Opt.* 1992. Vol. 31, № 15. P. 2708–2713.
3. High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens / Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao et al. // *Opt. Lett.* 2002. Vol. 27, № 4. P. 243–245.
4. Optical micromanipulation using a Bessel light beam / J. Aft, V. Garsces-Chavez, W. Sibbett, K. Dholakia // *Opt. Comm.* 2004. Vol. 197. P. 239–245.

А. С. Рубинов, Л. М. Серебрякова

## ОБ АССОЦИАТИВНОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ ИНФОРМАЦИИ ТОНКОЙ ГОЛОГРАММОЙ В ПЕТЛЕ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ОСНОВЕ АДАПТИРОВАННОГО ОВФ-ЗЕРКАЛА

Предложен способ повышения эффективности и качества ассоциативного (по фрагменту) восстановления информации в нулевом порядке дифракции тонкой внеосевой голограммы путем помещения ее в петлю обратной связи, образованной голографическим зеркалом, определенным образом адаптированным к зарегистрированным на голограмме полям. Способ основан на описанном нами ранее механизме преобразования шумовых (т. е. нелинейных по амплитудам полей и не расшифровываемых в виде изображения или корреляционного пика) компонентов поля в информационные при повторной, после отражения с обращением волнового фронта (ОВФ), дифракции на тонкой голограмме [1], а также на использовании голограммы взаимно обращенных волн (ГВОВ) [2] в качестве адаптированного статического ОВФ-зеркала.

Пусть с помощью внеосевой опорной волны  $p$  и объектной (эталонной) волны  $G$  линейно зарегистрирована тонкая безлинзовая фурье-голограмма (эталонная). Оператор пропускания голограммы линеен по интенсивности интерференционного поля и описывает нулевой и два первых порядка дифракции

$$\hat{G} = T_0 + T_1(p+G)^2 = (T_0 + T_1(p^2 + \gamma + GG^*)) + (T_1 p G) + (T_1 p G^*) = \hat{G}_0 + \hat{G}_1 + \hat{G}_2. \quad (1)$$

Здесь  $T_0$  и  $T_1$  - постоянные, определяемые условиями регистрации, а  $\gamma = GG^*$  и  $(iG)^*$  - пространственно немодулированная (постоянная) и модулированная (переменная) в плоскости регистрации компоненты автокорреляционной функции эталонного поля, вносящие вклад соответственно в среднее пропускание и интермодуляционную структуру голограммы. В рамках описания когерентно освещаемого рассеивающего объекта ансамблем квазиточечных вторичных источников (ретрансляторов) [3] они являются суммами произведений комплексных амплитуд пар геометрически совпадающих и несовпадающих ретрансляторов соответственно (здесь и далее это обозначается двойной и одинарной нижними скобками). Предполагается, что ретрансляторы всех (регистрируемых и считывающего) полей расположены в одной плоскости и характеризуются одинаковой длиной волны.

При освещении голограммы произвольным полем  $\bar{G}$ , содержащим в общем случае некоторый искаженный фрагмент  $A$  зарегистрированного объектного поля, в ее 0-м порядке за счет дифракции на интермодуляционной структуре восстанавливается эталонная волна которая, однако, существенно искажена вследствие пространственного наложения с недифрагировавшей компонентой считывающего поля:

$$G_0 \bar{G} = (T_0 + T_1(\rho^2 + \gamma))G + T_2 G \bar{G} \bar{G} = (T_0 + T_1(\rho^2 + \gamma))G + T_2(\gamma \bar{G} - \bar{A}' + G \bar{G} \bar{G}) \quad (2)$$

Здесь  $\bar{\gamma} = G \bar{G} = A' \bar{A}'$  - постоянная составляющая корреляционной функции эталонного и считывающего полей, вычисляемая по совпадающим ретрансляторам их общего фрагмента,  $G \bar{G} \bar{G}$  - кубичный по амплитудам волн шум, а  $\bar{A}' = G \bar{G} \bar{G} = A A' \bar{A}'$  - искажающий неоднородно промодулированный общий фрагмент, описывающий отклонение реально восстанавливаемого фрагмента от эталонного (подробные описания используемых обозначений даны в работах [1-2]).

Хорошее качество ассоциативного восстановления в принципе может быть получено при помещении голограммы в петлю обратной связи, образованную ОВФ-зеркалом [4]. Действительно, при наличии у считывающего и эталонного полей общего фрагмента, поле дифрагирующее в -1-й порядок голограммы в общем случае представляет собой исходную опорную волну (корреляционный пик) и опорную волну, промодулированную квадратичным шумом (ореол)

$$\bar{G}, \bar{G} = (T_1 \rho G^*) \bar{G} = T_1 \rho (G^* \bar{G} + G \bar{G}) = T_1 \rho (\bar{\gamma} + G \bar{G}) \quad (3)$$

Если опорную волну отфильтровать от шумов и отразить от ОВФ-зеркала, то при повторной дифракции в -1-й и +1-й порядки эталонной голограммы она считывает соответственно сопряженное и несопряженное эталонные поля в результирующих 0-м и +2-м относительно считывающего поля порядках системы голограмма - ОВФ-зеркало [1]. Заметим, что основанная на аналогии с квадратичной тонкой голограммой возможность считывания объектного поля во второй, формируемый только при повторной дифракции на голограмме, порядок системы линейная тонкая голограмма - ОВФ-зеркало, была, по-видимому, впервые отмечена нами. Вместе с тем, подобная фильтрация корреляционного отклика нетривиальна и, как можно показать, не является обязательной ввиду возможности конструктивного использования шумов. Действительно, в то время как при повторной дифракции в -1-й порядок голограммы ореол в результирующем 0-м порядке системы восстанавливает сопряженную считывающую волну (как и в

0-м порядке голограммы (2), эта считывающая волна искажает тоно-передачу в эталонном объектном поле), при повторной дифракции в +1-й порядок голограммы в результирующем +2-м порядке системы ореол, как и опорная волна, восстанавливает несопряженное эталонное поле [1]

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{-1}(\mu G, G) &= (I_1 p G^*) \hat{\mu} I_1 p (\gamma + G^* G) = \mu (I_1)^2 |p|^2 (\gamma^* G^* + G^* G G^*) = \\ &= \mu (I_1)^2 |p|^2 (\gamma^* G^* + (\gamma G^* - A^* + G^* G G^*)). \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} G_{+1}(\mu G, G) &= (I_1 p^* G) \hat{\mu} I_1 p (\gamma + G^* G) = \mu (I_1)^2 (p^*) (\gamma^* G + G G^* G) = \\ &= \mu (I_1)^2 (p^*) (\gamma^* G + (\gamma^* G - A^* + G^* G G^*)). \end{aligned} \quad (4b)$$

Здесь  $\hat{\mu}$  – оператор ОВФ-отражения, с эффективностью  $\mu$  осуществляющий комплексное сопряжение амплитуды падающей волны с одновременной инверсией ее пространственного спектра. Как видим, процессы преобразования ореола могут играть как позитивную, так и негативную роли: в нулевом порядке они приводят к искажениям (4а), а во втором – к удвоению амплитуды восстанавливаемого эталонного поля (4б).

Представляет интерес возможность конструктивного использования шумов при восстановлении в нулевом порядке системы голограмма – зеркало. В соответствии с (4а), (4б), для этого необходимо такое зеркало, которое осуществляет инверсию дифрагировавшего в -1-й порядок эталонной голограммы поля без комплексированного сопряжения амплитуды его шумовой составляющей. Покажем, что такое адаптированное зеркало может быть сформировано по аналогии с голограммой взаимно обращенных волн (ГВОВ) [2]. Действительно, линейная безопорная регистрация интерференционного поля объектной и обращенной по отношению к ней волн (вблизи ОВФ-зеркала) формирует нелинейную дифракционную структуру, которая при согласованном считывании осуществляет в отраженном поле восстановление сопряженного объектного поля [2].

$$\begin{aligned} g &= t_n + t_1 |G + \mu G^*|^2 = t_n + t_1 \left( (1 + |\mu|^2) |G|^2 + \mu^* G G + \mu G^* G^* \right), \\ (\mu_1 G^* G^*) G &= \mu_1 (2\gamma G^* - A^* + G^* G G^*). \end{aligned} \quad (5)$$

и, следовательно, если считывающая волна идентична зарегистрированной, осуществляет ОВФ считывающей волны. Если же ГВОВ зарегистрировать “несимметрично”, т. е. на стадии экспонирования в ка-

честве обращенной волны использовать не полное объектное поле, а лишь некоторый его фрагмент А (например, выделяемый апертурой), то на стадии считывания такой "несимметричной" ГВОЗ произвольным полем в отраженном отклике именно этот выделенный фрагмент будет восстановлен с наибольшей эффективностью, что можно рассматривать как оптическую реализацию функции внимания по отношению к данному фрагменту:

$$R_s = I_0 + I_1 |G + \mu A|^2 = I_0 + I_1 (|G|^2 + |\mu|^2 |A|^2 + \mu^* AG + \mu A^* G^*), \quad (6a)$$

$$(\mu_r A^* G^*) G = \mu_r (A^* A + A^* B^*) (A + B) = \mu_r ((2\tilde{\gamma}_r + \tilde{\gamma}_r) A + \tilde{\gamma}_r B^*), \quad (6b)$$

где использованы обозначения  $\tilde{\gamma}_r = A^* A \tilde{\gamma}_r = B^* B \tilde{\gamma}_r$ ,  $\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}_r + \tilde{\gamma}_n$ . опущены шумовые компоненты и учтено, что  $B^* A = A^* B = 0$ .

По аналогии, "несимметрично", с сопряженной исходной опорной волной  $p^*$  в качестве выделенного фрагмента, запишем квазитонкую ГВОВ поля, дифрагировавшего в  $-1$ -й порядок эталонной голограммы при ее считывании эталонным полем  $G$ :

$$\tilde{R} = I_0 + I_1 |G + p|^2 = I_0 + I_1 |\tilde{\gamma} p (\tilde{\gamma} + G^* G) + p|^2 = \tilde{g}_{nm} + \tilde{g}_{nr} = I_1 I_0 p^* p (\tilde{\gamma} + G^* G) \quad (7)$$

Зарегистрированная таким образом отражательная дифракционная структура есть квадратичная решетка по отношению к опорной волне, дополнительно промодулированная симметричным ореолом. Используем такую отражательную голограмму в качестве адаптированного зеркала обратной связи. Ее отклик на поле, дифрагировавшее в  $-1$ -й порядок эталонной голограммы при считывании волной  $G$ , как и в случае обычного ОВФ-зеркала (4 а, б), имеет следующий вид (без учета шумов):

$$\tilde{R}_G G = (I_1 I_0 p^* p (\tilde{\gamma} + G^* G)) (I_1 p (\tilde{\gamma} + G^* G)) = I_1^2 |p|^2 p^* p ((\tilde{\gamma} + \tilde{\gamma}) + 2\tilde{\gamma} G^* G + 2\tilde{\gamma} G^* G) \quad (8)$$

Здесь учтено, что опорная волна испытывает ОВФ, а также считывает симметричный ореол, а несимметричный ореол без сопряжения (вследствие тонкости адаптированной голограммы) переносит свою модуляцию на обращаемую опорную волну, а также, вследствие дифракции на симметрично промодулированной решетке, вносит вклад в формирование опорной волны и обоих (симметричного и несимметричного) ореолов:

$$G^* G G^* G = \tilde{\gamma} + \tilde{\gamma} G + \tilde{\gamma} G^* \quad (9)$$

Здесь  $\tilde{\gamma} = \tilde{\gamma}_r + \tilde{\gamma}_n$  - часть произведения двух постоянных составляющих

корреляционных функций, вычисляемая по несовпадающим парам совпадающих ретрансляторов. Можно показать, что благодаря отражению от адаптированного зеркала в отклике присутствуют только те компоненты (без учета искажающих обших фрагментов и шумовой модуляции четвертой степени), которые при повторной дифракции в -1-й порядок эталонной голограммы могут восстанавливать неискаженную эталонную волну:

$$\vec{E}_0(\vec{r}, t) \vec{E}_0^*(\vec{r}, t) = |A(\vec{r})|^2 |E_0^*(\vec{r}, t)|^2 (1 + 2\chi(\vec{r}) + 2\chi^2(\vec{r})) = |A(\vec{r})|^2 (1 + 2\chi(\vec{r}) + 2\chi^2(\vec{r})) \quad (10)$$

Таким образом, дифференцированно отражая корреляционный пик и ореол и одновременно частично преобразуя их в конструктивно используемые шумовые компоненты, адаптированное зеркало на основе "несимметричной" записи ГВОВ повышает эффективность и качество ассоциативного восстановления зарегистрированного объектного поля в нулевом порядке системы голограмма - зеркало.

#### Литература

1. *Серебрякова Л.М.* Анализ преобразования шумовых компонентов поля в информационные в системе тонкая голограмма - ОВФ-зеркало // *Опт. и спектроскопия* 1998. Т. 85, № 4. С. 629-633.
2. *Рубанов А.С., Серебрякова Л.М.* Информационные свойства голограммы взаимно обращенных волн // *Опт. и спектроскопия* 1995. Т. 79, № 6. С. 1009-1013.
3. *Полянский П.В.* О формировании сопряженного изображения в схеме обобщенного голографического фильтра // *Опт. и спектроскопия* 1988. Т. 65, № 2. С. 435-438.
4. *Owechko Y.* Nonlinear holographic associative memory // *IEEE Journal of Quantum Electronics* 1989. Vol 25. P. 619-632

## ЛАЗЕРНО-ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ОПЕРАТИВНОЙ ЗАПИСИ И ГОЛОГРАММ НА ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХКАНАЛЬНОГО YAG: Nd-ЛАЗЕРА

Для расширения функциональных возможностей лазерно-голографических систем, осуществляющих регистрацию голограмм на фототермопластических (ФТП) материалах, предложено использовать двухканальный YAG: Nd-лазер [1]. Ранее реализация метода записи и проявления голограмм с помощью излучения двух длин волн ( $\lambda_1 = 1,064$  мкм и  $\lambda_2 = 0,532$  мкм) осуществлялась с помощью YAG: Nd-лазера с составным резонатором. В нем при генерации излучения как для экспонирования ( $\lambda_2$ ) так и для проявления ( $\lambda_1$ ) использовалось излучение только одной поляризации. В этой схеме введение в основной резонатор диафрагмы для селекции поперечных мод и сужения спектра генерации излучения для экспонирования приводило к уменьшению энергетического выхода ИК излучения из составного резонатора в канал проявления. Разработанное на базе этого лазера устройство регистрации [2] предназначено для локальной записи Фурье-голограмм плоских транспарантов или тонких прозрачных сред.

Задача разработки высокоскоростных систем регистрации для контроля технологических процессов и исследования динамики быстротекущих процессов по-прежнему актуальна. Описываемая лазерно-голографическая система предназначена для записи голограмм Френеля широкого класса диффузно-отражающих объектов, объемных сцен, изделий электронной техники. Длина волны излучения экспонирования ( $\lambda_2$ ) двухканального лазера соответствует области спектральной чувствительности подавляющего большинства разработанных типов ФТП-материалов [3].

При записи голограмм Френеля размер поля голографирования и область проявления на поверхности ФТП-материала больше. Учитывая различные требования к спектральным и энергетическим параметрам излучения с  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , трудность состоит в том, чтобы обеспечить когерентные свойства излучения экспонирования ( $\lambda_2$ ) без снижения энергетического выхода ИК излучения с  $\lambda_1$  в канал проявления. Кроме того, профиль лазерного пучка, используемого для проявления записи, должен быть однородным. Как известно, временная и пространственная структура лазерного пучка определяются модовым составом излу-

чения. В двух случаях она не имеет мелкомасштабных неоднородностей при работе на одной нижней поперечной моде и при работе при большом числе поперечных мод В [2] при формировании излучения для каналов экспонирования и проявления применялся первый вариант. Использование двухканального лазера позволяет применить второй вариант без ухудшения когерентных свойств излучения с  $\lambda_2$ . При этом удается обеспечить однородность профиля лазерного пучка с  $\lambda_1$  в канале проявления

Создание различных каналов генерации лазера осуществлялось путем построения автономных, поляризационно независимых резонаторов для  $p$ - и  $s$ -компонент излучения активного элемента. Для внутрирезонаторного выделения  $p$ - и  $s$ -компонент излучения использовался тонкопленочный диэлектрический поляризатор ( $T_p^{1,064} > 0,95$ ,  $R_s^{1,064} \geq 0,99$ ). Для пространственного разделения излучения с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  предложена схема развязки на основе двухчастотного поляризатора. Он помещался в резонатор с селективным выходным зеркалом ( $T^{1,53} \approx 0,9$ ;  $R^{1,064} \approx 0,99$ ).

Лазерно-голографическая система построена таким образом, чтобы генерация моноимпульса для канала экспонирования осуществлялась на  $p$ -компоненте излучения, а импульса свободной генерации для канала проявления - на  $s$ -компоненте излучения. Этот выбор обусловлен свойствами двухчастотного поляризатора узла развязки. Он обладает высоким ( $\sim 0,99$ ) коэффициентом отражения  $s$ -компоненты излучения и свойствами селектора для проходящей  $p$ -компоненты излучения. Это приводит к сужению спектра излучения, генерируемого в основном резонаторе для канала экспонирования. При этом в автономном резонаторе для  $s$ -компоненты излучения потери минимальны.

Применялся внутрирезонаторный метод удвоения частоты излучения. При этом использовался удвоитель частоты с 00-е типом преобразования, обеспечивающим взаимно-ортогональные ориентации вектора поляризации излучения основной и удвоенной частот.

При регистрации голограмм Френеля важно обеспечить однородную пространственную и временную структуры лазерного импульса с длиной волны  $\lambda_1$ , который используется для проявления записи. При этом его длительность должна находиться в миллисекундном диапазоне, характерном для данного процесса. Была рассчитана длинная разрядная линия блока накачки. Она обеспечивала получение импульсов накачки длительностью 4-4,5 мс

Оптическая схема лазерно-голографической системы для оперативной записи и проявления голограмм Френеля на фототермопластических материалах с помощью излучения двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  двухканального YAG: Nd-лазера показана на рис. 1.

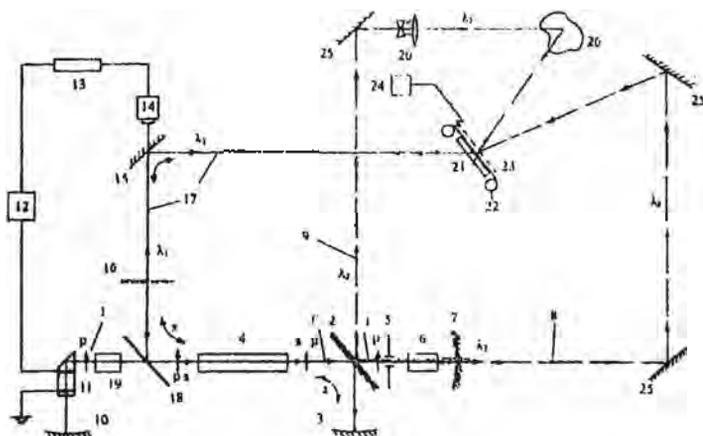


Рис. 1 Лазерно-голографическая система оперативной записи и проявления голограмм Френеля на фототермопластических материалах излучением двух длин волн (1,064 мкм и 0,532 мкм) двухканального YAG: Nd-лазера:

1 – основной резонатор 2 – двухчастотный диэлектрический поляризатор. 3 – “глухое” зеркало автономного резонатора для  $\lambda$ -компоненты излучения с  $\lambda_1$ ; 4 – активный элемент из YAG: Nd размерами 6,3x6,5 мм; 5 – дифракция; 6 – удвоитель частоты излучения с (X)-типом преобразования; 7 – селективное зеркало с коэффициентом отражения  $\sim 0,99$  на  $\lambda_1$  и коэффициентом пропускания  $\sim 0,8$  на  $\lambda_2$ ; 8, 9 – опорный и предметный каналы голографической схемы экзонирования 10 – “глухое” зеркало основного резонатора с коэффициентом отражения  $\sim 0,99$  на  $\lambda_1$ ; 11 – электрооптический модулятор из кристалла ДКДП; 12 – блок управления модулятора; 13, 14 – линзы задержки и фотоэлемент цепи управления; 15 – ловоротное зеркало с коэффициентом отражения  $\sim 0,99$  на  $\lambda_1$ ; 16 – полупрозрачное ( $\sim 0,5$ ) зеркало автономного резонатора для  $\lambda$ -компоненты излучения с  $\lambda_1$ ; 17 – оптический канал для ИК излучения проявления с  $\lambda_1$ ; 18 – поляризационное зеркало с коэффициентом отражения  $\sim 0,99$  для  $\lambda$ -компоненты излучения с  $\lambda_1$ ; 19 – селектор продольных типов колебаний из плавнистого кварца с битой – 11 мм; 20 – кондензатор (x5); 21 – лэбика-держатель; 22 – ФТП-материал; 23 – средство электростатической зарядки поверхности ФТП-материала; 24 – блок управления устройством записи. 25 – поворотные шкала. 26 – объект

Разделение компонент с  $p$ - и  $v$ -ориентацией плоскости поляризации осуществлялось при падении излучения активного элемента 4 на диэлектрический двухчастотный поляризатор 2 в направлении  $l'$ , а также на поляризатор 18 в обратном направлении. В результате в ос-

новом резонаторе 1, образованном диэлектрическими зеркалами 7-10, оставалось только  $p$ -поляризованное излучение. Для него был открыт путь через диафрагму 5 к удвоителю частоты излучения 6.

Из узла поляризационной развязки 1, 3, 5, 7 излучение удвоенной частоты с  $\lambda_2$  выходило через селективное зеркало 7 в канал 8 голографической схемы экспонирования. Отраженное зеркалом 7  $p$ -поляризованное излучение основной длины волны  $\lambda_1$  вновь проходило удвоитель 6. Излучение второй гармоники с  $\lambda_2$  отражалось двухчастотным поляризатором 2 в другой канал 9 голографической схемы экспонирования.

Поляризатор 2 одновременно выполнял функции выделения  $p$ - и  $s$ -компонент ИК излучения основной частоты с  $\lambda_1$  и отражения  $s$ -поляризованного излучения второй гармоники с  $\lambda_2$  из основного резонатора 1 в голографическую схему экспонирования 8, 9.

Применение удвоителя частоты излучения с 00-е гипом преобразования 6 совместно с двухчастотным поляризатором 2 обеспечило внутррезонаторную, поляризационную развязку  $p$ - и  $s$ -компонент излучения с  $\lambda_1$  и пространственное разделение излучения основной и удвоенной частот соответственно с  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Другой путь открыт для  $s$ -компоненты излучения с  $\lambda_1$ , отраженной поляризатором 18 в направлении зеркала 3. Для нее создан автономный резонатор 3, 16, оптически связанный с каналом проявления 17.

Дополнительное введение диафрагмы 5 и селектора продольных типов колебаний 19 в основной резонатор обеспечило сужение спектра излучения для экспонирования до  $0,03-0,04 \text{ см}^{-1}$ .

Переключение каналов генерации лазера в процессе записи и проявления голограмм на ФТП-материалах осуществлялось с помощью электрооптического затвора 11 с блоком управления 12 и цепью управления с линией задержки 13 и фотозлементом 14.

Для получения однородного распределения энергии в поперечном сечении лазерного пучка необходимо обеспечить многомодовый режим генерации. Он реализуется в резонаторах полусферической конфигурации с большим вырождением. Каждой моде соответствует определенная пространственная картина стоячей волны и свое распределение интенсивности. Наложение большого количества мод дает практически однородную интегральную картину распределения по пятну генерации. Каустика автономного резонатора для  $s$ -компоненты излучения, заполнение активного элемента полем излучения и его положение в резонаторе регулировались изменением положения зеркала

3. Это не влияет на режим генерации в резонаторе  $\approx 10$  для  $p$ -компоненты излучения. Результаты фотометрирования показали, что в выделенной основной части пятна генерации пространственная неоднородность излучения не превышает 3%. В зоне проявления голограмм плотность энергии излучения регулировалась в интервале 0,5–1,2 Дж/см<sup>2</sup>.

Как известно, ФТП материалы имеют резонансный вид частотной передаточной характеристики. Поэтому оптические голограммы регистрируют только определенный спектр пространственных частот

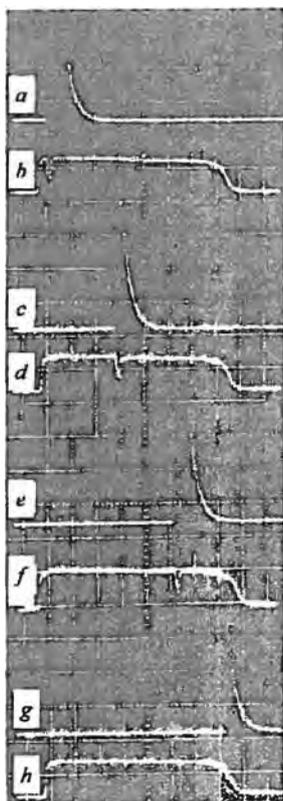


Рис 2 Осциллограммы импульсов излучения экспонирования (*a, c, e, g*) и проявления (*b, d, f, h*) при различных задержках включения канала экспонирования [0,2 (*a*), 1,5 (*c*), 2,8 (*e*), 3,8 (*d*) мкс]. Регистрация осуществлялась с помощью запоминающего осциллографа СЯ-11. На развертках представлены осциллограммы импульсов излучения моноимпульсной генерации с  $\lambda_0$  (30 нс), полученные в независимом канале для  $p$ -компоненты излучения. Их амплитуда превышает диапазон регистрации. Разрыв в линии развертки соответствует моменту генерации моноимпульса в основном резонаторе с  $p$ -компонентой излучения. На развертках (*b, d, f, h*) представлены осциллограммы импульсов излучения квазициклонотрон свободной генерации (4 нс), полученные в независимом канале для  $s$ -компоненты излучения

Однако процесс записи на ФТП-материалах обладает уникальной особенностью. На полосу регистрируемых пространственных частот

можно влиять в процессе записи. Это осуществляется путем изменения скорости теплового воздействия и прерывания проявления при достижении заданных значений длительности экспозиции голограммы. Трудно изменять скорость теплового нагрева за малые (миллисекундный диапазон) времена воздействия при использовании обычных резистивных нагревательных элементов. Как показали наши эксперименты, это легко сделать с помощью ИК лазерного излучения.

На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов излучения экспонирования (*a, c, e, g*) и проявления (*b, d, f, h*) в независимых каналах генерации двухканального YAG: Nd-лазера. Импульсы проявления имеют форму близкую к прямоугольной. Можно получать импульсы проявления различной формы с максимумом интенсивности в начале, середине и далее. Это позволяет изменять скорость нагрева ФТП-материала в процессе формирования голограммы. Данный режим проявления служит для проявления широкой полосы пространственных частот. Ранее нами было установлено расширение полосы эффективно регистрируемых пространственных частот на  $200 \text{ мм}^{-1}$ .

Применение двухканального YAG: Nd-лазера в лазерно-голографических системах регистрации оптической информации на ФТП-материалах позволяет обеспечить оперативную запись и раздельное управление спектральными и энергетическими параметрами излучения экспонирования и проявления. Тем самым повышается способность системы адаптироваться к различным условиям практических применений.

#### Литература

1. Ковалев А.А., Жиднович С.Н. Импульсный двухканальный Nd YAG-лазер с поляризационной внутрирезонаторной развязкой для голографических систем записи на фототермопластических средах // Квантовая электроника. Материалы II междунар. науч.-техн. конф. Мн.: БГУ 1998. С. 61.
2. Ковалев А.А., Жиднович С.Н. Устройство на основе импульсного YAG: Nd-лазера с составным резонатором и удвоением частоты излучения для записи и проявления голограмм на фототермопластических средах // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей. Вып. 5. Мн.: БГУ 2000. С. 80–86.
3. Александрова Е.И., Черкасов Ю.А. Полиимиды: новые свойства электрофотографических и фототермопластических структур для оптических информационных технологий // Оптический журнал. 2000. Т. 67, № 3. С. 41–49.

Н. К. Данейко, А. А. Спиридонов

## СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Распространение плоской волны в случайно-неоднородной среде описывается параболическим уравнением для комплекснозначной функции когерентности четвертого порядка  $\Gamma_4(\zeta, \rho, s)$

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial \zeta} + i \frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial \rho \partial s} - \psi_\rho(\rho, s) \Gamma_4 = 0 \quad (1)$$

с начальным условием в плоскости источника  $\Gamma_4(\zeta=0, \rho, s)=1$ , где  $f_\rho(\rho, s) = (2\exp(-\rho^2) + 2\exp(-s^2) - \exp(-(p+s)^2) - \exp(-(p-s)^2) - 2)$  – нормированная функция рассеяния случайно-неоднородной среды с гауссовой автокорреляционной функцией показателя преломления.

Произведем замену переменных:

$$\rho = \frac{x+y}{2}, \quad s = \frac{y-x}{2} \quad (2)$$

Тогда уравнение (1) для функции  $\Gamma_4(\zeta, x, y)$  с начальным условием будет иметь вид:

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial \zeta} + i \left[ \frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial y^2} \right] = \psi_\rho(x, y) \Gamma_4 \quad (3)$$

с начальным условием в плоскости источника  $\Gamma_4(\zeta=0, x, y)=1$ , где

$$f_{\rho i}(x, y) = 2\exp\left(-\frac{(x+y)^2}{4}\right) + 2\exp\left(-\frac{(y-x)^2}{4}\right) - \exp(-x^2) - \exp(-y^2) - 2.$$

Данная замена переменных позволяет получить на границе области интегрирования  $G$  условия периодичности и отказаться от приближенных граничных условий, как в случае численного решения этой задачи методом конечных разностей. Условия периодичности на границе области интегрирования  $G = \{(x, y) - L_x \leq x \leq L_x, -L_y \leq y \leq L_y\}$  будут иметь вид

$$\Gamma_x(\zeta, \dots, l_x, y) = \Gamma_x(\zeta, l_x, y), \quad \Gamma(\zeta, x, \dots, -l_x) = \Gamma(\zeta, x, l_x) \quad (4)$$

Алгоритм спектрального метода решения задачи основывается на расщеплении уравнения (3) на два уравнения

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \gamma f_\mu(\zeta, y) \Gamma \quad (5)$$

с начальным условием  $\Gamma(\zeta = 0, x, y) = \Gamma(\zeta = 0, x, y) = 1$  и

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \zeta} + \gamma \left[ \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial y^2} \right] = 0 \quad (6)$$

с граничными периодическими условиями

$$\Gamma(\zeta, x, l_x) = \Gamma(\zeta, x, 0), \quad \Gamma(\zeta, 0, y) = \Gamma(\zeta, l_x, y)$$

Решение уравнения (5) ищем аналитически.

$$\Gamma(\zeta, x, y) = \bar{\Gamma}(\zeta = 0, x, y) \exp(\gamma \cdot f_\mu(x, y) \zeta) = \exp(\gamma \cdot f_\mu(x, y) \zeta), \quad (7)$$

а решение  $\bar{\Gamma}(\zeta, x, y)$  уравнения (6) представляем в виде суммы Фурье по переменным  $x, y$ :

$$\bar{\Gamma}(\zeta, x, y) = \sum_{k_x, \dots, k_y, \dots} \sum_{l_x, \dots, l_y, \dots} \bar{\Gamma}(\zeta, x, y) \exp(-ik_x x - ik_y y) h_x h_y, \quad (8)$$

Для этого в прямоугольнике  $D$  вводится равномерная сетка  $w_h$  с шагами  $h_x$  и  $h_y$  по координатам  $x$  и  $y$ :

$$w_h = \left\{ \begin{array}{l} x = \pm j \cdot h_x, \quad j = 1, \dots, N_x; \quad h_x = \frac{l_x}{N_x} \\ y = \pm j \cdot h_y, \quad j = 1, \dots, N_y; \quad h_y = \frac{l_y}{N_y} \end{array} \right. \quad (9)$$

и сетка  $w_\zeta$  по переменной  $\zeta$

$$w_\zeta = \left\{ \zeta = \zeta_n, \quad \zeta_n = n h_\zeta, \quad n = 0, 1, \dots, N_\zeta - 1, \quad h_\zeta = \frac{l_\zeta}{N_\zeta} \right. \quad (10)$$

причем  $N_x = 2^{M_x}$ ,  $N_y = 2^{M_y}$  - для быстрого фурье-преобразования, а  $L_x = L_y = L$  - для уменьшения времени численных расчетов. После подстановки аппроксимируем полученную систему уравнений для  $k_x = -\frac{N_x}{2} + 1, \dots, \frac{N_x}{2}$  и  $k_y = -\frac{N_y}{2} + 1, \dots, \frac{N_y}{2}$  следующей нелинейной симметричной схемой:

$$\frac{\partial U_{k_x, k_y}}{\partial \zeta} = \left( \frac{2\pi}{2L} \right)^2 (k_x^2 - k_y^2) U_{k_x, k_y} \quad (11)$$

С решением для функции  $U$  на  $\zeta + h_\zeta$  шаге через решение на  $\zeta$  шаге:

$$U(\zeta + h_\zeta, k_x, k_y) = U(\zeta, k_x, k_y) \exp\left(-\frac{iR}{L^2} (k_x^2 - k_y^2)\right) \quad (12)$$

Обратное быстрое фурье-преобразование по переменным  $k_x$  и  $k_y$  дает функцию  $\Gamma$ .

Погрешность данной численной схемы на каждом шаге имеет порядок  $\Delta_n \sim h_\zeta^2$ , на всем интервале  $L_\zeta$  погрешность вычисления будет иметь величину порядка:  $\Delta \approx L_\zeta \cdot \Delta_n \sim L_\zeta \cdot h_\zeta^2$ . Поэтому для расчета функции когерентности на больших дальностях необходимо уменьшать шаг интегрирования.

Численные результаты для функции когерентности четвертого порядка  $\Gamma_4(\zeta, p, s)$  плоской волны, распространяющейся в двухмерной случайно-неоднородной среде с гауссовой корреляционной функцией флуктуаций показателя преломления представлены для различных значений параметра рассеяния с целью сравнительного анализа влияния эффектов дифракции и рассеяния на распространение плоской волны. Индекс мерцаний плоской волны определяется (формулой):

$$S^2 = \Gamma_4(\zeta, p=0, s=0) - 1 \quad (13)$$

Индекс мерцаний плоской волны в работе рассчитывался двумя численными методами: конечных разностей и спектральным. Метод конечных разностей очень чувствителен к выбору сетки, которая зависит от параметра рассеяния  $\gamma$ . Спектральный метод в меньшей мере зависит от выбора сетки и потому для сравнения численных расчетов выбрано умеренное значение параметра интенсивности  $\gamma=10$ . На рис.1 изображены графики индекса мерцаний  $S^2$  для двух методов

расчета (кривая 1 — спектральный метод, кривая 2 — метод конечных разностей).

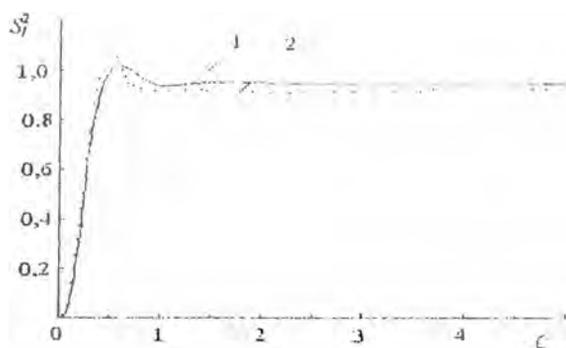


Рис. 1 Сравнение численных расчетов индекса мерцаний

В областях возмущений (на малых дальностях) результаты расчета спектральным методом и методом конечных разностей совпадают. Они начинают отличаться на дальности  $\zeta = 1,5$  и если в спектральном методе на дальности  $\zeta = 1,8$  индекс мерцаний достигает максимального значения  $S_f^2 \approx 1,13$ , то в методе конечных разностей  $S_f^2 = 1,28$ . Вдали от максимума  $S_f^2$  результаты спектрального метода монотонно приближаются к насыщению с постоянным наклоном, в то время как результаты метода конечных разностей достигают насыщения на более коротких дальностях распространения.

И. К. Данейко, А. А. Спиридонов

### ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНОВОГО ПУЧКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В работе рассматривается распространение гауссового волнового пучка с эффективным радиусом  $b$  в случайно-неоднородной среде с крупномасштабными неоднородностями. Свойства случайной среды задаются гауссовой корреляционной функцией флуктуаций показателя преломления с радиусом корреляции  $l_n$  и средним квадратом флуктуаций  $\sigma_n^2$ . Функция когерентности четвертого порядка волнового пучка, распространяющегося в плавно-неоднородной двухмерной среде в положительном направлении оси  $z$ , удовлетворяет параболическому уравнению в безразмерных переменных

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial \zeta} - \left( \frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial p \partial s} + \frac{1}{\beta} \frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial R \partial q} \right) - W_4(\zeta, p, q) \Gamma_4 = 0, \quad (1)$$

где  $\Gamma_4(\zeta, p, s, R, q)$  – функция когерентности четвертого порядка в безразмерных переменных:

$$\zeta = \frac{z}{kl_n^2}, \quad R = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + x_4}{4b}, \quad p = \frac{x_1 + x_2 - x_3 - x_4}{2l_n}, \\ s = \frac{x_1 + x_3 - x_2 - x_4}{2l_n}, \quad q = \frac{x_1 - x_2 - x_3 + x_4}{l_n} \quad (2)$$

здесь  $\beta = b/l_n \psi$  – относительная ширина пучка;  $\gamma = k^2 A_n(0) l_n^2$  – параметр рассеяния среды,

$$F_4(p, s, q) = \left[ A_n \left( p + \frac{q}{2} \right) + A_n \left( p - \frac{q}{2} \right) + A_n \left( s + \frac{q}{2} \right) + A_n \left( s - \frac{q}{2} \right) + \right. \\ \left. + A_n(p+s) + A_n(p-s) - 2A_n(0) \right] / A_n(0) \quad (3)$$

– нормированная функция рассеяния среды.

Преобразование Фурье от  $\Gamma_4 \left( \zeta, p, s, R, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right)$  по  $R$

$$\Gamma_1(\zeta, p, s, \alpha, q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_4 \left( \zeta, p, s, R, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right) \exp(-i\alpha R) dR \quad (4)$$

удовлетворяет дифференциальному уравнению в частных производных,

$$\frac{\partial \Gamma_2}{\partial \zeta} - \frac{\partial \Gamma_2}{\partial r \partial x} \cdot \gamma F_0 \left( p, s, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right) \Gamma_1 = 0 \quad (5)$$

В уравнении (5)  $p, s, q$  можно рассматривать как независимые переменные, а  $\alpha$  и  $\beta$  как параметры. Таким образом, для нахождения  $\Gamma_4(\zeta, p, s, R, q)$  на произвольной дальности  $\zeta = \zeta_2$  при известной  $\Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q)$  делаем следующие преобразования

1) фурье-преобразование  $\Gamma_4(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q)$  по  $R$

$$\Gamma_4 \left( \zeta = \zeta_1, p, s, R, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_1(\zeta = \zeta_1, p, s, R, q) \exp(-i\alpha R) dR; \quad (6)$$

2) интегрируем уравнение (5) на отрезке  $[\zeta_1, \zeta_2]$ , используя спектральный метод численного решения задачи распространения плоской волны,

3) обратное фурье-преобразование  $\Gamma_4$  по  $\alpha$ .

$$\Gamma_4(\zeta = \zeta_2, p, s, R, q) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_1 \left( \zeta = \zeta_1, p, s, R, q + \frac{\alpha \zeta}{\beta} \right) \exp(i\alpha R) d\alpha. \quad (7)$$

Анализ результатов численного расчета (функции когерентности четвертого порядка гауссового волнового пучка, распространяющегося в двухмерной случайно-неоднородной среде с гауссовой корреляционной функцией флуктуаций показателя преломления, проводится для различных значений относительной ширины пучка  $\beta = b/l_n = 1; 5$  и параметра рассеивания  $\gamma = 0.5$ , выбранных такими для анализа влияния начального размера пучка  $b$  и статистических свойств среды на флуктуации интенсивности волнового поля. Рассматривается поведение индекса мерцаний:

$$S^2 = \frac{I_4(\zeta, 0, 0, R, 0) - I_2^2(\zeta, 0, \beta, R)}{I_2^2(\zeta, 0, \beta, R)} \quad (8)$$

На рис. 1 показаны графики зависимости индекса мерцаний на оси гауссового пучка  $S^2$  для двух значений относительной ширины  $\beta$ , равны 1; 5 от нормированной дальности распространения  $\zeta$ . Параметр рассеивания выбран  $\gamma = 0.5$ , характерный для умеренного режима рас-

сеяния. Для сравнения на рис. 1 представлен график зависимости индекса мерцаний плоской волны как предельного случая относительной ширины пучка ( $\beta = h/l_n \rightarrow \infty$ ).

Видно, что в области малых дальностей (область возмущений) индекс мерцаний для волнового пучка с  $\beta = 1$  растет медленнее, чем для пучка с  $\beta = 5$ . В области больших дальностей (область насыщения флуктуаций) график  $S_i^2$  для  $\beta = 5$  быстрее достигает уровня, где он начинает медленно, с постоянным наклоном к оси  $\zeta$ , расти. Индекс мерцаний для плоской волны на малых дальностях (в областях возмущения флуктуаций) растет быстрее, чем для пучка, а на больших расстояниях график  $S_i^2$  для плоской волны пересекается с графиками пучка. Флуктуации интенсивности плоской волны быстрее выходят в насыщение и достигают меньшего уровня насыщения, чем флуктуации пучка. Уровень насыщения флуктуаций интенсивности пучка тем больше, чем меньше относительная ширина пучка  $\beta$ .

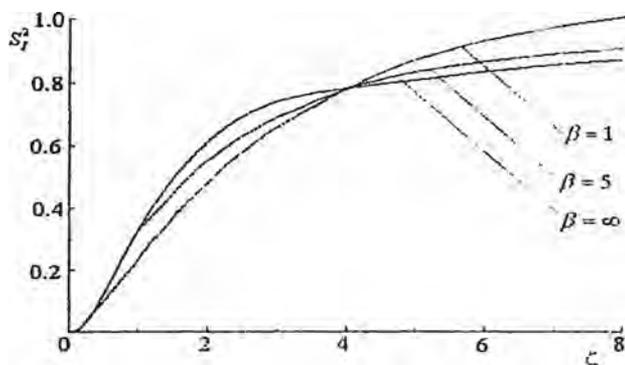


Рис. 1. Сравнение численных расчетов индекса мерцаний

На рис. 2 показана зависимость индекса мерцания  $S_i$  от параметра рассеяния  $\gamma$ .

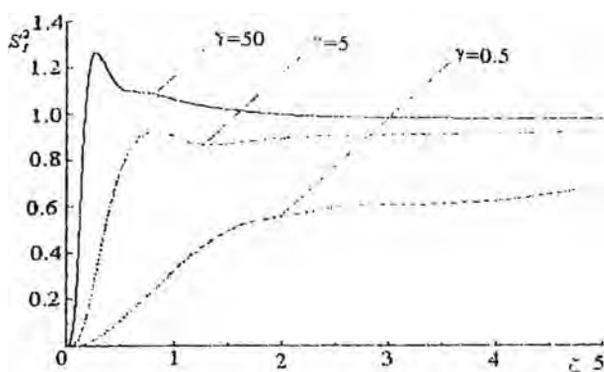


Рис. 2. Численный расчет индекса мерцаний  $S_f^2$  для различных значений параметра рассеяния

Для малых значений  $\gamma < 5$  флуктуации интенсивности нарастают с увеличением  $\zeta$  постепенно в области возмущений, а затем медленно растут, асимптотически приближаясь к насыщению, в области больших дальностей (область насыщения флуктуаций). При больших  $\gamma$  преобладающим эффектом, влияющим на распространение волнового пучка становится рассеивание, и сильные флуктуации интенсивности происходит уже на малых расстояниях вблизи источника. Поэтому  $S_f^2$  достигает максимума на малых дальностях, затем убывает, достигая минимума, и медленно с постоянным градиентом растет в области больших дальностей. С ростом  $\gamma$  максимум  $S_f^2$  возрастает, а его положение смещается в сторону малых дальностей.

И. В. Семченко, С. А. Хахомов, В. И. Кондратенко, А. Л. Самофалов

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РАССЕЯННОГО НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ

В последние годы во многих странах значительно возрос интерес к исследованию искусственных сред, обладающих анизотропными и гиротропными (киральными) свойствами в микроволновом диапазоне [1–5]. Такую среду можно создать искусственно, поместив металлические проволочные включения спиральной формы в диэлектрический материал [6].

Задачей нашего исследования является подробное изучение взаимодействия электромагнитного излучения СВЧ диапазона с отдельной металлической спиралью. Для объяснения экспериментальных результатов рассчитано дипольное и магнитно-дипольное излучение спирали.

Характеристики электромагнитного излучения, рассеянного на спиральном элементе, зависят от соотношения геометрических размеров спирали и длины волны. Рассмотрим случай, когда линейные геометрические размеры спирали много меньше длины падающей волны, что позволяет применить дипольное приближение [7]

Для этого случая вычислим электрический дипольный и магнитный дипольный моменты спирали.

Пусть  $l$  – координата, отсчитываемая вдоль спирали,  $l$  – длина спирали,  $\bar{S}(l)$  – смещение электронов проводимости вдоль спирали. Тогда вектор дипольного момента  $\bar{p}$  можно представить в виде

$$\bar{p} = \int_{(V)} qN_e \bar{S}(l) dV = -eN_e S_{pp} \int_{-l/2}^{l/2} \bar{S}(l) dl, \quad (1)$$

где  $q = -e$  – заряд электрона;  $dV = S_{pp} dl$  – объем элемента спирали,  $S_{pp}$  – площадь сечения проволоки,  $N_e$  – объемная концентрация электронов проводимости.

Рассмотрим спираль, состоящую из одного витка радиуса  $r$  и имеющую длину  $l$ , высота спирали  $h$ , угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали, равен  $\alpha$ , ось спирали совпадает с осью  $ox$  (рис 1). На рис 2 рассматриваемая спираль показана в развернутом виде.

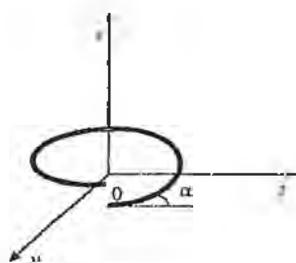


Рис. 1. Одновитковая спираль

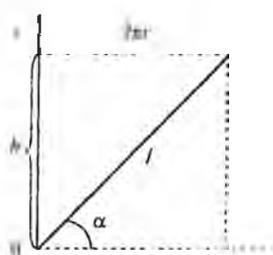


Рис. 2. Одновитковая спираль в развернутом виде

Как видно из рис. 3, проекция смещения электронов проводимости на ось  $x$  равна:

$$S_x = S \sin \alpha = \frac{S h}{\sqrt{h^2 + 4\pi^2 r^2}} \quad (2)$$

Введем удельное кручение спирали  $q$ , связанное с шагом спирали  $h$  соотношением

$$h = \frac{2\pi}{|q|} \quad (3)$$

Знак величины  $q$  определяет направление кручения спирали в пространстве. При  $q > 0$  спираль образует правый винт (рис. 1). Теперь формула (2) принимает вид

$$S_x = \frac{S}{\sqrt{1 + q^2 r^2}} \quad (4)$$

Аналогично находим смещение электронов, ортогональное оси спирали

$$S_y = S \cos \alpha = \frac{S r q}{\sqrt{1 + r^2 q^2}} \quad (5)$$

Проекции смещения  $S$  на оси  $y$  и  $z$  определяем из рис. 3, где за положительное направление отсчета угла  $\varphi$  принято направление против часовой стрелки

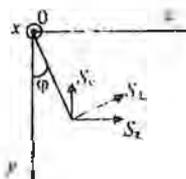


Рис. 3. Компоненты вектора смещения электронов проводимости в декартовой системе координат

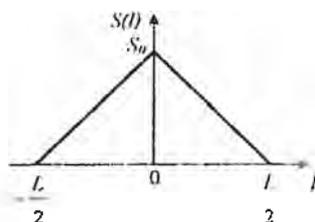


Рис. 4. График зависимости смещения электронов проводимости от координаты

$$S_y = -S \sin \varphi, \quad (6)$$

$$S_x = S \cos \varphi, \quad (7)$$

$$\varphi = qx, \quad (8)$$

Удобнее перейти от интегрирования по  $dl$  к интегрированию по  $dx$ :

$$dl = \frac{dx}{\sin \alpha} = dx \sqrt{1 + r^2 q^2} \quad (9)$$

Тогда проекция дипольного момента спирали на ось  $x$  принимает вид

$$p_x = -eN_v S_{np} \int_{x_1}^{x_2} S(l) dx, \quad (10)$$

где пределы интегрирования равны

$$x_1 = -\frac{l_c}{2} \sin \alpha, \quad x_2 = \frac{l_c}{2} \sin \alpha. \quad (11)$$

Аналогично находим проекции дипольного момента спирали на оси  $y$  и  $z$ :

$$p_y = eN_v S_{np} r q \int_{x_1}^{x_2} S(l) \sin(qx) dx, \quad (12)$$

$$p_z = -eN_v S_{np} r q \int_{x_1}^{x_2} S(l) \cos(qx) dx \quad (13)$$

Для удобства дальнейших вычислений введем обозначение

$$I_x = \int_{x_1}^{x_2} S(l) \cos(qx) dx \quad (14)$$

Будем рассматривать главный резонанс, когда длина спирали приблизительно равна половине длины волны падающего излучения. В этом случае сила тока монотонно убывает при удалении от центра спирали, обращаясь в нуль на ее краях. Простейшим приближением, но в то же время достаточно точным, является модель линейного убывания тока от центра к концам спирали [5]. Тогда смещение электронов убывает по линейному закону

$$S(l) = S_0 \left( 1 - \frac{2|l|}{L} \right) \quad (15)$$

График функции (15) представлен на рис. 4

Интегрируя по частям и учитывая, что при переходе от  $dl$  к  $dx$

$$S(l) = S_0 \left( 1 - \frac{2|x|}{L \sin \alpha} \right), \quad (16)$$

получаем

$$I_z = -\frac{4S_0}{q^2 L \sin \alpha} \left[ \cos \left( \frac{qL \sin \alpha}{2} \right) - 1 \right] \quad (17)$$

Рассмотрим спираль, число витков которой равно  $N_n$ . В этом случае все соотношения, полученные выше, остаются справедливыми. Тогда

$$L \sin \alpha = N_n h \quad (18)$$

При этом для интеграла  $I_z$  получаем

$$I_z = \begin{cases} 0, & \text{если } N_n - \text{четное,} \\ \frac{4S_0}{qN_n \pi}, & \text{если } N_n - \text{нечетное.} \end{cases} \quad (19)$$

В результате находим, что  $z$  - составляющая дипольного момента спирали существенно зависит от количества витков спирали:

$$p_z = 0, \text{ если } N_n - \text{четное число,} \quad (20)$$

$$p_z = -\frac{4N_n}{\pi N_n} N_n e N_{np} r, \text{ если } N_n - \text{нечетное число.} \quad (21)$$

Аналогично интеграл из уравнения (12) обозначим  $I_v$

$$I_v = \int_{r_1}^{r_2} S_0 \left( 1 - \frac{2|x|}{L \sin \alpha} \right) \sin(qx) dx \quad (22)$$

Интегрируя по частям, получаем  $I_y=0$  и следовательно

$$p_y=0. \quad (23)$$

Значит,  $y$ -компонента дипольного момента спирали обращается в нуль независимо от числа витков спирали.

Отметим, что соотношения (20) и (23) можно получить учитывая симметрию распределения тока в спирали при его линейном убывании от центра спирали к краям.

Подобным образом интеграл из уравнения (10) обозначим  $I_x$ :

$$I_x = \int_{-l/2}^{l/2} S_0 \left( 1 - \frac{2|x|}{l \sin \alpha} \right) dx \quad (24)$$

Интегрируя, находим  $I_x = \frac{1}{2} S_0 l \sin \alpha$ , следовательно,

$$p_x = -\frac{\pi}{q} e N_e N_a S_{\text{эф}} S_0 \quad (25)$$

Теперь вычислим магнитный момент спирали  $\vec{m}$ , индуцированный электрическим полем:

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int_{(V)} [\vec{r} \times \vec{j}] dV, \quad (26)$$

где плотность тока  $\vec{j}$  равна

$$\vec{j} = -e N_e \vec{\mathcal{S}} = i e N_e \omega \vec{S}. \quad (27)$$

Здесь  $\vec{S} = e^{-i\omega t}$  - смещение электронов проводимости,  $\vec{\mathcal{S}}$  - скорость дрейфа электронов.

Составляющая тока, ортогональная оси спирали, равна

$$j_{\perp} = i e N_e \omega S_{\perp} = j \cos \alpha \quad (28)$$

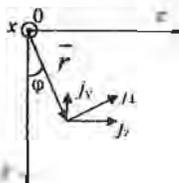


Рис 5. Компоненты вектора объемной плотности тока в декартовой системе координат

Тогда из рис. 5 следует, что

$$j_x = j \sin \alpha, \quad (29)$$

$$j_y = -j_L \sin \varphi, \quad (30)$$

$$j_z = j_L \cos \varphi. \quad (31)$$

Теперь можно записать  $x$ - составляющую магнитного момента

$$m_x = \frac{1}{2} \int_{(V)} r j_x dV \quad (32)$$

Отсюда следует

$$m_x = \frac{1}{2} i r e N_c \omega \cos \alpha S_{op} \int_{-l}^l S(t) dt \quad (33)$$

Учитывая, что  $S(t)$  изменяется по линейному закону (15) получаем

$$m_x = \frac{1}{4} i r e N_c \omega \cos \alpha S_{op} S_0 l. \quad (34)$$

Аналогично находим  $m_y$  и  $m_z$ :

$$m_y = 0, \quad (35)$$

$$m_z = 0, \text{ если } N_n - \text{четное число}, \quad (36)$$

$$m_z = -i e N_c \omega S_0 S_{op} \frac{6r}{4\pi N_n}, \text{ если } N_n - \text{нечетное число} \quad (37)$$

В дипольном приближении напряженность электрического поля излучаемой волны имеет вид [7, 8]

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi R} \left( \left[ \left[ \ddot{\vec{p}} - \dot{\vec{p}} \right] \ddot{\vec{p}} \right] + \frac{1}{c} \left[ \ddot{\vec{p}} - \dot{\vec{p}} \right] \right), \quad (38)$$

где  $\vec{R}$  – радиус-вектор, проведенный от спирали в точку наблюдения,  $\vec{n}$  – единичный вектор волновой нормали, точки над векторами означают дифференцирование по времени. Будем рассматривать волну, излучаемую спиралью в направлении оси  $y$ . При этом падающая волна, возбуждающая спираль, распространяется вдоль оси  $z$ . Такая геометрия эксперимента облегчает регистрацию излучаемой волны, интенсивность которой в случае отдельной спирали значительно уступает интенсивности падающей волны.

Пусть ориентация приемной антенны задается единичным вектором  $\vec{c}_a$ , лежащим в плоскости  $xoz$  и образующим угол  $\theta$  с осью  $x$ , то есть с вектором напряженности электрического поля падающей волны. Тогда

$$\vec{c}_a = \cos\theta \vec{x}_0 + \sin\theta \vec{z}_0, \quad (39)$$

$$\vec{n} = \vec{y}_0, \quad (40)$$

где  $x_0, y_0, z_0$  - единичные векторы, направленные вдоль осей  $x, y, z$  (орты декартовой системы координат). В этом случае интенсивность сигнала, регистрируемого приемной антенной, пропорциональна величине

$$I = \langle (\vec{E} \vec{e}_0)^2 \rangle_t, \quad (41)$$

где угловые скобки означают усреднение по времени. Для удобства дальнейших вычислений представим ненулевые компоненты электрического и магнитного моментов спирали (21), (25), (34), (37) в виде

$$p_x = p_{\perp} N_{\alpha}, \quad p_z = p_{\parallel} N_{\alpha}, \quad (42)$$

$$m_x = m_{\perp} N_{\alpha}, \quad m_z = m_{\parallel} N_{\alpha}. \quad (43)$$

Используя (38) - (40), (42), (43), вычисляем величину (41):

$$I = \frac{16\pi^4 \omega^4}{32\pi^2 R^2} |\sin \theta|^2 \left[ \left( p_{\perp}^2 + \frac{1}{c^2} m_{\perp}^2 \right) \cos^2 \theta + \left( p_{\parallel}^2 + \frac{1}{c^2} m_{\parallel}^2 \right) \sin^2 \theta + \left( p_{x_0} p_{z_0} - \frac{1}{c^2} m_{x_0} m_{z_0} \right) \sin 2\theta \right]. \quad (44)$$

Исследуем возможность излучения спиралью циркулярно-поляризованной волны. Будем рассматривать случай  $p_z=0, m_z=0$ , который реализуется, если спираль состоит из четного числа витков (см. формулы (20) и (36)). Тогда из выражения (44) следует условие излучения циркулярной волны:

$$|p_x| = \frac{1}{c} |m_x|. \quad (45)$$

При выполнении условия (45) гиротропные свойства спирали проявляются наиболее явно, поскольку электрическое поле падающей волны возбуждает в спирали не только электрический дипольный момент, но и не менее значимый магнитный момент.

Используя выражения (25) и (34), а также условие главного частотного резонанса

$$\frac{\lambda}{2} = l, \quad (46)$$

и соотношение для геометрических параметров спирали

$$l \cos \alpha = 2\pi r N_p, \quad (47)$$

получаем тригонометрическое уравнение для угла подъема спирали  $\alpha$ :

$$4N_n \operatorname{tg} \alpha = \cos \alpha \quad (48)$$

или

$$\sin^2 \alpha + 4N_n \sin \alpha - 1 = 0 \quad (49)$$

Корни этого уравнения с учетом положительности угла  $\alpha$  можно записать в виде

$$\alpha = \arcsin \left( -2N_n + \sqrt{4N_n^2 + 1} \right) \quad (50)$$

В табл. 1 приведены значения угла подъема спирали для различного числа витков, при которых возможно излучение спиралью циркулярно – поляризованной волны. При этом спираль возбуждается линейно – поляризованной волной, вектор напряженности электрического поля которой ориентирован вдоль оси спирали.

Таблица 1

Значения угла подъема спирали для различного числа витков

$N_n$	2	4	6	8
$\alpha$ , град.	7,1	3,6	2,4	1,8

Полученные результаты позволяют оптимизировать геометрические параметры спирали с целью преобразования поляризации электромагнитных волн СВЧ диапазона.

#### Литература

1. Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media / I.V. Lindell, A.H. Sihvola, S.A. Tretyakov, and A.J. Viitanen // Boston and London: Artech House. 1994.
2. Varadan V.K., Varadan V.V., Lakhtakia A. // J. Wave-Mater. Interact. 1987. Vol. 2. P. 71–81.
3. Jaggard D.L., Engheta N. // Electronics Lett. 1989. Vol. 25. P. 173–174.
4. Semchenko I.G., Tretyakov S.A., Serdyukov A.N. // Progress in Electromagnetics Research. PIER12. 1996. P. 335–370.
5. Electromagnetics of bi-anisotropic materials / A.N. Serdyukov, I.V. Semchenko, S.A. Tretyakov, and A.H. Sihvola // Gordon and Breach Science Publishers. 2001.
6. Advances in Complex Electromagnetic Material / S.A. Kuehl, S.S. Grove, E. Kuehl et al. // ed. by A. Priou. Kluwer Academic Publishers. 1997. P. 317–332.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука. 1973. Т.2. 504 с.
8. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов. М.: Наука. 1977. 942 с.

А. М. Гончаренко, И. Л. Гарнович

## ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В КЕРРОВСКОЙ СРЕДЕ

Одним из важных применений солитонов является использование их в системах передачи и обработки информации. Весьма часто оптическое волокно представляет собой неоднородную стеклянную нить (селфок), поперечное сечение которой преднамеренно или случайно имеет эллиптическую форму. Следовательно, представляется актуальным вопрос о распространении оптических солитонных импульсов в неоднородных эллиптических волноводах

Рассмотрим распространение узких пространственно-временных солитонов в керровской нелинейной и неоднородной среде. Используя неоднородность типа селфока, мы обходим определённые трудности решения граничной задачи для эллиптического волновода [1] и ищем решение в виде эллиптических гауссовых пучков.

Исходным в такой приближённой постановке является уравнение для огибающей функции  $E(x, y, z) \exp(i\omega t - kz)$  распространяющегося импульса вида [2, 4]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} E + \frac{i}{2} k_0 \frac{\partial^2 E}{\partial \eta^2} + \frac{\Delta k^1}{2k_0} E = 0, \quad (1)$$

где  $k_0$  - постоянная распространения невозмущённой среды,  $\Delta_{\perp}$  - поперечный оператор Лапласа,  $k_0 = -\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$  - дисперсия среды,  $\Delta k^1$  - добавка к постоянной распространения из-за нелинейности и неоднородности среды,  $\eta = t - \frac{z}{u}$ ,  $u$  - групповая скорость. В нашем случае неоднородного эллиптического волновода изменения показателя преломления по осям  $Ox$  и  $Oy$  определяем как

$$\Delta n_x = -\beta_0 \frac{x^2}{x_0^2}, \quad \Delta n_y = -\beta_0 \frac{y^2}{y_0^2} \quad (2)$$

Изменения показателя преломления, обусловленные керровской нелинейностью, обозначаем следующим образом:

$$\Delta n_0 = \beta_0 |E|^2 = \beta_0 A_0^2 |\psi|^2 = \beta_0 |\psi|^2, \quad (3)$$

где  $A_0$  - амплитуда электрического поля  $E = A_0 \psi(x, y, z, t)$ . Суммарное изменение показателя преломления

$$\Delta n = \Delta n_1 + \Delta n_2 + \Delta n_3. \quad (4)$$

Постоянная распространения при этом определяется как  $k = k_0(1 + \Delta n)$ , причем

$$\Delta k^2 = 2k_0^2 \Delta n = 2k_0^2 (\Delta n_1 + \Delta n_2 + \Delta n_3). \quad (5)$$

В итоге для функции  $\psi$  из (1) получаем следующее уравнение

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + i \frac{\partial^2 \psi}{2k_0 \partial x^2} + i \frac{\partial^2 \psi}{2k_0 \partial y^2} + i \frac{\partial^2 \psi}{2k_0 \partial \eta^2} + ik_0 \beta_1 |\psi|^2 \psi - ik_0 \beta_2 \frac{x^2}{x_0^2} \psi - ik_0 \beta_3 \frac{y^2}{y_0^2} \psi = 0. \quad (6)$$

Введём новые переменные посредством соотношений:

$$x' = x\sqrt{2k_0}, y' = y\sqrt{2k_0}, \eta' = \eta\sqrt{\frac{2}{k_0}}. \quad (7)$$

После этого уравнение (6) принимает вид (штрихи опускаем)

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + i \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + i \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + i \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + i\alpha_1 |\psi|^2 \psi - i\alpha_2 \frac{x^2}{x_0^2} \psi - i\alpha_3 \frac{y^2}{y_0^2} \psi = 0, \quad (8)$$

где

$$\alpha_1 = k_0 \beta_1, \alpha_2 = k_0 \beta_2, \alpha_3 = k_0 \beta_3. \quad (9)$$

Как известно, хорошим приближением решения уравнения (8) для неоднородных диэлектрических волноводов (селфоксов) являются функции Гаусса [1], а профиль солитонов по оси  $z$  представляется функцией  $\text{sh}(z)$  [3]. Но в окрестности максимума поля функция Гаусса и  $\text{sh}$  совпадают. Следовательно, для описания основных особенностей пространственно-временных солитонов (типа световых пульс) достаточно ограничиться основной гауссовой модой.

Итак, будем искать решение уравнения (8) в виде следующего эллипсоидального гауссоида:

$$\psi = \exp(i\gamma_1 z - \gamma_2 - \frac{x^2}{fx_0^2} - i \frac{x^2}{gx_0^2} - \frac{y^2}{hy_0^2} + i \frac{y^2}{ly_0^2} - \frac{\eta}{q\eta_0^2} + i \frac{\eta}{p\eta_0^2}) \quad (10)$$

Здесь  $\gamma_1, \gamma_2, f, g, h, l, q, p$  – безразмерные функции от  $z$ . При этом приближённо

$$|\psi|^2 = 1 - 2\gamma_2 - 2 \frac{x^2}{fx_0^2} - 2 \frac{y^2}{hy_0^2} - 2 \frac{\eta}{q\eta_0^2}. \quad (11)$$

Подставляя (10), (11) в уравнение (8) и проделывая несколько громоздкие вычисления, получаем следующие уравнения для неизвестных пока функций:

$$\gamma' - 2\frac{1}{fx_n^2} - 2\frac{1}{hy_n^2} - 2\frac{1}{q\eta_n^2} + \alpha_1 - 2\alpha_1\gamma = 0, \quad (12)$$

$$\gamma' + 2\frac{1}{gx_n^2} + 2\frac{1}{ly_n^2} + 2\frac{1}{p\eta_n^2}, \quad (13)$$

$$\frac{f'}{f} + 8\frac{1}{gx_n^2} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{g'}{g} - 4\frac{1}{f'x_n^2} + 4\frac{1}{g'x_n^2} + 2\alpha_1\frac{1}{f} + \alpha = 0, \quad (15)$$

$$\frac{h'}{h} + 8\frac{1}{ly_n^2} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{l'}{l} - 4\frac{1}{h^2y_n^2} + 4\frac{1}{l^2y_n^2} + 2\alpha_1\frac{1}{h} + \alpha = 0, \quad (17)$$

$$\frac{q'}{q} + 8\frac{1}{p^2\eta_n^2} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{p'}{p} - 4\frac{1}{q'\eta_n^2} + 4\frac{1}{p^2\eta_n^2} + 2\alpha_1\frac{1}{q} = 0, \quad (19)$$

где штрих означает производную по  $z$ .

Уравнения (14) и (15), (16) и (17), (18) и (19) составляют три пары схожих уравнений, которые определяют форму эллипсоидального трёхмерного солитона. Вместе с уравнениями (12), (13) они определяют также его фазовую поверхность и амплитуду на оси волновода соответственно. Будем искать вначале решение системы уравнений (14), (15). Дифференцируя уравнение (14) и исключая потом функцию  $g(z)$ , для функции  $f(z)$  получаем следующее уравнение:

$$2\frac{d^2f}{dz^2} = \left(\frac{df}{dz}\right)^2 \frac{1}{f} + \frac{64}{x_n^2} \left(\frac{1}{f} - \delta_1 - \delta_2 f\right), \quad (20)$$

где  $\delta_1 = \frac{1}{2}\alpha_1 x_n^2$ ,  $\delta_2 = \frac{1}{4}\alpha x_n^2$ .

Решение уравнения (20) ищется следующим образом [5]. Вводим обозначение  $\frac{df}{dz} = \phi(z)$  и полагаем  $\phi^2(z) = u(f)$ . При этом  $\frac{d^2f}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{du}{df}$ .

В результате уравнение (20) преобразуется к виду

$$\frac{du}{df} = \frac{u(f)}{f} - \frac{64}{c_1^2} \left( \frac{1}{f^2} - \delta_1 \frac{1}{f} - \delta_2 f \right) \quad (21)$$

Это уравнение Риккати. Далее полагаем  $u = E(f)V(f)$ , при этом  $E(f) = \exp \int \frac{1}{f} df = c_1 f$ ,  $\frac{dV}{df} = \frac{64}{c_1^2} \left( \frac{1}{f^2} - \delta_1 \frac{1}{f} - \delta_2 f \right)$ . В итоге для функции  $u(f)$  имеем

$$u(f) = \frac{64}{c_1^2} (-1 - \delta_1 f \ln f - \delta_2 f^2 + cf), \quad (22)$$

откуда следует

$$\frac{df}{dz} = \sqrt{u(f)} = \pm \frac{8}{x^2} (c_1 f - 1 - \delta_1 f \ln f - \delta_2 f^2). \quad (23)$$

Выбираем граничные условия в виде  $f = f_0, \frac{df}{dz} = 0$  при  $z = 0$ . При этом постоянная интегрирования  $c_1 = \frac{1}{f_0} + \delta_1 \ln f_0 + \delta_2 f_0$ . Окончательно для функции  $f(z)$  получаем уравнение

$$\frac{df}{dz} = \pm \frac{8}{x^2 \sqrt{f_0}} \left( f - f_0 - \delta_1 f_0 f \ln \frac{f}{f_0} - \delta_2 f_0 f (f - f_0) \right) \quad (24)$$

Аналогичным образом получаем уравнения и для функций  $h(z)$  и  $q(z)$ :

$$\frac{dh}{dz} = \pm \frac{8}{x^2 \sqrt{h_0}} \left( h - h_0 - \delta_1 h_0 h \ln \frac{h}{h_0} - \delta_2 h_0 h (h - h_0) \right) \quad (25)$$

$$\frac{dq}{dz} = \pm \frac{8}{x^2 \sqrt{q_0}} \left( q - q_0 - \delta_1 q_0 q \ln \frac{q}{q_0} \right) \quad (26)$$

Именно функции  $f(z)$ ,  $h(z)$ ,  $q(z)$  в соответствии с (10) определяют пространственную форму эллипсоидального солитона. Остальные функции  $g(z)$ ,  $l(z)$ ,  $p(z)$  определяют форму фазовой поверхности, а  $\gamma$ , и  $\gamma$ , соответственно фазовую скорость и амплитуду на оси  $z$ .

Уравнения (24)–(26) не имеют решений в известных функциях.

Численное решение их не представляет особого труда. На рис. 1 приведены примерные графики функции  $f(z)$ . На этих графиках видно, что амплитуда осцилляций пространственного размера световой пули не слишком велика и солитон находится далеко от состояния коллапса. Проведенные нами численные расчёты показывают, что при изменении параметра  $\delta$  в разумных пределах осцилляции световой пули будут невелики и она не будет коллапсировать. Это подтверждает наше предположение об устойчивости световой пули в керровской среде. По нашим предварительным оценкам время коллапса солитона должно быть  $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$  с, тогда как длительность световой пули составляет  $10^{-12}$  с и меньше. Поэтому световая пуля просто не успевает коллапсировать. Аналогичные кривые характерны и для функций  $h(z)$  и  $q(z)$ . Поскольку параметры в уравнениях (24)–(26) различаются, то в результате мы будем иметь эллипсоидальный трехмерный солитон, все три оси которого периодически изменяются с различными периодами. Это фактически будет эллипсоидальная осциллирующая световая пуля.

Уравнения (24)–(26) можно решать приближённо. Рассмотрим для примера решение уравнения (26). Предположим, что отклонения поперечного размера вдоль оси  $Ox$  невелики в сравнении с  $f_0$ . При этом

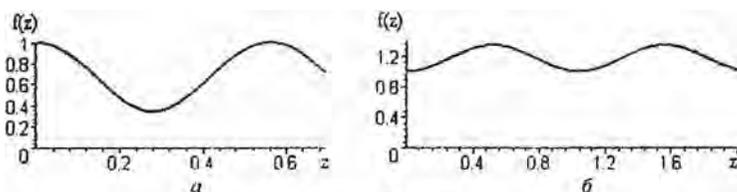


Рис. 1. Графики функции  $f(z)$   
 $a - f_0 = 1, \delta_1 = \delta_2 = 1.1; \quad б - f_0 = 1, \delta_1 = \delta_2 = 0.4$

$\frac{f - f_0}{f_0} \ll 1$  и  $\delta_1 f_0 f \ln \frac{f}{f_0} = \delta_1 f (f - f_0)$ . В результате имеем

$$\frac{df}{dz} = \pm \frac{\delta}{x_0 \sqrt{f_0}} \left[ -f_0 + (1 + \delta_1 f_0 + \delta_1^2) f - (\delta_1 + \delta_1 f_0) f \right] \quad (27)$$

Иначе это выражение переписывается в виде

$$\frac{df}{\sqrt{a+bf+cf^2}} = \pm \frac{8}{x_0^2 \sqrt{f_0}} dz, \quad (28)$$

где

$$a = f_0, \quad b = 1 + \delta_1 f_0 + \delta_2 f_0^2, \quad c = -(\delta_1 + \delta_2 f_0). \quad (29)$$

При  $\Delta = 4ac - b^2 = -(1 - \delta_1 f_0 - \delta_2 f_0^2) < 0$ ,  $c < 0$  уравнение (28) интегрируется [6] и мы получаем

$$-\arcsin \frac{2cf + b}{\sqrt{-\Delta}} = \pm \frac{8}{x_0^2 \sqrt{f_0}} \sqrt{-cz + c_0}. \quad (30)$$

С учётом граничных условий окончательно имеем

$$f(z) = \frac{1 + \delta_1 f_0 + \delta_2 f_0^2}{2(\delta_1 + \delta_2 f_0)} - \frac{1 - \delta_1 f_0 - \delta_2 f_0^2}{2(\delta_1 + \delta_2 f_0)} \cos \left( \frac{8}{x_0^2} z \sqrt{\frac{\delta_1 + \delta_2 f_0}{f_0}} \right) \quad (31)$$

Аналогичным образом находим

$$h(z) = \frac{1 + \delta_1 h_0 + \delta_2 h_0^2}{2(\delta_1 + \delta_2 h_0)} - \frac{1 - \delta_1 h_0 - \delta_2 h_0^2}{2(\delta_1 + \delta_2 h_0)} \cos \left( \frac{8}{y_0^2} z \sqrt{\frac{\delta_1 + \delta_2 h_0}{h_0}} \right) \quad (32)$$

$$q(z) = \frac{1 + \delta_1 q_0}{2\delta_1} - \frac{1 - \delta_1 q_0}{2\delta_1} \cos \left( \frac{8}{\eta_0^2} z \sqrt{\frac{\delta_1}{q_0}} \right). \quad (33)$$

Как видим, во всех трёх измерениях пространственные размеры солитона синусоидально изменяются по мере распространения его в нелинейной среде. Однако такое приближение является не очень хорошим, так как лежащие в его основе предположения о малости параметра нелинейности  $\delta$  и малой величине амплитуды осцилляций  $f_0$  функции  $f(z)$  плохо выполняются одновременно. На рис. 2 приведен результат численного решения уравнения (24) и график для этого же решения, полученного по формуле (31).

Фазовая поверхность такого солитона так же будет периодически изменяться от выпуклой до вогнутой и наоборот. Проследить, однако, за формой фазовой поверхности весьма трудно, хотя в принципе зная функции  $f(z)$ ,  $h(z)$ ,  $q(z)$  по уравнениям (12), (13), (14), (16), (18) можно найти все остальные функции, которые дадут возможность полностью описать свойства осциллирующих эллипсоидальных свеговых пульс.

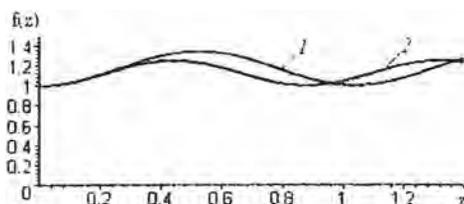


Рис. 2. Графики функции  $f(z)$

1 – численное решение при  $f_0 = 1$ ,  $\delta_1 = \delta_2 = 0.4$ , 2 – соответствующее ему решение, полученное по приближенной формуле (31)

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского Фонда фундаментальных исследований, проект Ф00-054.

#### Литература

1. Гончаренко А.М., Карпенко В.А. Основы теории оптических волноводов. Мн: Наука и техника 1983. 238 с
2. Silberberg Y. Collaps of optics pulses // Opt. Lett. 1990. Vol. 15. № 22. P. 1282–1284
3. Rasanov N.N. Transverse patterns in wide-aperture nonlinear optical systems // Progress in Optics. 1996. Vol. 35. P. 1–60
4. Гончаренко А.М. К теории пространственно-временных оптических солитонов // Весті НАН Беларусі Сер. фіз.-мат. навук 1999 № 3. С. 44–46.
5. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука. 1976. 576 с.
6. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Гос изд-во физ.-мат. л-ры. 1962. 1100 с.

А. М. Гончаренко, Г. В. Синицын, С. П. Апанасевич, А. В. Ляхнович,  
А. С. Ясюкевич, М. А. Ходасевич, Ю. А. Варакея

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИХ ПЛАНАРНЫХ УСТРОЙСТВ КОММУТАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ФАБРИ - ПЕРО НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Поперечные эффекты оптической бистабильности в нелинейных интерферометрах Фабри-Перо (ИФП) [1, 2] представляют интерес для разработки новых методов обработки оптических информационных сигналов. Такие методы используют запись информации в световых пикселях, сформированных на поверхности интерферометра посредством сфокусированного лазерного пучка [3]. Бистабильный характер поведения ИФП позволяет представлять информацию в двоичном виде, в зависимости от того, в каком – включенном или выключенном состоянии – находится конкретный световой пиксель, несущий один бит информации.

Обработка информации реализуется в ходе взаимодействия соседних световых пикселей, причем основой такого взаимодействия являются поперечные волны переключения. В [4] сообщалось об экспериментальной реализации линейного регистра сдвига на основе нелинейных полупроводниковых тонкопленочных интерферометров с термооптическим механизмом нелинейности и давалось описание «lock-and-clock» архитектуры, обеспечивающей поперечный информационный сдвиг между световыми пикселями. Волны переключения в полностью эпитаксиальном интерферометре Фабри-Перо на основе GaAs [5] впервые наблюдались в работе [6].

Целью настоящей работы являлась экспериментальная реализация прототипа линейного сдвигового регистра, который переносит включенное/выключенное состояние локальной области (светового пикселя) на поверхности интерферометра на основе GaAs вдоль линейной матрицы таких пикселей, примыкающих друг к другу

В качестве источника излучения использовался лазер на  $Fe^{3+}$  – центрах окраски (ЦО), генерирующий импульсы микросекундной длительности, по форме близкие к прямоугольным. Длина волны излучения составляла 890 нм, ширина спектра – около 0,1 нм. Система регистрации включала быстродействующие фотодиоды, электронный осциллограф и ПЗС-камеру. Пространственное разрешение, достигаемое

с помощью камеры, в данном случае составляло 30 мкм, временное разрешение, ограниченное быстродействием фотодиодов и осциллографа - 2 нс

В наших экспериментах интерферометр работал на отражение и его состоянию с высоким коэффициентом отражения ставился в соответствие логический ноль («0»), состоянию с низким отражением - логическая единица («1»).

Типичные зависимости интенсивности от времени падающего на ИФП и отраженного от него излучения, полученные нами, приведены на рис. 1. Минимальная плотность световой мощности, достаточная для достижения бистабильного переключения используемого ИФП, составляет менее 10 кВт/см<sup>2</sup>.

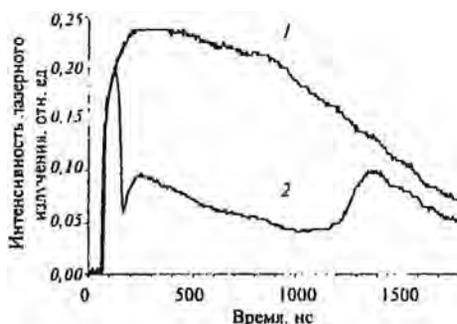


Рис. 1. Типичные зависимости интенсивности падающего на интерферометр и отраженного от него излучения от времени при возбуждении лазером на центрах окраски

1 — интегральная по мощности кинетика падающего на ИФП излучения.  
2 — локальная кинетика отраженного от ИФП излучения

Матрица примыкающих друг к другу пикселей моделировалась световой "полоской" (2000×50 мкм<sup>2</sup>) которая была сформирована на поверхности нелинейного интерферометра при фокусировке пучка лазера на ЦО посредством цилиндрической линзы с фокусным расстоянием 50 мм (рис. 2). Регистрация временных зависимостей световой мощности, отраженной от соседних областей световой полоски, давала возможность наблюдения работы сдвигового регистра.

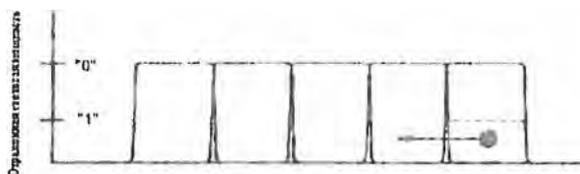


Рис. 2. Схема цепочки пикселей, образующих регистр сдвига

На рис. 3 – 5 представлены результаты экспериментов, демонстрирующих процесс сдвига информационного сигнала фронтом волны переключения. Сначала интенсивность возбуждения в цепочке пикселей была выбрана такой, чтобы нелинейный интерферометр находился в состоянии, близком к порогу бистабильного перехода. При этом бистабильное переключение не происходит и в «полоске» распределение световой интенсивности близко к плоскому (рис. 3)

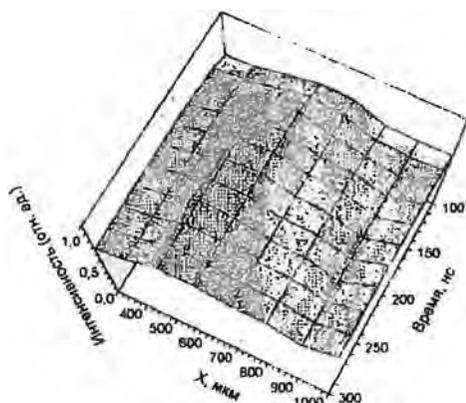


Рис. 3. Эволюция профиля интенсивности вдоль линейной цепочки пикселей в плоскости интерферометра на основе GaAs при отсутствии сигнального светового пучка

Затем в зоне крайнего пикселя интенсивность светового сигнала повышалась выше порога включения. При этом в области с более вы-

сокой световой интенсивностью происходит бистабильное переключение из нулевого в единичное состояние. Далее, соседний световой пиксель с уровнем возбуждения ниже порога также переходит во включенное состояние вследствие распространения волны переключения. Таким образом, состояние логической единицы крайнего пикселя распространяется вдоль линейной матрицы световых пикселей (рис. 4). Наиболее отчетливо это проявляется при рассмотрении продольных профилей интенсивностей в различные моменты времени (рис. 5).

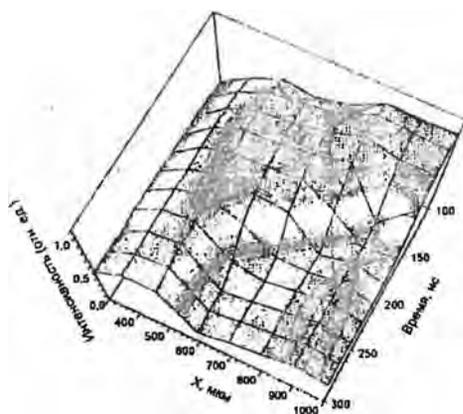


Рис. 4. Эволюция профиля интенсивности вдоль линейной цепочки пикселей в плоскости интерферометра на основе GaAs при переводе крайнего пикселя матрицы в состояние логической единицы (локальном увеличении подаваемой мощности в области края матрицы)

Из рис. 5 можно оценить, что скорость волны переключения достигает 5 мкм/нс. Таким образом, нами экспериментально промоделирован процесс переноса бита вдоль линейной цепочки световых пикселей. Средняя плотность мощности возбуждения в цепочке приблизительно равна 15 мкВт/мкм<sup>2</sup>.

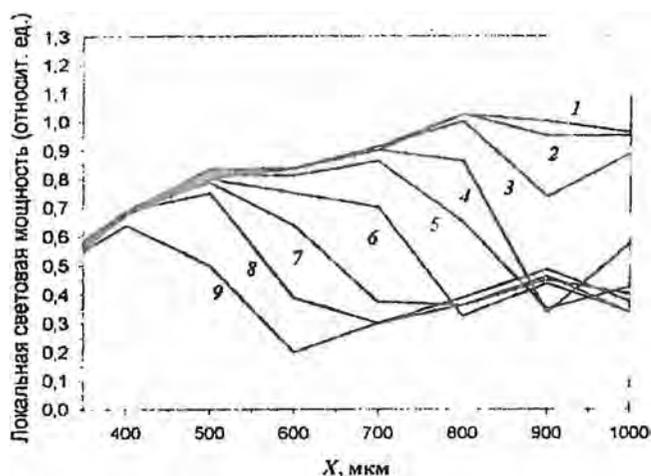


Рис. 5. Профили интенсивности вдоль линейной цепочки пикселей в плоскости интерферометра на основе GaAs в различные моменты времени после подачи сигнального светового импульса: 1 — 130 нс, 2 — 140 нс, 3 — 150 нс, 4 — 170 нс, 5 — 180 нс, 6 — 200 нс, 7 — 220 нс, 8 — 240 нс, 9 — 340 нс

Для практических применений представляет интерес, во-первых, уменьшение размеров световых пикселей (что должно привести к уменьшению длительности цикла сдвига сигнала в регистре) и, во-вторых, использование источников излучения, которые являются компактными и обеспечивают работу информационных систем в частотном режиме. Такими источниками могут быть, например, узкополосные лазерные диоды

Используя в качестве источника возбуждения мощный узкополосный лазерный диод (891 нм DFB Laser System, фирма RPMC, США), мы получили бистабильное переключение [7] в отдельном световом пикселе, сформированном на поверхности ИФП. Размер пикселя составлял приблизительно  $13 \times 12 \text{ мкм}^2$ , пороговая интенсивность бистабильного переключения составляла около  $20 \text{ мкВт/мкм}^2$ .

Таким образом, можно оценить время передачи бита в линейном регистре, состоящем из четырех пикселей длиной по 10 мкм и реализованном на бистабильном полностью эпитаксиальном интерферометре с промежуточным слоем на основе GaAs при возбуждении излучением с длиной волны в окрестности 890 нм [При скорости волны

переключения 5 мкм/пс сигнал в четвертом пикселе регистра появится через 6 нс

Это время может быть существенно уменьшено при использовании бистабильных устройств с промежуточным слоем из GaAs/GaAlAs с множественными квантовыми ямами или из полимерных материалов, обладающих более короткими временами релаксации [8].

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф01-277).

#### Литература

1. *Розанов Н.Н.* Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука. Физматлит. 1997. 336 с.
2. *Apanasevich S.P., Lyakhovich A.V.* Transverse effects in optical bistability for transportation of light information // *Phys Stat Solidi B* 1988 Vol. 150. P. 507-512.
3. Planar - free space optical circuits based on the "transverse lock - and - clock" architecture / G.V. Sinitsyn, F.V. Karpushko, S.P. Apanasevich et al. Optical Computing. Inst. of Phys Conf. Ser. № 139. Inst. of Phys. Publish. P. 105-108
4. All-optical implementation of information shift on the base of transverse effects in optical bistability / G.V. Sinitsyn, S.P. Apanasevich, A.V. Lyakhovich, F.V. Karpushko // *Proc. SPIE*. 1993. Vol. 1806. P. 559-565.
5. True-CW operation of GaAs bistable etalon with electronic optical nonlinearity / D.J. Goodwill, A.C. Walker, A.H. Kean, C.R. Stanley // *Electronics Letters*. 1992. Vol. 28, № 17 P. 1599-1600
6. Transverse switching waves in optically bistable GaAs/GaAlAs etalon with electronic nonlinearity for 2D optical processing / G.V. Sinitsyn, F.V. Karpushko, A.M. Goncharenko et al. / 1996 International Topical Meeting on Optical Computing. Techn. Digest. Sendai 1996. P. 214-215
7. Dynamics of switching waves and realization of shift register in optically bistable GaAs/GaAlAs interferometer / G.V. Sinitsyn, S.P. Apanasevich, A.V. Lyakhovich et al. // *Proc. SPIE*. 2002. Vol. 4750. P. 323-326.
8. *Stegeman G.J., Torruellas W.E.* Nonlinear materials for information processing and communications // *Phil. Trans Roy. Soc. Lond. Ser. A*. 1996 Vol. 354, № 1708. P. 745-756.

**КОДИРОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ  
НА ОСНОВЕ ВЕЙВЛЕТОВ С ПРЕДЕЛЬНЫМ  
РАЗРЕШЕНИЕМ В ОПТИЧЕСКИХ  
КОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ**

Одной из существенных проблем математического описания физических процессов является его непротиворечивость природе рассматриваемого явления. Например, описание сигнала обычным для математики образом в виде непрерывной функции от времени неадекватно его информационному содержанию, поскольку такая функция в любом конечном интервале времени содержит бесконечное количество информации вследствие использования бесконечного интервала частот.

Адекватность математического описания информационного сигнала достигается выбором линейного пространства, элементы которого будут представлять собой сигнал, и выбором базиса в этом пространстве. Часто лучшим (а кроме того и привычным) является тригонометрический базис. Коэффициенты разложения стационарного случайного процесса по такому базису являются некоррелированными величинами. Однако использование тригонометрического базиса для представления сигналов с особенностями проблематично, так как базисные функции не локализованы во времени. А для описания локальной особенности на фоне стационарного процесса базис должен обладать локализацией не только самих элементарных функций, но и их преобразований Фурье.

Такая одновременная локализация осуществляется, например, в оконном преобразовании Фурье. Идея его построения состоит в наложении на бесконечные во времени гармонические функции некоторой локализованной оконной функции. Путем временного сдвига последней получается набор базисных функций. Соответствующий выбор оконной функции и величины сдвига позволяет получить ортонормированный базис. Хорошая временная локализация достигается локализацией оконной функции, а локализация преобразования Фурье – ее высокой гладкостью. Оконное преобразование Фурье имеет два существенных недостатка: огромное количество базисных элементов и использование одинаковой оконной функции для различных частот.

Вейвлет-преобразование свободно от второго недостатка и имеет значительно меньшее по сравнению с оконным Фурье-преобразованием количество элементов базиса. Для цифровой обработки информации,

которая интересует нас в настоящей работе, вейвлет определяется как порождающая базис функция

Вейвлетом (материнским вейвлетом) называется функция  $\psi(t)$ , чьи сдвиги и растяжения  $\{2^{-n/2}\psi(2^{-n}t - \tau)\}_{n, \tau}$  (дочерние вейвлеты) образуют ортонормированный базис в пространстве квадратично интегрируемых функций [1].

Строгое доказательство полноты и ортогональности базиса вейвлетов весьма громоздко. Для практических целей часто достаточно, чтобы вейвлет обладал локализацией во временной и частотной областях, нулевым средним, ограниченностью и самоподобием базиса. Последнее требование означает, что все дочерние вейвлеты должны иметь одинаковое с материнским количество осцилляций.

Разнообразным применениям вейвлетов посвящено большое количество работ. Показано, например, что вейвлеты удобно использовать не только для анализа сигналов, но и для их синтеза [2]. В [3] было продемонстрировано, что применение вейвлетов позволит повысить эффективность использования полосы частот системы. В силу своего определения вейвлеты приспособлены для решения одной из классических проблем цифровой передачи информации — получения спектрально эффективных форм сигналов, удовлетворяющих требованию нулевой межсимвольной интерференции. В [4] показано, что применение вейвлет-модуляции может дать ощутимые преимущества по сравнению с традиционными видами модуляции при передаче информации по каналам со значительными перекрестными помехами.

В настоящей работе мы исследуем возможность применения вейвлетов с предельным временным и частотным разрешением для модуляции лазерного излучения.

Пределом одновременной временной и частотной локализации сигнала является его степень свободы или одиночная информационная ячейка (как назвал ее Габор [5]). Форма ячейки не имеет никакого значения. Важны лишь ее размеры  $\Delta\nu$  и  $\Delta t$ , связанные соотношением  $\Delta\nu\Delta t = 1$ , которое является нижней границей принципа неопределенности Гейзенберга. Следовательно, для однозначного описания сигнала длительностью  $t_s$ , занимающего полосу частот  $\nu_s$ , необходим базис из  $\nu_s t_s$  элементарных сигналов.

Рассмотрим особенности построения базиса предельно разрешенных вейвлетов в пространстве время-частота. Процесс происходит следующим образом. Октавнополосным фильтром от сигнала отщеп-

ляется его высокочастотная часть и раскладывается по набору элементарных сигналов, представляющему собой временные сдвиги функции, которая локализована внутри ячейки единичной площади. Затем процесс повторяется с оставшейся низкочастотной частью сигнала, но элементарные сигналы подвергаются временному растяжению в два раза, и т.д. Цикл завершается, когда длительность элементарного сигнала становится вдвое меньше  $t$ . Такое соотношение обусловлено невозможностью определения элементарного сигнала, имеющего нулевое среднее значение, в пределах одной информационной ячейки. Использование вейвлетов при обработке информации с предельным разрешением требует их определения по меньшей мере на двух ячейках.

Основа рассматриваемого применения вейвлетов может быть найдена при рассмотрении изменения средней величины произвольного сигнала  $x(t)$ .

$$D(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^{t+\tau} x(u) du - \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t x(u) du. \quad (1)$$

Это выражение может быть представлено в виде:

$$D(t) = \int \psi_{t,\tau}(u) x(u) du, \quad \text{где} \quad \psi_{t,\tau}(u) = \begin{cases} -1/\tau, & t - \tau < u \leq t, \\ 1/\tau, & t < u \leq t + \tau, \\ 0, & u < t - \tau, u > t + \tau. \end{cases} \quad (2)$$

Легко увидеть, что  $\psi_{t,\tau}$  является не чем иным как нормированным Хаар-вейвлетом [1]. Следовательно, применение вейвлета позволяет получить локализованную информацию об изменении средней величины сигнала. Таким образом, для анализа с предельным разрешением вейвлет-модулированного сигнала необходимо просто сравнить его средние величины в двух соседних информационных ячейках (мы ограничимся здесь случаем четного вейвлета или вейвлета, не обладающего четностью).

Кроме метода построения базиса и способа идентификации модулированного сигнала необходимо выбрать вид материнского вейвлета. Исследование всего множества используемых вейвлетов с точки зрения их применения для модуляции лазерного излучения в конкретных условиях его распространения требует отдельного рассмотрения. Однако цель нашей работы позволяет ограничиться изучением габоровского вейвлета, как обладающего минимальной временной и частотной локализацией среди всех возможных функций [5].

Впервые разложение по базису элементарных сигналов вида модулированной функции Гаусса было предложено Габором в [5]

$$G(t, t_0, \sigma, \Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(t - t_0)^2}{2\sigma^2}\right] \exp[i\Omega(t - t_0) + \vartheta] \quad (3)$$

Здесь  $t_0$  - временной сдвиг,  $\sigma$  - среднеквадратическое отклонение,  $\Omega$  - частота модуляции и  $\vartheta$  - фазовый сдвиг. Элементарные сигналы такого вида не ортогональны, но в [6], было показано, что любой сигнал может быть разложен в ряд Габора без значительных затруднений. Функция Габора (3) не является вейвлетом, поскольку базис, построенный на ее основе, не обладает свойством самоподобия. Однако для ее превращения в вейвлет достаточно сделать среднеквадратическое отклонение зависимым от частоты модуляции (или наоборот). Таким образом можно добиться, чтобы все дочерние габоровские вейвлеты имели одинаковое с материнским количество осцилляций. Для определенности зададим уменьшение оконной гауссовой функции в  $e$  раз на полупериоде гармонической составляющей,  $\vartheta = 0$  и используем мнимую часть функции Габора вследствие ее нечетности относительно  $t = t_0$ . Тогда  $\sigma = 2^{-1/2} \Omega^{-1}$ , и у функции Габора остаются только три независимых аргумента:

$$g(t, t_0, \Omega) = \exp[-4(t - t_0)^2 \Omega^2] \sin[\Omega(t - t_0)]. \quad (4)$$

В несколько измененном виде габоровское разложение было использовано для исследования эволюции информационных сигналов [7].

Рассмотрим передачу информации одномодовым лазером с последующей фоторегистрацией сигнала. Пусть источник работает гораздо выше порога генерации, а интенсивность его излучения модулируется с помощью габоровских вейвлетов с предельным разрешением. В рамках полуклассической теории фоторегистрации, выводы которой полностью согласуются с выводами более строгого квантовомеханического подхода во всех задачах регистрации, основанной на применении фотоэффекта, статистика фотоотсчетов рассматриваемого источника является пуассоновской.  $p(n) = \exp(-\alpha) \alpha^n / n!$ . Здесь  $p$  - вероятность получения  $n$  фотоотсчетов,  $\alpha = \langle n \rangle = \beta t$ ,  $t$  - длительность интервала регистрации (в рассматриваемом случае  $t = (2\Omega)^{-1}$ ),  $I$  - интенсивность излучения,  $\beta = \eta S h \nu$ ,  $S$  - площадь фоточувствительной поверхности,  $\eta$  - квантовый выход,  $h$  - постоянная Планка,  $\nu$  - частота падающих на приемник фотонов.

Для того, чтобы пуассоновская статистика фотоотсчетов сохранялась при использовании габоровского вейвлета для модуляции излучения одномодового лазера необходимо, чтобы амплитуда модули-

рующего сигнала  $I_1$  была значительно меньше амплитуды опорного сигнала  $I_0$ . Кроме того, вейвлет будет разрешим, если среднеквадратичное отклонение числа фотоотсчетов будет намного меньше разницы фотоотсчетов модулированного сигнала и опорного. Это условие может быть выражено в следующем виде:

$$\frac{M_1}{\Omega} \int \exp(-x^2) \sin(x/2) dx \gg \sqrt{\beta I_0} \quad (5)$$

Расширение в (5) верхнего предела интегрирования до бесконечности позволяет получить аналитическое выражение для  $I_1$

$$\frac{2}{\Phi\left(1, \frac{3}{2}, -\frac{1}{16}\right)} \sqrt{\frac{2\Omega}{\beta I_0}} \ll \frac{I_1}{I_0} \ll 1, \quad (6)$$

где  $\Phi(b, c, d) = 1 + \frac{b}{c} \frac{d}{\Gamma} + \frac{b(b+1)}{c(c+1)} \frac{d^2}{2!} + \dots$  — вырожденная гипергеометрическая функция.

Нахождение значения интеграла в (5) численными методами дает более точное значение постоянной в выражении (6):

$$3 \sqrt{\frac{2\Omega}{\beta I_0}} \ll \frac{I_1}{I_0} \ll 1. \quad (7)$$

Видно, что использование габоровских вейвлетов с предельным разрешением требует возрастания глубины модуляции с ростом частоты гармонической составляющей вейвлета. При этом условии возможно оптимальное использование вейвлет-модуляции для цифровой передачи информации лазерными источниками.

Если задать величину ошибки  $ER$  передачи элементарного сигнала, то с помощью численного моделирования можно получить зависимости превышения  $a$  разницы чисел фотоотсчетов модулированного и опорного сигналов над среднеквадратичным отклонением их распределений от мощности  $P$ , лазерного излучения. Для типичных величин  $ER = 10^{-9}$  и  $ER = 10^{-15}$  расчетные зависимости представлены на рис. 1. Полученные результаты соответствуют длине волны излучения 1,5 мкм, ширине полосы частот сигнала 10 ГГц и квантовому выходу 0,01. Графики показывают, что значительное (на шесть порядков величины) повышение надежности передачи информации может быть достигнуто за счет малого по сравнению с интенсивностью опорного сигнала увеличения интенсивности модулирующего сигнала

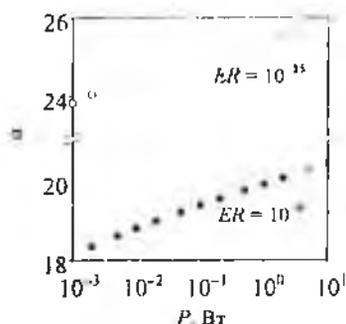


Рис. 1. Преплинение  $\alpha$  разницы чисел фотосчетов модулированного и опорного сигналов над среднеквадратичным отклонением их распределений в зависимости от мощности  $P$  излучения одноимового лазера для величин ошибки передачи элементарного сигнала  $ER = 10^9$  и  $ER = 10^{15}$ .

Полученные результаты подтверждают привлекательность применения вейвлет-модуляции в системах передачи информации. Среди множества вейвлетов предельно

малым частотно-временным разрешением обладает габоровский вейвлет. Его оптимальное использование в лазерных системах передачи информации возможно при возрастании глубины модуляции с ростом частоты гармонической составляющей вейвлета

#### Литература

1. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ. основы теории и примеры применения // УФН 1996. Т. 166, № 11. С. 1145–1170.
2. Ososkov G., Shitov A. Gaussian wavelet features and their applications for analysis of discretized signals // Comp. Phys. Comm. 2000. Vol. 126. P. 149–157.
3. Daneshgaran F., Mondin M. Bandwidth efficient modulation with wavelets // Electronic Letters. 1994. Vol. 30, № 15. P. 1200–1202.
4. Daneshgaran F., Mondin M., DAVIS F. Performance of wavelet-based shaping pulses on linear and non-linear channels // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3807. P. 408–419.
5. Gabor D. Communication Theory and Physics // Phil. Mag. 1950. Vol. 41, № 322. P. 116–187.
6. Баастманс М.Дж. Разложение сигнала в ряд Габора по элементарным гауссовским сигналам // ТИИЭР. 1980. Т. 68, № 4. С. 123–124.
7. Akan A., Chaparro L.F. Multi-window Gabor expansion for evolutionary spectral analysis // Signal Processing. 1997. Vol. 63. P. 249–262.

А. В. Казберук, Г. В. Синицын

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ У ПОВЕРХНОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО СО ВСТРОЕННОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Рассматривается бесконечно протяженный интерферометр Фабри-Перо с синусоидальной модуляцией диэлектрической проницаемости нелинейного промежуточного слоя (слой III, рис. 1). Слои II и IV моделируют зеркала интерферометра. Интерферометры-решетки тако-

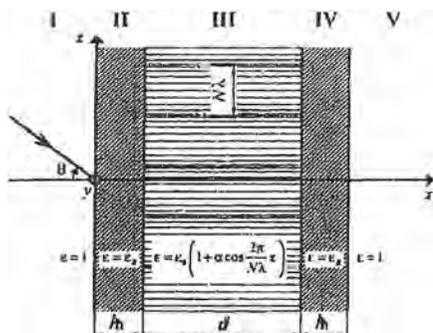


Рис. 1. Структурная схема интерферометра с модуляцией диэлектрической проницаемости промежуточного слоя  $N\lambda$  – период модуляции диэлектрической проницаемости

го рода могут быть созданы, например, с помощью двух когерентных световых пучков, направленных на рассматриваемую среду под углом друг к другу. Предполагаем, что коэффициент отражения  $R$  зеркал интерферометра на длине волны формирующего решетку излучения близок к нулю. В то же время на длине волны зондирующего пучка  $R \approx 0,99$ . Луч света при своем распространении в такой среде дифрагирует на неоднородностях диэлектрической проницаемости (или показателя преломления). Образуется ряд максимумов излучения с различными направлениями светового потока (рис. 2). Конкуренция условий интерференционных резонансов с условиями максимумов дифракции приводит к существенным изменениям в пространственном спектре прошедших и отраженных световых полей по сравнению с обычной дифракционной решеткой [1].

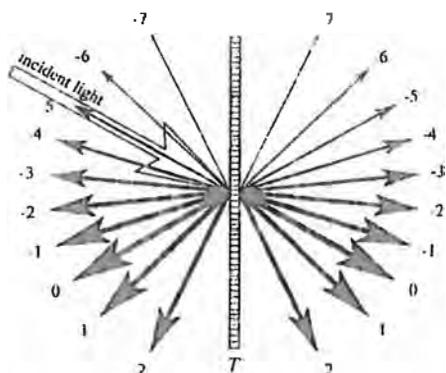


Рис. 2 Картина распределения прошедших и отраженных дифрагированных световых пучков для интерференционной системы  $T$ , изображенной на рис. 1

Численный анализ свидетельствует о сильном перераспределении мощности падающего на интерферометр со встроенной дифракционной решеткой пучка между порядками дифракции. При этом наблюдается сильная асимметрия положительных и отрицательных порядков дифракции и, соответственно, появляется возможность путем изменения таких параметров как угол падения пучка, длина волны, начальная отстройка от максимума интерференции, глубина и период фазовой модуляции перенаправлять входной информационный поток по направлениям выбранных дифракционных порядков. Можно утверждать, что внесение фазовой дифракционной решетки внутрь тонкопленочного интерферометра Фабри-Перо позволяет получить новые свойства такой системы, отличающиеся как от свойств решетки, так и от свойств самого интерферометра, даже когда характеристики промежуточного слоя не зависят от светового поля.

Кроме того, такая задача представляет теоретический интерес как одна из задач, относящихся к общей проблеме распространения света в одномерных периодических средах. Как известно, распространение волн в средах с периодически изменяющимися свойствами сопровождается появлением новых качественных особенностей, наиболее заметных в тех случаях, когда длина волны становится сравнимой с характерным пространственным периодом изменения свойств системы.

В данной статье представлены результаты расчетов спектрального распределения световых полей такого рода систем. Для расчета энер-

гетических характеристик световых полей внутри интерферометра-решетки и вблизи него используется теоретическая модель, предложенная авторами ранее [1]. Модель основана на уравнениях Максвелла в приближении непоглощающих сред без каких-либо существенных ограничивающих допущений

На рис. 3–6 представлены пространственные распределения плотности энергии излучения внутри интерферометра и вблизи него. Волна падает на интерферометр  $T$  под углом  $\theta$ , оптическая толщина интерферометра при  $\alpha = 0$  равна одной длине волны, период решетки  $N$ , выраженный в длинах волн (см. рис. 1), равен 10, коэффициент отражения зеркал (слои II и IV)  $R = 0,99$ . Расчеты проводились для случая, когда электрический вектор  $E$  перпендикулярен плоскости падения (H-мода). Плотности энергии слева и справа от интерферометра на рисунке для наглядности искусственно завышены, поскольку максимальная энергия сосредоточена внутри интерферометра. Распределение плотности энергии вне интерферометра определяется интерференцией прошедших или отраженных волн многих порядков дифракции. В случае, представленном на рис. 3, большая часть света сосредоточена в отраженной волне нулевого порядка дифракции. Интенсивности волн плюс и минус первых порядков в отражении и пропускании значительно меньше. Волны остальных порядков дифракции (в том числе нулевого в пропускании) практически незаметны. Соотношения интенсивностей волн всех возможных порядков дифракции для случаев, представленных на рис. 4–6, подробно проанализированы в [1], где, в частности, рассматриваются некоторые примеры пространственного переключателя на такого рода интерферометрах-решетках. Для этих случаев характерно заметное возрастание интенсивностей света ненулевых порядков дифракции. На рис. 5–6 (случай наклонного падения света на интерферометр) в области слева можно видеть полосы, образованные в результате интерференции падающей и отраженной волн нулевого порядка, перпендикулярные биссектрисе угла между ними (т.е. нормали к плоскости интерферометра) с наложенными более слабыми отраженными волнами других порядков. Распределение плотности энергии за интерферометром определяется интерференцией прошедших волн многих порядков дифракции приблизительно

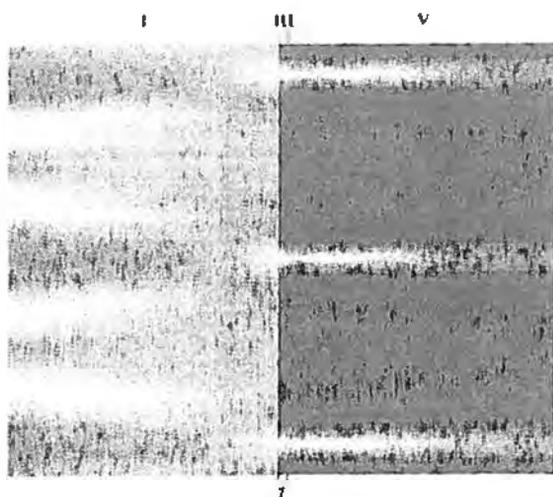


Рис. 3. Пространственные распределения плотности энергии излучения  
внутри интерферометра и вблизи него.  $\theta = 0^\circ$ ;  $\alpha = 0,01$

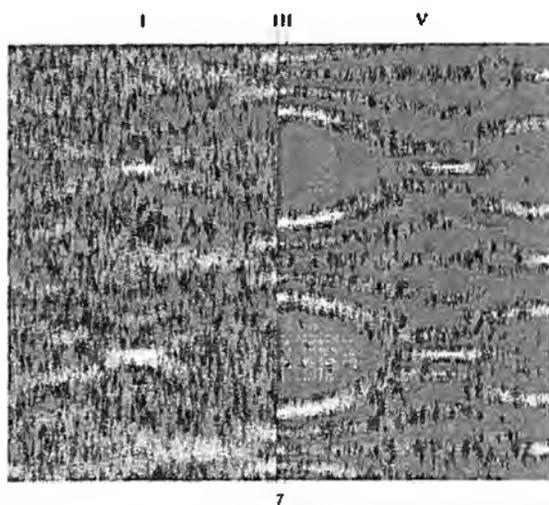


Рис. 4. Пространственные распределения плотности энергии излучения  
внутри интерферометра и вблизи него.  $\theta = 0^\circ$ ;  $\alpha = 0,072$

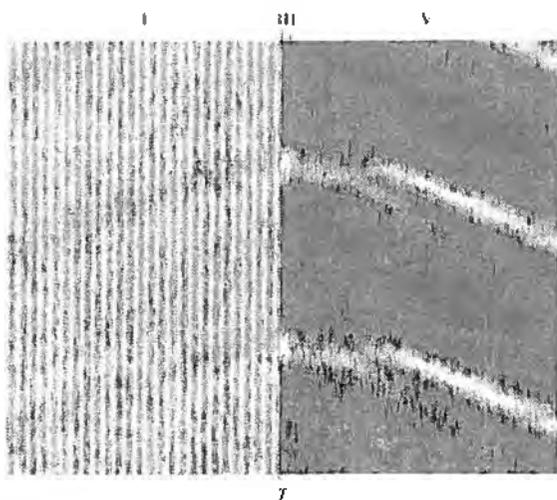


Рис. 5 Пространственные распределения плотности энергии излучения  
внутри интерферометра и вблизи него  $\theta = 30^\circ$ ,  $\alpha = 0,043$

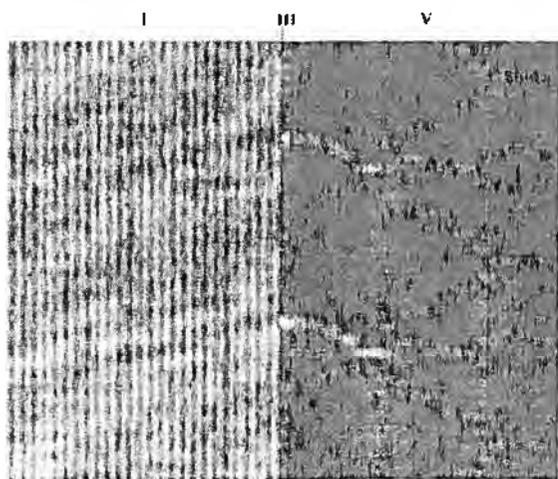


Рис. 6 Пространственные распределения плотности энергии излучения  
внутри интерферометра и вблизи него  $\theta = 30^\circ$ ,  $\alpha = 0,072$

Таким образом, численные расчеты показывают, что рассматриваемая система обладает комплексом параметров, изменением которых можно в очень широких пределах менять структуру полей прошедших и отраженных сигналов. Такие интерферометры-решетки могут быть использованы, в частности, при создании амплитудно-фазовых модуляторов, спектральных селекторов, пространственных коммутаторов нового типа, устройств ввода-вывода и кодирования информационных сигналов, устройств структурирования световых полей для захвата и перераспределения холодных атомов и молекул, создания световых ловушек.

#### Литература

1. *Kazberuk A.V., Shutsyn G.V.* Diffraction gratings on a thin-layer Fabry-Perot interferometer with modulation of a refractive index of intermediate layer for spatial optical switches // *Optics in Computing 2000*. Roger A. Lessard, Tigran Galstian, Editors. SPIE Vol 4089, P. 927-938

А. С. Ясюкевич, Г. В. Синицын, С. П. Апанасевич, А. В. Ляхнович,  
М. А. Ходасевич, Ю. А. Варакса

## АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Полностью оптические устройства для обработки информации, основанные на оптической бистабильности в интерферометрах Фабри-Перо (ИФП) с промежуточными слоями из соединений типа  $A_3B_5$  (например, из GaAs [1]), обеспечивают временной отклик в наносекундном диапазоне. Это позволяет применять их в современных системах для обработки световых сигналов

Для построения устройств на основе таких ИФП необходимо иметь возможность исследовать основные характеристики и закономерности оптических бистабильных явлений и экспериментально отработать методики их использования в разрабатываемых устройствах для обработки оптических информационных сигналов

Для этих целей был спроектирован и построен лазерный комплекс с компьютерным управлением. Ниже описывается конструкция и основные технические параметры лазерного комплекса с компьютерным управлением и также возможности, которые он обеспечивает для исследования бистабильных явлений в интерферометрах на основе GaAs и для моделирования базовых элементов систем оптической обработки информации.

Основными узлами комплекса являются источники лазерного излучения, блок формирования пространственно - временных параметров излучения (узел модуляции), регистрирующий блок (рис. 1). Основные части стенда работают под управлением двух персональных компьютеров.

В качестве источников излучения используются два типа лазеров. Первый из них является импульсным узкополосным перестраиваемым лазером на основе кристалла фтористого лития с  $F_2^+$  - центрами окраски (ЦО). Накачка активного элемента перестраиваемого лазера осуществляется рубиновым лазером с электрооптической системой отрицательной обратной связи, которая позволяет осуществлять генерацию световых импульсов с требуемой кинетикой интенсивности. Диапазон перестройки длины волны генерации лазера на ЦО находится в пределах

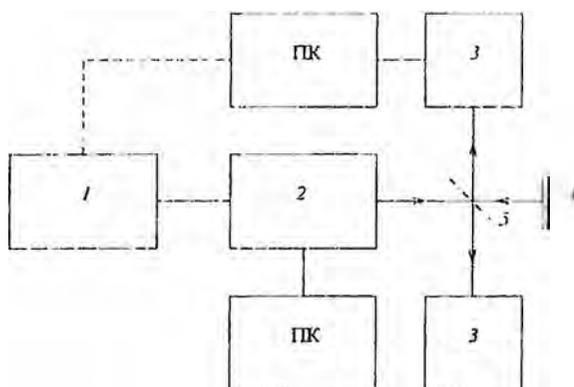


Рис. 1. Схема взаимосвязи основных узлов лазерного комплекса  
 1 – источник излучения (лазер на ЦО или лазерный диод); 2 – блок модуляции;  
 3 – блок регистрации; 4 – интерферометр Фабри-Перо на основе GaAs;  
 5 – полупрозрачное зеркало; ПК – персональный компьютер

875–895 нм. Спектральная ширина полосы лазерного излучения составляет порядка 0,1 нм на длине волны 890 нм, используемой в наших экспериментах (вблизи края фундаментального поглощения арсенида галлия) Лазер на ЦО обеспечивает световые импульсы микросекундной длительности с временной формой, близкой к прямоугольной, и с мощностью вплоть до 100 Вт.

Второй источник является мощным узкополосным лазерным диодом (ЛД) с распределенной обратной связью (891 нм DFB Laser System) фирмы RPMC (США) Лазер генерирует излучение в окрестности 891 нм с шириной спектральной линии менее 0,3 нм. Выходные импульсы лазера имеют форму, близкую к прямоугольной, длительность импульса может варьироваться в микросекундном диапазоне. Максимальная выходная мощность лазерного диода составляет 1 Вт

Узел модуляции предназначен для формирования пространственных и временных свойств лазерного излучения. Схема его может модифицироваться в зависимости от выбранного источника излучения и от цели проводимого эксперимента. В случае использования полупроводникового лазера, излучение которого обладает значительной расходимостью и астигматизмом, в состав рассматриваемого узла включается короткофокусная асферическая линза с большой числовой апертурой и цилиндрическая линза, с помощью которых осуществля-

ется коллимирование светового пучка. Временные свойства используемого лазерного излучения изменяются с помощью акустооптических модуляторов А.А.МТ 200/0.5-г (Франция), обеспечивающими полосу модуляции 40 МГц. Управление модуляторами осуществляется с помощью функционального генератора UNIPRO/B-131 (Беларусь). Режим работы генератора, и, соответственно, временная форма лазерного излучения, модифицируемая модуляторами, задается персональным компьютером.

В состав блока регистрации входят фотоприемники типа DET-210M (США) со временем отклика 1 нс. Сигналы с фотоприемников фиксируются запоминающим осциллографом HP-54615B (США), откуда передаются далее на персональный компьютер. Для анализа пространственного профиля светового пучка используется ПЗС-камера EDC-1000L (США), работающая под управлением персонального компьютера. Блок регистрации обеспечивает временное разрешение в 2 нс и пространственное разрешение лучшее чем 30 мкм.

С использованием этого комплекса изучались процессы бистабильного переключения в нелинейных интерферометрах на основе GaAs и моделировалась работа базовых полностью оптических цифровых элементов ("НЕ", "ИЛИ-НЕ" и "И-НЕ" (рис. 2)) и переключающих устройств (мультиплексоров/демультиплексоров, регистров сдвига).

К примеру, нами экспериментально осуществлено бистабильное переключение с пороговой мощностью менее 2.8 мВт при возбуждении ЛД [2]. Конфигурация установки, позволяющая осуществить логические операции над оптическими сигналами, приведена на рис. 3.

Оптическая схема лазерного комплекса, показанная на рис. 4, использована для экспериментального моделирования работы полностью оптического сдвигового регистра при возбуждении лазером на ЦО. Скорость переноса информационных битов вдоль сдвигового регистра составила порядка 5 мкм/нс.

Таким образом, представленный лазерный комплекс позволяет изучать процессы бистабильного переключения в нелинейных интерферометрах Фабри-Перо и моделировать работу базовых полностью оптических цифровых и переключающих устройств.

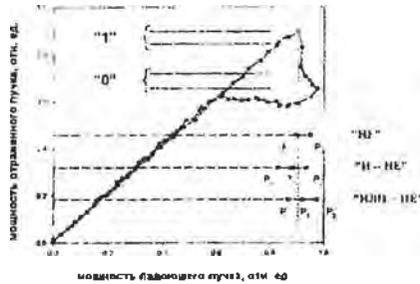


Рис. 2. Модельная реализация логических операций "НЕ", "И-НЕ" и "ИЛИ-НЕ" при возбуждении лазером на ЦО  
 $P_0$  — уровень мощности поддерживающего светового пучка.  
 $P_1$  и  $P_2$  — уровни мощности сигнальных световых пучков

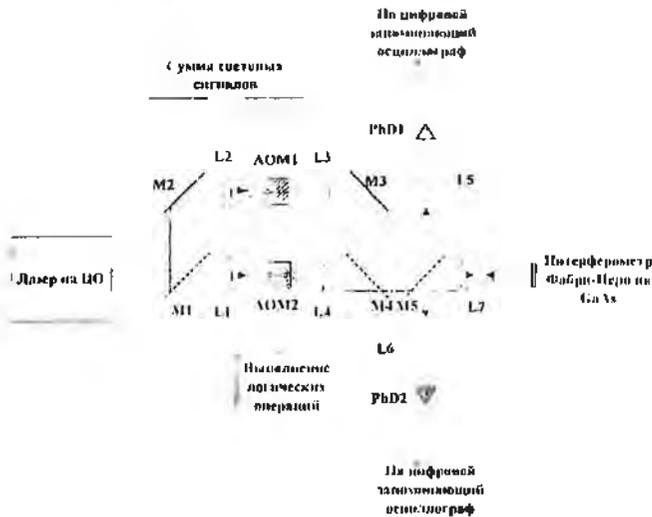


Рис. 3. Схема лазерного комплекса для реализации логических операций над оптическими сигналами  
 1.1 — 1.7 — линзы, M1-M5 — зеркала, PbD1, PbD2 — фотодиоды ДБТ-211М, AOM1, AOM2 — акусто-оптические модуляторы

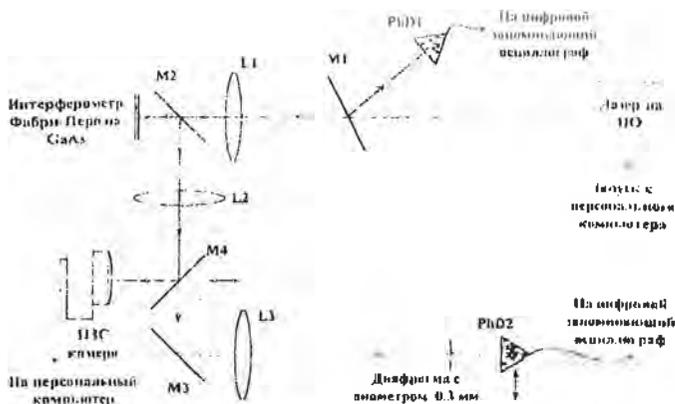


Рис. 4. Схема лазерного комплекса при моделировании работы регистра сдвига. М1-М3 - полупрозрачные зеркала, М4 - движимое зеркало; PhD1, PhD2 - фотодиоды DET-210М; L1 - цилиндрическая линза ( $f = 50$  мм); L2 - сферическая линза ( $f = 50$  мм); L3 - сферическая линза ( $f = 500$  мм). Фотодиод PhD2 может прецизионно перемещаться в поперечной плоскости

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф01-277).

#### Литература

1. True-CW operation of GaAs bistable etalon with electronic optical nonlinearity / D.J. Goodwill, A.C. Walker, A.H. Kean, C.R. Stanley // Electronics Letters, 1992 Vol. 28, № 17, P. 1599-1600
2. Dynamics of switching waves and realization of shift register in optically bistable GaAs/GaAlAs interferometer / G.V. Sinitsyn, S.P. Apanasevich, A.V. Lyakhovich, et al // Proc. SPIE 2002 Vol 4750 P. 323-326

А. В. Дзянович, Г. В. Снитцын, С. П. Аглодаевич

## МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ ЦИФРОВЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ПЛАНАРНЫХ МАТРИЦАХ БИСТАБИЛЬНЫХ ПИКСЕЛЕЙ

Взаимовлияние бистабильных элементов, являющееся проявлением поперечных эффектов оптической бистабильности, может служить базисом для разработки новых архитектурных решений в оптических системах обработки и передачи информации. Ранее были продемонстрированы результаты экспериментальной реализации элементарного звена сдвигового регистра и кольцевого планарного процессорного элемента [1, 2], состоящих из связанных поперечными взаимодействиями групп оптически бистабильных пикселей в плоскости вакуумно-напыленного тонкопленочного полупроводникового интерферометра (ТПИ) Фабри-Перо. Подобные цепи могут обеспечить направленный транспорт цифровых сигналов и их обработку, в том числе последовательно-параллельное и обратное преобразование потоков данных, выполнение логических и арифметических операций и т. п. В настоящей работе мы представляем цепь, обеспечивающую мультиплексирование, демультиплексирование и разветвление потоков данных в плоскости гексагональной матрицы бистабильных пикселей.

В такой матрице каждый пиксель с тремя ближайшими соседями можно представить как узел соединения трех планарных каналов транспорта информационного сигнала, и в зависимости от направления транспорта может выполнять роль мультиплексора с одним выходом и двумя входами (формат  $2 \times 1$ ), либо демультиплексора (формат  $1 \times 2$ ).

Сдвиг цифровых данных обусловлен распространением волн переключения вдоль цепи пикселей. Алгоритм управления стадиями сдвига, а также условия, определяющие выбор уровней мощности излучения и плотность размещения пикселей в матрице подобны описанным в [1, 2]. Вид последовательности, определяющей работу узла в режиме демультиплексора, показан на рис. 1. Состояние исходно выключенного пикселя, подсвечиваемого пучком с мощностью, входящей на гистерезисную область передаточной характеристики пикселя, будем называть чувствительным, поскольку в нем реализуется условие поперечного распространения состояния от включенного соседнего

пикселя. Ниже временной диаграммы схематически показаны соответствующие стадии последовательного движения битов в цепи со входа (верхний пиксель) к выходам (нижние левая и правая двухпиксельные цепочки). Все три крайних пикселя цепи тактируются фазой 1, центральный - фазой 2, а каналобразующие соседни соответственно 3a и 3b. Сигнал, диаграмма которого помечена  $W_r$ , представляет изменения мощности добавочного пучка для входного (верхнего) пикселя цепи, задающего входной поток данных для демультиплексора. С его помощью производится принудительная запись состояния данного пикселя в течение средней трети активного состояния фазы.

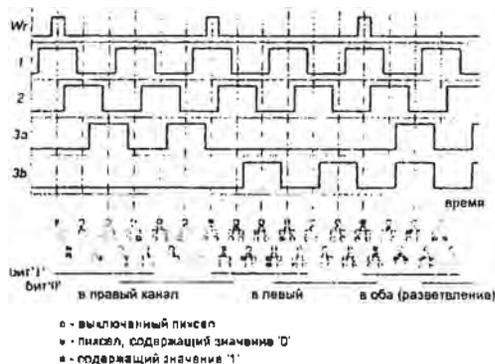


Рис. 1. Схема тактирования пикселей в планарном демультиплексоре и соответствующие фазы транспорта битов по цепи

Схематически изображенные состояния пикселей узла в соответствующие моменты времени иллюстрируют выполнение последовательных операций транспорта двоичного числа "01" в правый выход, затем в левый, и наконец, в оба одновременно. Такой транспорт может интерпретироваться как демультиплексирование одного входного канала в два выходных, а последнюю из операций можно рассматривать как разветвление сигнала. Отметим также, что в условиях отсутствия тактирования одного из каналов другой можно рассматривать как звено линейной савиговой цепи, или что тоже, сдвигового регистра [1]. Отрезки линий ниже схематических изображений стадий работы узла соответствуют времени прохождения каждого из входных битов по цепи.

Мультиплексирование двух входных каналов в один выходной

происходит в той же схеме тактирования, но ось времени принимает противоположное направление, а назначение входов и выходов цепи меняется на противоположное. Особенностью функционирования схемы в режиме мультиплексора является возможность состояния коллизии, «симметричное» для функции расщепления потока данных в демультимплексоре. При разработке схемотехники планарных узлов следует либо принимать дополнительные меры по устранению коллизий, либо вводить в алгоритм планарных цепей обработки данных их учет. Конфликты мультиплексирования устраняются, если тактовые последовательности для обоих каналобразующих входных пикселей никогда не переводят их в чувствительное состояние одновременно.

Экспериментальное моделирование узла, определение режимов работы и устойчивости транспорта информационного сигнала выполнялись на стенде, описание которого приведено в [3], с использованием в качестве бистабильной среды вакуумно-напыленного ТПИ с промежуточным слоем из ZnS. Пиксели диаметром  $\sim 20$  мкм формировались фокусировкой подсвечивающих пучков объективом с фокусным расстоянием  $f = 58$  мм. Межпиксельное расстояние составляло около 40 мкм между их центрами. Мощность включения для одиночного пикселя при этом достигала 15–20 мВт. Использование объектива с  $f = 17$  мм позволило уменьшить размер пикселя до 7 мкм, межпиксельные расстояния до 12–15 мкм, а соответствующие мощности световых пучков до 5–10 мВт. Рассогласование рабочих точек бистабильных пикселей из-за неточностей в пространственном распределении их по узлам матрицы приводило к увеличению указанных уровней мощности на 10–20 %. Характерные времена переключения пикселей находились в пределах 50 и 10 мкс для одиночных элементов с размерами 20 и 7 мкм соответственно. Поперечная трансляция состояния происходила за времена в 2–3 раза большие.

Также в экспериментах использовался жидкокристаллический интерферометр. Зеркала интерферометра с  $R = 57$  % разделялись кольцевой тефлоновой прокладкой толщиной 25 мкм. Зазор между зеркалами заполнялся жидкокристаллической средой ЖК 5СВ, допированной красителем метиловый красный. Высокий коэффициент нелинейности  $n_2 \sim 10$  см<sup>2</sup>/Вт [4] позволил снизить мощности в управляющих пучках до уровня 100–150 мкВт без тщательной оптимизации параметров интерферометра и нелинейной среды, заполняющей резонатор. Времена переключения в такой системе возросли до 35 мсек. При существен-

ном превышении управляющих мощностей над порогом наблюдались скачкообразные изменения структуры светового поля прошедших и отраженных пучков в ходе трансляции информационных битов. Тем не менее поведение моделируемой цепи осталось качественно подобным наблюдаемому в образцах ТПМ.

Рис. 2, 3 представляют серии снимков изображения бистабильной матрицы, зафиксированных при помощи TV-камеры. Серии иллюстрируют работу узла по транспорту единичного бита в режиме демультиплексора. На рис. 2 представлены все стадии трансляции состояния, соответствующие коммутации единичного бита в левый канал. Отметим, что одновременно в цепи бывают во включенном состоянии (точнее, чувствительном, поскольку при транспорте нулевого бита пиксели во включенное состояние не переходят) не более двух соседних пикселей. Снимки были сделаны на протяжении нескольких циклов транспорта сигнала ввиду ограниченного быстродействия системы захвата кадров. Каждый цикл повторял временную диаграмму тактирования, представленную на рис. 1.

Аналогичным образом реализован режим продолжительной работы узла в режиме мультиплексора.

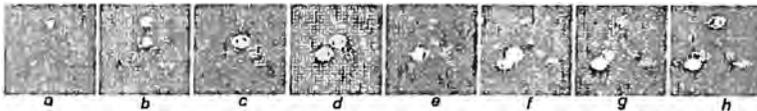


Рис. 2. Снимки последовательных фаз транспорта единичного бита в левый выход демультиплексора

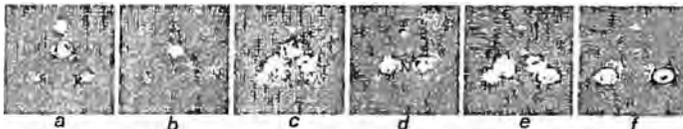


Рис. 3. Разветвление потока данных в цепи

Наконец, при одновременном тактировании ближайших к центральному узлу выходных пикселей продемонстрировано разветвление сигнала с одного входа на два выхода (рис. 3). Если предыдущие серии отражают алгоритм, инверсия которого приводит к операции мультиплексирования каналов по времени с форматом передачи данных  $2 \times 1$ , то результатом функциональной инверсии разветвителя является планарный двухходовый логический элемент "ИИП".

Таким образом, в результате работы экспериментально опробован ряд полностью оптических двумерных единичных устройств, использующих возможности каналов передачи данных между процессорными элементами в плоскости одной матрицы, для разработки вычислительных устройств с "поперечной" архитектурой. Продемонстрирована неспецифичность предлагаемой концепции планарных полностью оптических устройств транспорта и обработки цифровых информационных сигналов по отношению к выбору бистабильной среды. Определены особенности выбранных алгоритмов сдвига цифровых оптических информационных сигналов в различных условиях работы узла. Отмечено, что узел способен не только к мультиплексированию и демultipлексированию потоков данных, но и к работе в качестве разветвителя с сохранением исходной амплитуды сигнала, а также к выполнению отдельных логических операций.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского Фонда фундаментальных исследований, проект Ф01-277.

#### Литература

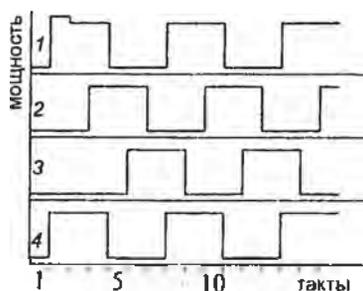
1. All-Optical Implementation of Information Shift on the Base of Transverse Effects in Optical Bistability / G.V. Sinitsyn, S.P. Apanasevich, A.V. Lyakhovich, F.V. Karpushko // SPIE series. 1993. Vol. 1806. P. 559-565.
2. Планарный кольцевой регистр сдвига для цифровых систем оптической обработки информации / А.М. Гончаренко, Г.В. Синицын, С.П. Апанасевич, А.В. Ляхнович // Изв. Гомельского гос. университета им. Ф. Скорины. Проблемы взаимодействия света с веществом. 2001. Т. 8, № 5. С. 46-50.
3. Ляхнович А.В., Синицын Г.В., Апанасевич С.П. Применение компьютерного управления в эксперименте по моделированию полностью оптических планарных цепей // Настоящий сборник. С. 127-131.
4. Extremely nonlinear photosensitive liquid crystals for image sensing and sensor protection / I.C. Khoo, M.V. Wood, M.Y. Shih, P.H. Chen // Optics Express. 1999. Vol. 4. P. 432-442.

А. В. Лизюнич, Г. В. Синицын, С. П. Алласевич

## ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЬЮТЕРНОГО УПРАВЛЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИХ ПЛАНАРНЫХ ЦЕПЕЙ

Исследования поперечных эффектов в явлении оптической бистабильности (ОБ) привели к формированию концепции планарных и планарно-пространственных устройств обработки цифровых информационных сигналов. Концепция предполагает формирование в тонком бистабильном интерферометре (ТПИ) посредством световых пучков матрицы бистабильных пикселей, в которой состояние одного из них может передаваться ближайшим соседям. Разработаны схемы управления интенсивностями лучков (тактирования), обеспечивающие контролируемый направленный транспорт информационного состояния в линейных и замкнутых цепочках пикселей, а также разветвленных цепях. Соответственно, реализованы модели планарного канала передачи данных, простого и кольцевого стекового регистра сдвига и коммутирующего устройства [1].

Экспериментальное моделирование такого рода устройств производится, как правило, в условиях трехфазного тактирования пикселей, последовательно расположенных в цепи, по которой сдвигаются информационные сигналы. Схема тактирования поясняется рис. 1.



водиться либо превышением мощности над порогом включения, как показано на рисунке, либо включением дополнительного пучка. Особенности экспериментальной реализации планарных схем заключаются в зависимости допустимого диапазона мощностей подсветки от конкретного образца и начальных условий, топологии матрицы бистабильных пикселей, а также реализуемого алгоритма обработки информации. Смена алгоритма может потребовать не только определенных изменений в амплитудно-временных параметрах управляющих световых импульсов, но и замены принципов тактирования. Эти особенности, а также значительный объем данных, получаемых в ходе исследований, делает целесообразным применение компьютерного оперативного управления стендом и средствами регистрации.

Схема разработанного и созданного для исследования динамики поперечных эффектов и моделирования планарных цепей экспериментального стенда приведена на рис. 2.

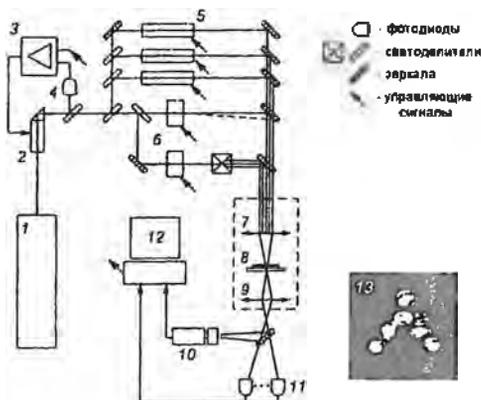


Рис. 2. Схема экспериментального стенда

1 - лазер ионный аргоновый ЛН-503; 2 - схема стабилизации мощности излучения в составе модулятора электрооптического (2), усилителя (3) и фотодиода (4) в цепи отрицательной обратной связи; 5 - электрооптические модуляторы МЛ-102А; 6 - акустооптические модуляторы АА.МТ.1 ИУ/А2-vis; 7 - объектив формирования возбуждающего светового поля; 8 - образец ТПИ, 9 - объектив переноса изображения на фотодетекторы; 10 - видеокамера; 11 - набор фотодетекторов; 12 - персональный компьютер (ПК) управления и сбора данных

Для формирования пучков подсветки пикселей и зондирующих пучков используется излучение ионных аргоновых лазеров 1 типа

ЛГН-503 и ПЛА-120 на длине волны 488 нм. Присущие излучению таких лазеров пульсации подавляются системой стабилизации и модуляции излучения 2-4 с отрицательной обратной связью, принцип работы которой описан в [2]. Основными элементами управления в схеме служат электро- и акустооптические модуляторы МЛ-102А (5, до четырех пучков) и АА.МТ.110/А2 (6, два пучка) соответственно. Акустооптический модулятор (АОМ) управляет, как правило, мощностью световых пучков, требующих меньших времен нарастания сигнала (160 нс) по сравнению с остальными пучками, и точной, до 0,1 %, регулировки. Конструкция АОМ позволяет использовать и прошедший и дифрагировавший световые пучки для создания противофазных управляющих сигналов, как отмечено на рис. 2 пунктиром.

Комплекс фотоприемников состоит из фотодиодов типа ФД-24К и ФД-256К (4, 11) и видеокамер КТП-67 (на основе видикона) и CNL512VA (на основе линейки ПЗС).

Таким образом, на систему управления возлагаются функции программируемого цифрового генератора аналоговых и дискретных сигналов, многоканального запоминающего осциллографа и анализатора одно- и двумерных распределений интенсивности световых полей. Для выполнения этих функций ПК 12 оснащен следующими дочерними платами. Две платы аналого-цифровых преобразователей (АЦП) ADC-200K/12-4 обеспечивают синхронную регистрацию сигналов от 8-и фотоприемников с амплитудным разрешением 12 бит и программируемой частотой дискретизации до 200 кГц. В состав плат также входят 4 цифро-аналоговых канала управления с временем нарастания 500 нс и до 8 цифровых каналов. Регистрацию динамики переключения с высоким временным разрешением обеспечивает двухканальный АЦП типа ADC-40M/12-2 с частотой дискретизации до 40 МГц. Каждая камера также имеет собственный интерфейс для захвата кадров.

Пример зарегистрированного распределения светового поля в плоскости бистабильного интерферометра при моделировании коммутируемого разветвления планарной цепи передачи данных иллюстрируется на рис. 2.

Синхронизация цикла измерений может производиться как по кадровой частоте видеокамер, так и по частоте силовой сети, что требуется при регистрации слабых сигналов в условиях сильных электромагнитных наводок от блоков питания лазеров. Еще одна особенность представляемого решения состоит в том, что в составе стенда исполь-

зуются два связанных системных блока ПК ввиду ограничения на количество плат расширения в каждом из них. Синхронизация осуществляется через порты цифрового ввода-вывода, расположенные на платах АЦП и интерфейсе камеры CNL512VA.

Разработано и создано программное обеспечение (ПО) для управления экспериментальным стендом, а также приема и обработки результатов. ПО разработано с использованием свободно распространяемого компилятора FreePascal 1.04, общий объем кода превышает 20000 строк. Выбор компилятора обусловлен возможностями адресации всей памяти ПК, отсутствием ограничений на размер переменных и отлаженными механизмами доступа к периферийным устройствам. ПО работоспособно в большинстве распространенных операционных систем, но при использовании DOS не выше 6-й версии существенно повышается достоверность измерений временных интервалов.

Кроме экспериментального моделирования планарных оптических цепей ПО обеспечивает поддержку испытания образцов бистабильных ТПИ на соответствие характеристик заданным параметрам, долговременной стабильности и т.п., а также исследование динамики поперечных эффектов ОБ.

ПО допускает интерактивную настройку параметров эксперимента, визуальную оценку получаемых результатов, ведение журнала изменения параметров и сохранение результатов исследований в различных формах, пригодных для дальнейшей обработки.

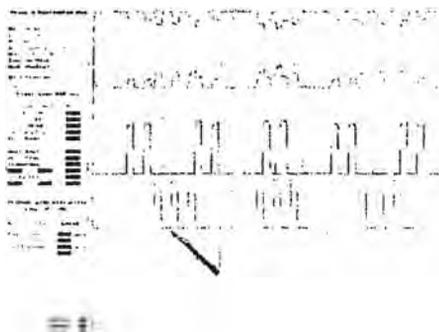


Рис. 3. Вид интерфейса управляющей программы

В качестве примера на рис. 3 приведен снимок экрана управляющей программы в режиме четырехканального осциллографа и харак-

териографа при проведении эксперимента по моделированию мультиплексора формата 2x1 с прямым и инверсным выходами. Размеры массивов регистрируемых данных могут изменяться программно, в примере выбрано значение 820 отсчетов по времени. Предусмотрена также оперативная смена вида тактовых последовательностей с сохранением в файле и возможностью редактирования в текстовом редакторе. С детальным описанием планарного мультиплексора-демультиплексора можно ознакомиться в [3].

Платы АЦП и ЦАП изготовлены минским ПКФ «Спецприбор», плата захвата кадров разработана НИИ ПХП Белгосунiversитета. Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского РФФИ, проект Ф01-277.

#### Литература

- 1 Transfer, storage and multiplexing of optical signals in bistable planar semiconductor structures / A.M. Goncharenko, G.V. Sinitsyn, S.P. Ananasevich et al. // Proc. SPIE. 2001 Vol. 4750. P. 209-216.
- 2 *Ананасевич С.П., Ляхнович А.В., Синицын Г.В.* Электронно-оптическая система модуляции непрерывного лазерного излучения с программным управлением для исследования оптической бистабильности // ПТЭ. 1987. № 5. С. 156-158.
- 3 *Ляхнович А.В., Синицын Г.В., Ананасевич С.П.* Мультиплексирование цифровых информационных оптических сигналов в планарных матрицах бистабильных пикселей // Настоящий сборник С. 122-126.

Е. И. Гацкевич, Г. Д. Ивлев, С. П. Жавный, Д. Н. Шараев

## ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ Si, Ge, GaAs и InSb, РАСПЛАВЛЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ НАГРЕВОМ

При плавлении Si и Ge и соединений  $A_3B_5$  (GaAs, InSb) происходит разрыв межатомных ковалентных связей полупроводника, валентные электроны становятся практически свободными, придавая жидкой фазе физические свойства расплавленного металла. Образование расплавленного слоя при лазерно-индуцированном фазовом переходе полупроводник – жидкий металл легко идентифицировать по скачку коэффициента отражения зондирующего излучения (ЗИ) от области импульсного нагрева.

Оптические свойства расплавов Si и Ge, образующихся в стационарных условиях нагрева этих полупроводников, известны [1, 2]. Жидкая фаза Ge, возникающая при наносекундном лазерном нагреве полупроводника, согласно [3] не отличается по оптическим свойствам от получаемой в равновесных условиях плавления. В случае Si такое соответствие имеет место не всегда.

В частности, это следует из работы [4], где проводились измерения комплексного показателя преломления  $\tilde{n} = n + ik$  жидкого Si на  $\lambda = 633$  нм в условиях плавления полупроводника при наносекундном воздействии излучения KrF эксимерного лазера. В соответствии с полученными данными  $n = 3,6$  и  $k = 5,6$ , тогда как измерения К.М. Шварева и др. [1] дают  $n = 2,8$ ;  $k = 5,2$ . С данными [1] не согласуются также результаты измерений [5] на  $\lambda = 1,06$  мкм комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  расплава Si, образующегося при наносекундном лазерном воздействии. Здесь  $\epsilon' = n^2 - k^2$ ,  $\epsilon'' = 2nk$ .

Исследовалось также поведение эллипсометрических параметров  $\psi$  и  $\Delta$  на  $\lambda = 633$  нм отражательной способности  $R$  жидкой фазы в условиях двухимпульсного нагрева и плавления Si и Ge [6]. Указанные параметры и величины  $R$ , измеренные в условиях эксперимента, удовлетворительно согласуются с соответствующими данными для расплавов Si и Ge, найденными на основе результатов работ [1, 2].

В отдельных экспериментах [7, 8] в условиях лазерно-индуцированного плавления проводились измерения отражательной способности GaAs на разных длинах волн ЗИ. Установлена величина показателя поглощения  $k = 3,0 \pm 0,2$  жидкой фазы GaAs на  $\lambda = 514$  нм [8]. Однако обе составляющие комплексного показателя преломления

не определялись. В равной мере это относится и к расплаву InSb, оптические параметры которого в указанных условиях не измерялись.

В данной работе проведено исследование оптических параметров в ближней инфракрасной области спектра расплавов перечисленных полупроводниковых материалов в условиях образования жидкой фазы под действием нанопульсного лазерного излучения.

Механически и химически полированные пластины кристаллических Si, Ge, GaAs и InSb с концентрацией легирующей примеси *n*- или *p*-типа не выше  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> облучались пучком излучения рубинового лазера при длительности моноимпульса 80 нс по уровню 0,5. Неоднородность распределения энергии в пятне размером ~2х6 мм не превышала ±5%. Пучок ЗИ ( $\lambda = 1,06$  мкм), ограниченный по сечению диафрагмой 0,5 мм, помещенной перед образцом, направлялся на его поверхность под углами  $\varphi_1 = 75,4^\circ$  и  $\varphi_2 = 60^\circ$  относительно нормали и был поляризован в плоскости падения. Отраженный от образца пучок ЗИ детектировался фотозлектронным умножителем ЭЛУ-ФТК, выходной сигнал которого подавался на вход запоминающего осциллографа С8-14. Время нарастания переходной характеристики тракта ФЭУ-осциллограф не превышало 8 нс.

Использовался метод определения *n* и *k* [9], основанный на измерении коэффициентов зеркального отражения при двух углах падения ЗИ *p*-поляризации на исследуемый объект. В соответствии с [9] коэффициент отражения  $R_p$  определяется выражением

$$R_p(\varphi) = \frac{(a - \cos \varphi)^2 + b^2}{(a + \cos \varphi)^2 + b^2} \frac{(a - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)^2 + b^2}{(a + \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)^2 + b^2},$$

где  $a = 0,707 \sqrt{n^2 - k^2 - \sin^2 \varphi + \sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 k^2}}$ ,

$b = 0,707 \sqrt{k^2 - n^2 + \sin^2 \varphi + \sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 k^2}}$ .

Коэффициенты  $R_p(\varphi_1)$  и  $R_p(\varphi_2)$  отражения ЗИ от того или другого материала в жидкой фазе измерялись с помощью призмы полного внутреннего отражения (ПВО). Проводилось трехкратное, т.е. не менее, чем из трех осциллограмм, измерение напряжения сигнала (на нагрузке ФЭУ), соответствующего отражению ЗИ от расплава, и напряжения сигнала с установленной вместо образца призмой ПВО. Затем вычислялись средние значения  $R_p(\alpha)$  и  $R_p(\varphi)$  и по ним с использованием номограммы (рис. 1), рассчитанной на основе представленной

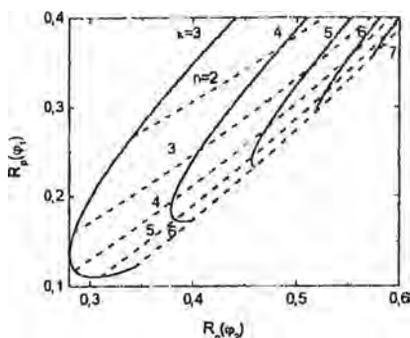


Рис. 1. Номограмма для определения  $n$  и  $k$  по результатам измерений коэффициента отражения при двух углах падения зондирующего излучения

выше формулы для  $R_p(\varphi)$ , определялись величины  $n$  и  $k$ . При проведении измерений плотность энергии облучения образцов устанавливалась такой, чтобы время существования расплава было 0,2–0,4 мкс, что достигалось при двух-трехкратном превышении плотности энергии над порогом плавления поверхности того или другого образца. Пороги плавления составляют ~1; 0,4; 0,3 и 0,15 Дж/см<sup>2</sup> соответственно для Si, Ge, GaAs и InSb.

Представленные в табл. 1 значения  $n$  и  $k$  определены с абсолютной погрешностью до  $\pm 0,4$ , которой соответствует погрешность  $\pm 2\%$  в величинах  $R$ , найденных (по  $n$  и  $k$ ) для случая нормального падения ЗИ на поверхность зоны лазерного воздействия. Результаты эксперимента, относящиеся к расплавам Si и Ge, согласуются с данными измерений, выполненных авторами [1] и [2]. В соответствии с этими данными на  $\lambda = 1,06$  мкм  $n = 4,8$  и  $k = 6,9$  для Si [1] и 5,0 и 7,1 для Ge [2]. Значения  $n$  и  $k$ , указанные в скобках, рассчитаны по модели свободных электронов, согласно которой [10]

$$n^2 - k^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + \gamma^2} \quad \text{и} \quad nk = \frac{2\pi N e^2}{m\omega} \frac{\gamma}{\omega^2 + \gamma^2}$$

где  $N$  – концентрация свободных электронов в единице объема,  $e$  – заряд электрона,  $m$  – масса электрона,  $\omega$  – круговая частота излучения,  $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов  $\tau_e$ . В расчетах полагалось, что концентрация электронов  $N$  в расплавах GaAs и InSb, как и в Si и Ge, равна четырем на атом. В таком случае она рассчиты-

вается по величинам плотности расплавов [11] и массам атомов Ga, As, In и Sb. Используемые значения  $\tau$ , приведены в работе [12].

Таблица 1

Оптические параметры расплавов на  $\lambda = 1,06$  мкм

Расплав	$R_p(\varphi), \%$	$R_s(\varphi), \%$	$n$	$k$	$R(\varphi=0)$
Si	39	58,6	4,5 (5,1)	6,7(7,2)	76 (76,4)
Ge	38,4	59	4,9 (4,8)	7,0 (7,5)	77 (77)
GaAs	24	44	4,4 (4,3)	4,7 (5,5)	66 (71)
InSb	30	49	3,9 (4,1)	5,2 (6,2)	69 (75)

Как видно из табл. 1, расчетные и экспериментальные значения  $n$  близки, за исключением данных по Si. Вместе с тем расчет дает явно завышенные величины  $k$  для всех расплавов. Сопоставление и анализ полученных данных и результатов исследований [13] эффекта послеплавания в расплавах полупроводников позволило предположить, что установленное различие по  $k$  связано с тем, что в нашей ситуации, как и в равновесных (точнее квазиравновесных) условиях плавления, концентрация электронов в образующейся жидкой фазе несколько ниже предельно возможной. Другими словами, при фазовом переходе не происходит разрыва всех ковалентных связей и в образующемся расплаве (ненагретом) содержатся кластеры твердой фазы. По данным [13] процентное по объему содержание кластеров  $\psi$ , например, равное 6,5% в расплаве Ge, падает до нуля лишь при его нагреве до температуры  $T$  на  $\sim 100$  К большей равновесной точки фазового перехода  $T_m$ . В существенно неравновесных условиях наносекундного лазерно-индуцированного плавления Ge (и других полупроводников) температурный интервал, в котором происходит распад кластеров, может быть намного больше.

Рассчитать оптические параметры расплава, содержащего кластеры твердой фазы, т.е. двухкомпонентной смеси, позволяет соотношение Бреггемана [14]. Вычисления  $n$  и  $k$  в зависимости от  $\psi$ , выполненные на основе этого соотношения, и оптических параметров жидкой фазы, рассчитанных по модели свободных электронов, показывают (рис. 2), что повышение процентного содержания кластеров приводит к линейному уменьшению составляющих комплексного показателя преломления того или иного расплава. Изменение  $k(\nu)$ , однако, намного значительнее, чем  $n(\psi)$ . Повышение доли кластеров приводит к более глубокому проникновению излучения в расплав.

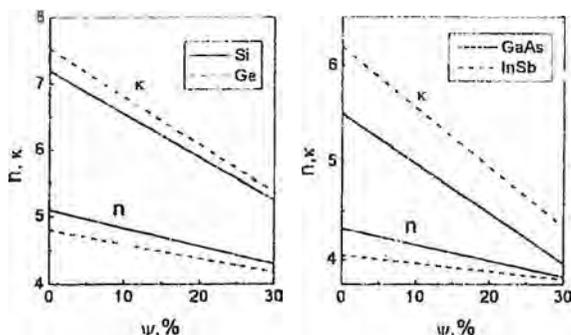


Рис. 2. Комплексные показатели преломления расплавов в зависимости от содержания кластеров твердой фазы

Пользуясь полученными зависимостями  $k(\psi)$ , можно определить расчетные значения  $\psi$ , соответствующие найденным в эксперименте значениям  $k$  для каждого расплава, представленным в табл. 1. Для расплавов Si и Ge получаем одинаковое значение  $\psi = 7,5\%$ , которое весьма близко к соответствующим данным [13], равным  $9,5\%$  (Si) и  $6,5\%$  (Ge) при температурах  $T_m$ . Одинаковое значение  $\psi = 16\%$  получается и для расплавов GaAs и InSb. Оно не отличается от величины  $\psi$  для расплава GaAs ( $T = T_m$ ), представленной в [13], но не согласуется с данными этой работы о процентном содержании кластеров ( $5\%$ ) в жидкой фазе InSb.

Основные результаты проведенного исследования заключаются в следующем.

Получены экспериментальные данные об оптических параметрах расплавов на  $\lambda = 1,06$  мкм, образующихся в условиях наносекундного лазерного нагрева субмикронных поверхностных слоев монокристаллов Si, Ge, GaAs и InSb. На основе модели свободных электронов и соотношения Бреггемана проведен расчет комплексных показателей преломления расплавов в зависимости от объемной доли кластеров твердой фазы. Установлены расчетные значения процентного содержания кластеров в жидкой фазе исследованных материалов, соответствующие экспериментальным значениям показателя поглощения расплавов на указанной длине волны зондирующего излучения.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ по проекту Ф99-184.

#### Литература

1. Шварев Р.М., Лукин Б.А., Гетто П.В. Оптические свойства жидкого кремния // ФТТ 1971 Т. 16, № 11 С. 3246-3248
2. Hodgson J.N. The optical properties of liquid germanium, tin and lead // Philos Mag. 1961 Vol. 6 P. 509-515.
3. Карлов С.Ю., Ковальчук Ю.В., Погорельский Ю.В. Плавление полупроводников под действием импульсного лазерного излучения // ФТТ 1986 Т. 20, № 11. С. 1945-1969
4. Lowndes D.H., Jethson G.E.(Jr), Wood R.F. Time-resolved optical studies of silicon single during nanosecond pulsed-laser irradiation // Phys. Rev. B 1986 Vol. 26, № 12. P. 6747-6755.
5. Li K.D., Faucher P.M. Picosecond determination of the dielectric function of liquid silicon at 1064 nm // Sol. St. Com. 1987 Vol. 61, № 3 P. 207-209.
6. Gusakov G.M., Komarnitskii A.A., Em A.S. Dynamics of optical parameters of silicon and germanium single crystals during two-pulsed nanosecond laser irradiation // Phys. Stat. Sol. A 1988 Vol. 107, № 1 P. 261-271.
7. Solis J., Afonso C.N., Picueras J. Excimer laser melting of GaAs real-time optical study // J Appl Phys 1992 Vol. 71 № 2 P. 1032-1034
8. Lin J.M., Malvezzi A.M., Bloembergen M. Picosecond laser melting and evaporation of GaAs surfaces // Appl Phys Lett 1986. Vol. 49, № 11. P. 622-624
9. Пришивалко А.П. Отражение света от поглощающих сред. Мн.: Изд. АН БССР. 1963. 430 с.
10. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник. Под общ. Ред. А.Е. Шейндлина М. Энергия 1974 472 с
11. Регель А.Р., Глазов В.М. Физические свойства электронных расплавов М.: Наука 1980 296 с
12. Образование метастабильных состояний жидкой фазы в процессе плавления полупроводниковых соединений  $A^3B^5$  наносекундными лазерными импульсами А.Н. Васильев, С.Ю. Карлов, Ю.В. Ковальчук и др. // ЖЭТФ 1989. Т. 96, № 4 (10). С. 1459-1472.
13. Глазов В.М. Современное развитие исследований эффекта послеплавления в расплавах полупроводников // Неорганические материалы 1996 Т. 32, № 11. С. 1287-1305
14. Борен К., Кафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами М.: Мир. 1986 664 с

## О ВОЗМОЖНОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В ПРОЦЕССЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ПЛАВЛЕНИЯ КРЕМНИЯ

Проведенное нами исследование [1] воздействия излучения рубинового лазера (длительность импульса  $\tau_p=80$  нс) на монокристаллический кремний показало, что при плотностях энергии облучения  $W$  выше порога плавления  $W_m$  расчетные значения пиковой температуры поверхности  $T_p(W)$  существенно превышает измеренные, в то время, как рассчитанная и экспериментальная зависимости времени существования жидкой фазы  $\tau(W)$  согласуются. По мере увеличения  $W$  различие по  $T_p$  возрастает до сотен градусов. Также показано, что результаты расчета и эксперимента совпадают как по пиковой температуре, так и по времени существования расплава, если предположить, что коэффициент теплопроводности  $k$  жидкой фазы приблизительно в 3 раза превышает справочное значение, что весьма сомнительно. Повышенную эффективность переноса тепла также можно объяснить развитием гидродинамического движения в стадии лазерно-индуцированного плавления Si, которое, как известно, есть фазовый переход полупроводниковый кристалл – жидкий металл.

Гидродинамические явления могут быть обусловлены генерацией поверхностных периодических структур при воздействии мощного лазерного излучения [2–5]. Эффект возникновения поверхностных периодических структур обусловлен дифракцией падающей пространственно-когерентной световой волны на исходных поверхностных шероховатостях и интерференцией (дифрагированных волн с волной, прошедшей в среду), создающей латеральное пространственно-периодическое температурное поле. Благодаря этому возникают силы, увеличивающие амплитуды затравочных шероховатостей, что ведет к неустойчивости, при которой амплитуды материальных возбудений, модулирующих рельеф поверхности, и связанные с ними амплитуды дифрагированных волн экспоненциально нарастают во времени. Если плотность энергии в лазерном импульсе  $W < W_m$ , то роль таких материальных возбудений могут играть поверхностные акустические волны. При  $W \gg W_m$  имеет место неустойчивость капиллярных волн, при еще больших значениях

$W$  - интерференционная неустойчивость испарения поверхности. Конвективное движение в расплаве может быть вызвано также термоэлектрическим эффектом [6].

Рассмотрим слой расплава толщиной  $h$ , в приповерхностной области которого (в скин-слое) происходит выделение тепла при поглощении излучения с плотностью потока  $q$ . Тогда можно записать

$$k \frac{dT}{dz} = q \quad (1)$$

В том случае, если существует дополнительный механизм переноса тепла, уменьшающий температуру поверхности на  $\Delta T = T - T_1$  ( $T, T_1 \approx \Delta T$ ), имеем

$$(k + k_1) \frac{dT_1}{dz} = q = (k + k_1) \frac{d(T - \Delta T)}{dz} \quad (2)$$

где  $k_1$  - коэффициент, учитывающий эффект усиления теплопереноса

Полагая, что  $\frac{d\Delta T}{dz} \approx \frac{\Delta T}{h}$ , из (1) и (2) находим

$$k_1 = k \frac{k \frac{\Delta T}{h}}{q - k \frac{\Delta T}{h}} \approx \frac{k^2}{q} \frac{\Delta T}{h} \quad (3)$$

В [4] исследовалась устойчивость горизонтального слоя жидкости, нагреваемой со стороны свободной поверхности. Было показано, что при достаточно больших плотностях потока излучения под действием термокапиллярных сил в расплаве может происходить развитие неустойчивости поверхностных волн, которое приводит к понижению температуры поверхности расплава  $\Delta T$ , т. е. к эффективному увеличению переноса тепла в приповерхностном слое. Если использовать выражение для  $\Delta T$  из [4]

$$\Delta T \approx (\xi K)^2 \frac{q_i}{2k} \left( \frac{k}{2\rho c \omega} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\xi = a(q q_i - 1)^{1/2}$  - амплитуда смещений поверхности,  $a^2 = \sigma/\rho g$ ,  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения,  $\rho$  - плотность,  $g$  - ускорение свободного падения,  $c$  - удельная теплоемкость,  $\omega^2 = \omega_0^2 \text{th}(Kh)$ ,  $\omega_0 =$

частота гравитационно-капиллярной волны с волновым числом  $K$ ,  $q$ , пороговое значение плотности теплового потока для возбуждения волны, то можно записать

$$k_1 = k \frac{(aK)^2 \left( \frac{k}{2\rho c \omega} \right)^{1/4} (q - q_0)}{q} \quad (5)$$

Максимальный инкремент неустойчивости соответствует волнам, находящимся в резонансе  $C_1 K \approx \omega_0$  ( $C_1^2 = q(d\sigma/dT)/\rho k$ ), и составляет для кремния  $\sim 1,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  при плотности энергии  $1,5 \text{ Дж/см}^2$  и длительности импульса  $80 \text{ нс}$ . В этом случае можно записать

$$k_1 = Akq \left( 1 - \frac{q_0}{q} \right), \quad \text{где} \quad A = \frac{\left| \frac{d\sigma}{dT} \right|}{2\rho gh \sqrt{2\rho ck C_1 h}} \quad (6)$$

Окончательно выражение для коэффициента теплопроводности в расплаве при наносекундном лазерном нагреве запишется в виде

$$k_{eff} = k \left( 1 + Aq \left( 1 - \frac{h T_i - T_m}{h_i T - T_m} \right) \right), \quad (7)$$

где  $T_m$  — температура плавления,  $T_i$  и  $h_i$  — пороговые значения температуры и толщины слоя расплава, при которых возникает конвективный перенос тепла.

Численное моделирование динамики фазовых превращений в кремнии, инициируемых наносекундным лазерным излучением, проводилось на основе одномерного уравнения теплопроводности с учетом кинетики зарождения и роста новой фазы [7]:

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ k_{eff}(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + S(x, T) - \rho L \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \quad (8)$$

с граничными и начальными условиями

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad T(x \rightarrow \infty, t) = T_0, \quad T(x, t=0) = T_0 \quad (9)$$

где  $L$  – скрытая теплота фазового перехода,  $T_0$  – начальная температура. Тепловой источник  $S(x, t)$  в (1) описывает выделение тепла за счет поглощения лазерного излучения

$$S(x, t) = (1 - R)\alpha(x, T) \frac{W(t)}{T} \exp\left[-\int_0^x \alpha(x', T) dx'\right], \quad (10)$$

где  $R$  и  $\alpha(x, T)$  – коэффициенты отражения и поглощения

Последние два члена в правой части уравнения (8) описывают мощность тепловых стоков и источников при плавлении и кристаллизации полупроводника. Здесь  $\phi(x, t)$  – доля расплава, образовавшегося в точке  $x$  к моменту времени  $t$  после начала плавления,  $\psi(x, t)$  – доля закристаллизовавшегося расплава в точке  $x$  к моменту времени  $t$  после начала кристаллизации. В рамках теории фазовых переходов доля образовавшейся новой фазы выражается через частоту зародышеобразования  $J(t)$  и скорость роста  $V(t)$  [8, 9]:

$$\phi(x, t) = 1 - \exp\left\{-\beta \int_{t_1}^t J(\tau) \left[\int_{t_1}^{\tau} V(t) dt\right]^2 d\tau\right\}, \quad (11)$$

где  $t_1$  – время начала зародышеобразования в точке  $x$ ,  $\beta$  – константа формы. Функция  $J(t)$  для случая двумерного зародышеобразования имеет вид [8, 9]:

$$J(t) = N \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\pi d_a \sigma^2 T_m}{L^* kT \Delta T}\right), \quad (12)$$

где  $N$  – число атомов на границе раздела на  $1 \text{ см}^2$ ,  $U$  – энергия активации перехода атома через границу раздела фаз,  $d_a$  – межатомное расстояние (высота монослоя),  $L^*$  – теплота плавления на один атом,  $\sigma$  – поверхностная энергия границы раздела фаз,  $\Delta T = T - T_m$  при плавлении и  $\Delta T = T_m - T$  при кристаллизации. Для скорости роста использовалось выражение [10]

$$V(t) = d_s \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{L^* \Delta T}{kT_m T}\right)\right]. \quad (13)$$

В двухфазной (переходной) зоне, состоящей из расплава и кристалла полупроводника, параметры определялись следующим образом [7].

$$A(x, t) = \varphi(x, t)A_l(x, t) + [1 - \varphi(x, t)]A_s(x, t), \quad (14)$$

где индексы  $l$  и  $s$  относятся к жидкой и кристаллической фазам соответственно.

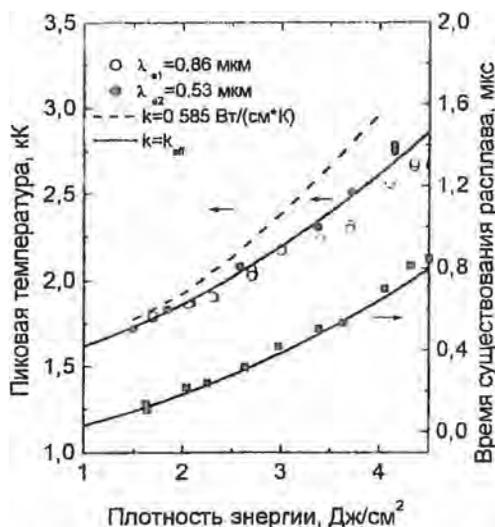


Рис. 1. Расчетные и экспериментальные зависимости пиковой температуры и времени существования жидкой фазы кремния от плотности энергии лазерного импульса. Точками обозначены экспериментальные значения  $T_p$  и  $\tau$ .

Уравнение (8) совместно с (9)-(14) решалось численно методом прогонки. Форма лазерного импульса задавалась функцией  $\sin^2(\pi t/2\tau_p)$  с  $\tau_p = 80$  нс. Значения параметров кремния, используемых при решении задачи, приведены в табл. 1.

Результаты расчета хорошо согласуются (рис. 1) с экспериментальными данными [1] при  $A = 0,2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{Вт}$  и  $(T_l - T_m)/h_l = 2 \cdot 10^5 \text{ К/см}$ . Расчетная зависимость  $T_p(W)$  аппроксимируется следующим выражением

$$\tau = a + bW + cW^2 \quad (15)$$

где  $a = 1402,5$  К,  $b = 113,7$  см<sup>2</sup>К/Дж и  $c = 13,8$  см<sup>4</sup>К/Дж<sup>2</sup>

Таблица 1

Значения параметров кремния и германия		
Параметры	Кристалл Si	Расплав Si
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	2,328 [11]	$2,53 \cdot 10^{-3} (T - T_m)$ [11]
$T_m$ , К	1683	
$c$ , Дж/г·К	$0,844 + 1,18 \cdot 10^{-4} T - 1,55 \cdot 10^{-4} T^2$ [11]	1,04
$L$ , Дж/г	1787 [11]	
$k$ , Вт/см·К	$\frac{1521}{T^{1,22}}$ , $T < 1200$ К [12] $8,97$ , $T > 1200$ К	0,585 [11]
$n$	0,35	0,72
$\alpha$ , см <sup>-1</sup>	$1578 \exp(77493/T)$ [13]	$10^6$ [12]
$U$ , эВ	0,42 [14]	
$\sigma$ , эрг/см <sup>2</sup>	210	

Аналогичная зависимость для времени существования расплава записывается в виде

$$\tau = a_1 + b_1W + c_1W^2 \quad (16)$$

где  $a_1 = -63$  с,  $b_1 = 67,6$  см<sup>2</sup>с/Дж, и  $c_1 = 27,3$  см<sup>4</sup>с/Дж<sup>2</sup>.

В отношении представленных экспериментальных данных о температуре  $T_p(W)$ , отметим, что они получены из пиromетрических измерений на эффективных длинах волн  $\lambda_{e1} = 0,86$  и  $\lambda_{e2} = 0,53$  мкм. Время  $\tau(W)$  определялось в эксперименте по данным о динамике отражения зондирующего излучения от зоны лазерного воздействия.

Таким образом, в работе проведен анализ различия между результатами численного моделирования и экспериментальными данными по пиковой температуре поверхности кремния при плотностях энергии  $W$  наносекундного лазерного облучения выше порога плавления полупроводника  $W_m$ , когда указанная температура значительно превышает равновесную точку фазового перехода. На основе гипотезы о существенном повышении эффективности переноса тепла к фронту плавления за счет развития термокапиллярных волн в расплаве сформулировано выражение для эффективного коэффициента переноса тепла. Численное моделирование лазерно-индуцированных фазовых переходов,

проведенное на основе разработанной ранее модели с учетом эффективного коэффициента теплопереноса, дает хорошее согласие с экспериментом как по пиковой температуре, так и по длительности существования расплава в зависимости от  $W > W_m$ .

Работа выполнена при поддержке БРФФИ по проекту Ф99-184

#### Литература

1. *Ivlev G.D., Gatskevich E.I., Sharaev D.N.* Time-resolved temperature and reflectivity measurements at nanosecond laser-induced melting and crystallization of silicon // Proc. SPIE. 2001. Vol. 4157 P 78-81
2. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика / С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Коротеев, В.Н. Семиногов // УФН. 1985. Т. 147, № 4. С. 675-745
3. *Анисимов С.И., Трибельский М.И., Эпельбаум Я.Г.* Неустойчивость плоского фронта испарения при взаимодействии лазерного излучения с веществом // ЖЭТФ. 1980. Т. 78, № 4. С. 1597-1605.
4. *Левченко Е.Б., Черняков А.Л.* Неустойчивость поверхностных волн в неоднородно нагретой жидкости // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, № 1 С. 202-209.
5. *Tokarev V.N., Konov V.I.* Suppression of thermocapillary waves in laser melting of metals and semiconductors // J Appl Phys. 1994. Vol. 76, № 2 P 800-805
6. *Эйдельман Е.Д.* Возбуждение электрической неустойчивости нагреванием // УФН. 1995. Т. 165, № 11 С. 1279-1294.
7. *Жвавый С.П.* Моделирование процессов плавления и кристаллизации монокристаллического кремния при воздействии наносекундного лазерного излучения // ЖТФ. 2000. Т. 70, № 8. С. 58-62
8. *Александров Л.Н.* Кинетика кристаллизации и перекристаллизации полупроводниковых пленок Новосибирск: Наука. 1985. 224 с
9. *Безельский В.З.* Геометрико-вероятностные модели кристаллизации. М.: Наука. 1989. 88 с.
10. *Скрипов В.П., Коверда В.П.* Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей. М.: Наука. 1984. 232 с.
11. *Регель А.Р., Глазов В.М.* Физические свойства электронных расплавов. М. Наука. 1980. 296 с.
12. *Bell A.E.* Review and analysis of laser annealing. // RCA Review. 1979. Vol. 40, № 3. P. 295-338.
13. Time resolved reflectivity and melting depth measurements using pulsed ruby laser on silicon / M. Toulemonde, S. Unamuno, R. Heddache et al // Appl. Phys A. 1985. Vol. 36, № 1. P. 31-36.
14. *Peter M.R.* Interface kinetics of freezing and melting with density change // Phys Rev. B. 1988. Vol. 38, № 4 P. 2727-2739.

В. О. Петухов, В. А. Горобец, А. А. Мацукевич

## ЛАЗЕРНОЕ ТРАССОВОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МАЛЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ $N_2O$ – ОДНОГО ИЗ ОСНОВНЫХ РАЗРУШИТЕЛЕЙ ЗАЩИТНОГО ОЗОНОВОГО СЛОЯ ЗЕМЛИ

Разрушение защитного озонового слоя земной атмосферы (озоновые дыры) способно вызвать глобальную экологическую и климатическую катастрофу. Мировое сообщество глубоко озабочено этой проблемой и проявляет к ней постоянное неослабевающее внимание на протяжении многих лет. Достоверно установлено, что за появление озоновых дыр ответственны продукты жизнедеятельности человека – фреоны и закись азота ( $N_2O$ ). К настоящему времени разработаны и уже используются лазерные методики трассового детектирования известных фреонов, например, на основе  $CO_2$ -лазера, линии генерации которого совпадают с их полосами поглощения. Спектральный анализ показал, что основная проблема детектирования  $N_2O$  связана с отсутствием у этой молекулы полос поглощения в диапазонах спектра, где работают известные мощные лазерные источники (см. рис. 1).

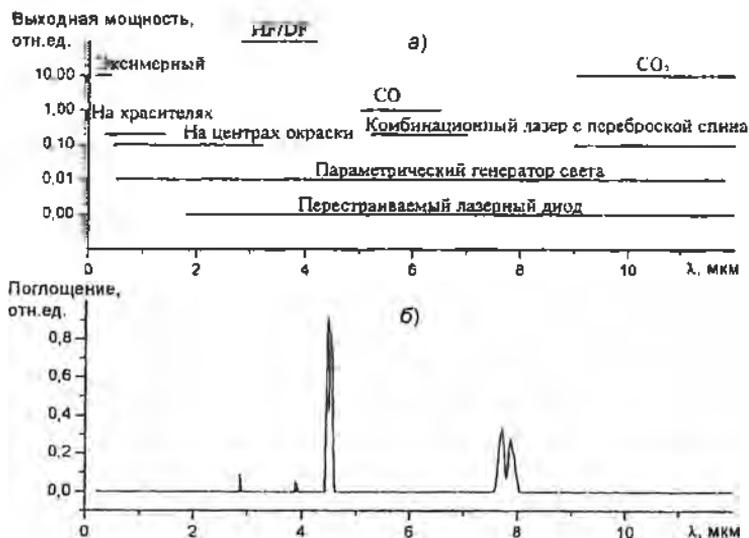


Рис. 1. Характеристики известных лазерных систем, полученная на основе работы [1] (а) и спектр поглощения молекулы  $N_2O$  (б)

В основу предложенной нами методики детектирования  $N_2O$  положена идея, суть которой заключается в использовании  $CO_2$ -лазера на изотопической модификации углекислого газа  $^{12}C^{18}O_2$  с эффективным удвоением частоты его излучения в нелинейном кристалле. У такой лазерной системы существуют соседние линии мощной генерации, как хорошо совпадающие, так и несовпадающие с линиями поглощения  $N_2O$ . Это дает возможность использовать особо точный метод дифференциального поглощения (на линиях «on line» и «off line»). Высокая эффективность такой системы и сильное поглощение молекулы  $N_2O$  (используется самая интенсивная ее полоса с  $\lambda=4,5$  мкм) обеспечивают детектирование малых газовых концентраций вплоть до уровня  $\sim 1$  ppb как на небольших, так и на протяженных трассах.

В результате проведенных исследований разработана методика детектирования малых концентраций  $N_2O$  и создана эффективная лазерная система для ее реализации. Принципиально важно, что трассовое зондирование осуществляется мощным молекулярным газовым лазером. Характерная особенность такого лазера — узкая линия генерации и высокая стабильность спектральных и энергетических выходных параметров. Причем, в отличие от полупроводниковых и твердотельных лазеров это достигается естественным путем без дополнительных устройств, что существенно упрощает лазерную систему.

Для трассового детектирования  $N_2O$  перспективны два типа электроразрядных  $CO_2$ -лазеров. Первый, низкого давления с продольным разрядом, более эффективен при измерениях на малых и средних трассах (0,1–2,0 км). Как правило, он работает при отражении лазерного излучения от так называемого уголкового отражателя [2]. Второй, ТЕА, целесообразно применять на протяженных трассах (>2 км), когда лидар работает по сигналу обратного рассеяния или при отражении импульсов излучения от топоцели [3]. Здесь рассматривается лазерная система и методика детектирования  $N_2O$ , предназначенная для газоанализа на малых и средних трассах

Лазерная система, оптическая схема которой приведена на рис. 2, имеет автоматизированную перестройку длины волны генерации и стабилизированные выходные параметры. В качестве активного элемента используется отпаянная газоразрядная трубка, подобная серийной ГЛ-501, с длиной разрядного промежутка 1,2 м. В экспериментах использовалась изотопозамещенная разновидность двуокиси углерода  $^{12}C^{18}O_2$  с типичным коэффициентом обогащения по  $^{18}O_2$  в заводских условиях — 80 %, т.е. смесь газов содержала 4 %  $^{12}C^{16}O_2$ , 32 %

$^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$  и 64 %  $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$ . Получение смеси с более высокой степенью обогащения по  $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$  намного сложнее и дороже. Мы провели детальные исследования эффективности  $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$ -лазера в зависимости от степени обогащения углекислого газа [4]. Эти эксперименты показали, что эффективность  $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2$ -лазера практически не падает даже при очень сильном разбавлении активной среды обычной дешевой молекулой  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$ , причем вплоть до соотношения  $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2 : ^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2 = 1:3$ .

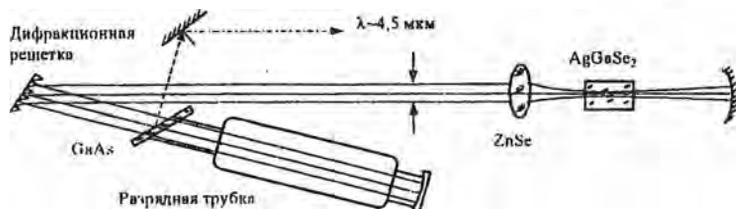


Рис. 2. Оптическая схема лазерной системы

Известно [5], что при питании газоразрядной трубки от импульсного источника пиковая мощность в оптимальном режиме может возрасти более чем на порядок по сравнению с непрерывной электрической накачкой. Это особенно важно для лазеров, которые используются в составе лидарных систем. Во-первых, значительно увеличивается длина зондируемой трассы, во-вторых, импульсно-периодический режим генерации с оптимальной частотой следования импульсов ( $\sim 1 \mu\text{Гц}$ ) удобен при накоплении и обработке оптических и электрических сигналов и не требует дополнительных устройств для модуляции излучения. Особенно актуально использование импульсно-периодического электропитания при генерации 2-ой гармоники (ГВГ) в нелинейных кристаллах. В этом случае значителен выигрыш в КПД преобразования по пиковой мощности. Наши эксперименты показали, что для данного лазера выходная мощность (пиковая) при питании газоразрядной трубки от импульсного источника увеличивается почти на порядок по сравнению с непрерывным питанием и достигает на сильных линиях молекулы  $^{12}\text{C}^{18}\text{O}_2 \sim 100 \text{ Вт}$ .

ГВГ в среднем ИК диапазоне имеет низкую эффективность. Поэтому для  $\text{CO}_2$ -лазеров остается актуальной разработка новых эффективных оптических схем частотного преобразования. В этом направлении нами был выполнен ряд исследований [6], на основе которых удалось реализовать оригинальную внутрирезонаторную схему ГВГ

(см. рис. 2) Кристалл помещался в резонатор, где плотность поля намного выше, чем на выходе из резонатора. Это позволило существенно увеличить эффективность ГВГ.

В опытах использовался образец монокристалла  $\text{AgGaSe}_2$  высоко-го оптического качества (коэффициент поглощения  $\sim 0,02 \text{ см}^{-1}$ ). Кристалл имел форму правильного прямоугольника, оптические грани которого не просветлялись. Базовая длина  $l$  составляла 19 мм. Параллельность рабочих граней была высокой, что обеспечивало возможность его использования в качестве эталона Фабри-Перро. Угол фазового синхронизма задавался таким образом, чтобы при нормальном падении на кристалл излучения накачки максимум эффективности ГВГ приходился на линии генерации в диапазоне  $9,0 \div 9,1 \text{ мкм}$ . Дифракционная решетка (100 шт/мм) работала в первом порядке дифракции в неавтоколлимационном режиме. Вывод излучения 2-ой гармоники ( $\sim 75\%$ ) осуществлялся через брукстеровское окно из GaAs (использовалось то обстоятельство, что поляризация излучения 2-ой гармоники ортогональна поляризации излучения накачки).

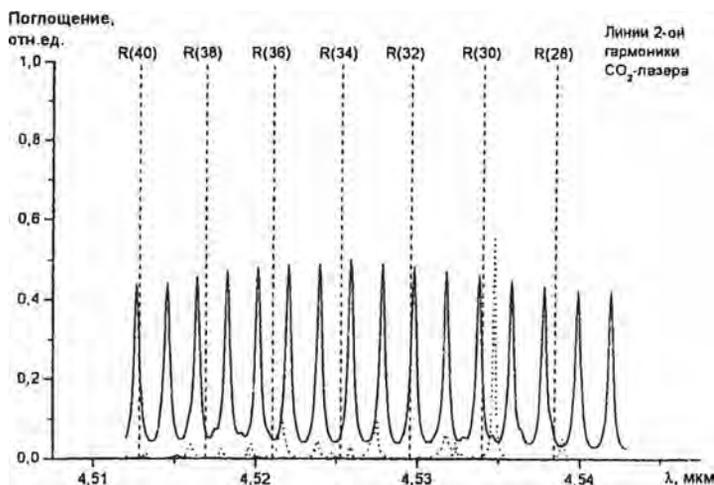


Рис. 3. Спектр поглощения  $\text{N}_2\text{O}$  и фоновых газов  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2\text{O}$   
 $2L = 0,2 \text{ см}$ ,  $T = 273 \text{ К}$ . —  $\text{N}_2\text{O}$  (0,32 ppm), - - -  $\text{H}_2\text{O}$  (7750 ppm) +  $\text{CO}$  (0,15 ppm)

В оптимальных условиях пиковая мощность излучения 2-ой гармоники ( $\lambda \sim 4,5 \text{ мкм}$ ) превышала 2 Вт. Этого было вполне достаточно, чтобы проводить трассовое детектирование различных газов:  $\text{N}_2\text{O}$ ,

CO, NO, H<sub>2</sub>O и т.д. на небольшой трассе протяженностью  $L = 0,1$  км (зондируемая длина  $2L = 0,2$  км). При этом использовалась типичная для лидаров приемная система [7], а отражение (диффузное) осуществлялось от фанерного щита, покрытого металлизированной краской.

Из рис. 3, на котором представлены спектральные характеристики получены путем компьютерного моделирования на основе современных пакетов спектроскопических данных по способу дифференциального поглощения, можно выбрать оптимальные пары лазерных линий («on line» и «off line»). В качестве «on line» (линия с максимальным поглощением) бралась удвоенная частота линии R(32) или линии R(40), а в качестве «off line» (линия с минимальным поглощением) выбирались удвоенные частоты соседних с ними линий R(34) или R(38), соответственно. Важно, что указанные лазерные линии не совпадают с линиями поглощения фоновых газов H<sub>2</sub>O и CO, которые всегда присутствуют в атмосфере, и на них получена эффективная генерация.

Оценочные расчеты показали, что достаточно высокая мощность используемой лазерной системы способна обеспечить с высокой точностью (~10 %) измерение малых газовых концентраций N<sub>2</sub>O вплоть до уровня нескольких ppb на трассах, протяженностью ~1 км. При этом для отражения лазерных импульсов целесообразно использовать уголкового зеркальный отражатель.

#### Литература

1. Meyer P.L., Sigrist M.W. Atmospheric pollution monitoring using CO<sub>2</sub> laser photoacoustic spectroscopy and other techniques // Rev. Sci. Instrum. 1990. Vol. 61, № 7. P. 1779–1807.
2. Трассовый газоанализатор на основе перестраиваемого CO<sub>2</sub>-лазера с удвоением частоты / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков и др. // ЖПС. 1987. Т. 47, № 1. С. 15–20.
3. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987. 550 с.
4. Исследование спектра усиления и генерации ТЕА <sup>12</sup>C<sup>18</sup>O<sub>2</sub>-лазера. / В.О. Петухов, Н.Н. Сажина, А.М. Серегин, и др. // ЖПС. 1987. Т. 47, № 2. С. 208–212.
5. Алейников В.С., Масычев В.И. Лазеры на окиси углерода. М.: Радио и связь. 1990. 420 с.
6. Efficient intracavity frequency doubling of CO<sub>2</sub> laser in nonlinear crystals / V.O. Petukhov, V.A. Gorobets, S.Ya. Tochitsky, K.V. Kozlov // Proceedings of SPIE 2001. Vol. 4351. P. 171–175.
7. Petukhov V.O., Gorobets V.A., Kozlov K.V. Program-controlled gas analyser based on TEA CO<sub>2</sub> laser tunable in the super wide spectral region // Proceedings of SPIE 2000. Vol. 4064. P. 23–32.

### ЛАЗЕРНЫЙ ДИОДНЫЙ ВЛАГОМЕР

Оптимизация технологических процессов в ряде отраслей требует создания эксплуатационно устойчивых средств непрерывного контроля влажности агрессивных аэродисперсных сред.

Принцип действия традиционных влагомеров требует непосредственного контакта датчиков с анализируемой средой, что приводит к загрязнению и последующему разрушению их чувствительного слоя и деградации характеристик.

Оптические методы свободны от этих недостатков. Лучшими характеристиками обладают методы лазерной абсорбционной спектроскопии с использованием полупроводниковых лазеров [1]. Для исключения влияния на погрешности непрерывного контроля влажности различных дестабилизирующих факторов разработан модифицированный корреляционный метод обработки лазерного зондирующего сигнала, который требует при применении минимума априорной информации [2].

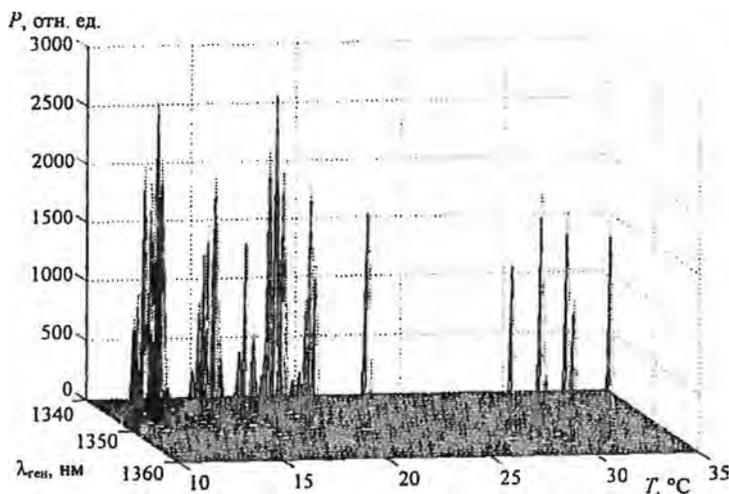


Рис. 1. Семейство спектров излучения лазерного диода ЛД-28, зафиксированный при токе инжекции  $I_{\text{инж}}=30$  мА и разных температурах

Для создания лазерного измерителя влажности агрессивных аэродисперсных сред целесообразно использовать полупроводниковые лазеры с длиной волны 1,35 мкм, в области которой имеется достаточно сильная полоса поглощения молекул воды, состоящая из комбинации частот основных полос поглощения.

При макетировании лазерного измерителя влажности использовался полупроводниковый лазер ЛД-28, изготовленный в НИИ "Полус" (г Москва), со структурой РО-ДГС и подложкой *p*-типа. Проводились исследования его спектральных и ватт-амперных характеристик. На рис. 1 представлены некоторые наиболее характерные спектры излучения при токе инжекции 30 мА.

В качестве рабочего был выбран режим со следующими параметрами: ток лазера 35 мА, интегральная мощность излучения 3 мВт, температура кристалла лазера 30°C, длина волны излучения основной моды 1,3544 мкм. Выбранный режим характеризуется наличием мощной основной моды и слабо выраженным набором боковых мод с межмодовым расстоянием около 1,3 нм

Функциональная схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Она состоит из следующих основных узлов: блок формирования пилообразного напряжения для управления температурой холодильника Пельтье; лазерный блок (терморезистор расположен около кристалла лазера) с смонтированным в корпус холодильником Пельтье; фотоприемное устройство с усилителем сигнала от фотоприемника и синхродетектором. В блоке формирования пилообразного напря-

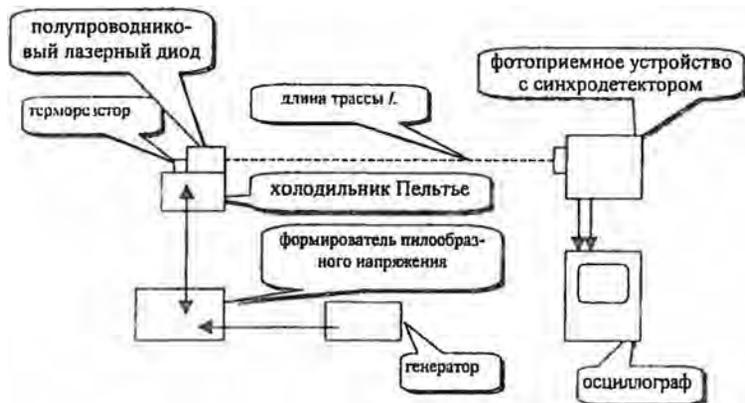


Рис. 2. Функциональная схема экспериментальной установки

жения формируется сигнал с формой меандра, используемый для накачки лазера прямоугольными импульсами длительностью около 1 мс

В качестве фотоприемника используется германиевый фотодиод с длинноволновой границей спектральной чувствительности 1,6 мкм

Для исследования погрешностей лазерного измерителя влажности, использующего модифицированный корреляционный метод, создана программа, численно моделирующая процессы, происходящие при лазерной спектроскопии аэрозольных сред.

Проводилось исследование влияния вклада боковых мод лазера на погрешность измерения парциального давления. На рис. 3 представлено семейство зависимостей относительной погрешности измерения от истинного парциального давления при различных долях вклада боковых мод в мощность излучения лазера.

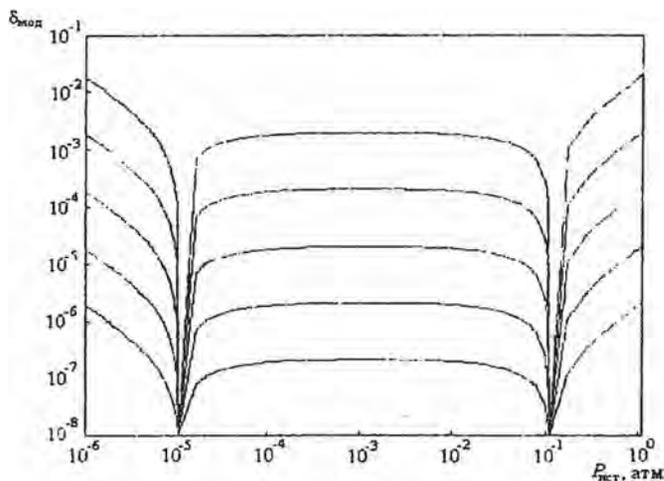


Рис. 3. Семейство зависимостей относительной погрешности измерения от истинного парциального давления при различных долях вклада  $m$  боковых мод в суммарную мощность излучения лазера

Расчеты проводились для  $P_{кмп1} = 0,1$  атм,  $P_{кмп2} = 0,00001$  атм,  $L_{кмп1} = L_{кмп2} = L_{изм} = 1$  см. Погрешность определения калибровочных давлений не учитывалась. Как видно из рис. 3, относительная погрешность прямо пропорциональна процентному вкладу боковых мод. Резкое увеличение погрешности по краям диапазона обусловлено влиянием вклада боковых мод, резко усиливающегося при больших вели-

чинах поглощения

Для большинства применений охват всего диапазона измерения парциального давления паров воды не требуется. При сушке древесины необходимы эксплуатационно и метрологически надежные средства контроля влажности сушильного агента, влажность которого меняется менее чем на порядок [3]. Сушильный агент является агрессивной аэродисперсной средой, содержащей смолы и кислоты испаряющиеся с поверхности высушиваемой древесины, что не позволяет полноценно использовать традиционные методы определения влажности воздуха и не позволяет автоматизировать процесс сушки. Контроль относительной влажности сушильного агента происходит в диапазоне от  $\varphi = 0,9$  при температуре  $55^\circ\text{C}$  до  $\varphi = 0,3$  при температуре  $100^\circ\text{C}$ , что соответствует диапазону парциального давления паров воды  $3 \cdot 10^{-1} - 1,4 \cdot 10^{-2}$  атм. В этом случае можно калибровать лазерный измеритель влажности с помощью двух одинаковых кювет, содержащих смесь воздуха и паров воды с разными парциальными давлениями, например, соответствующим краям заданного диапазона измерения.

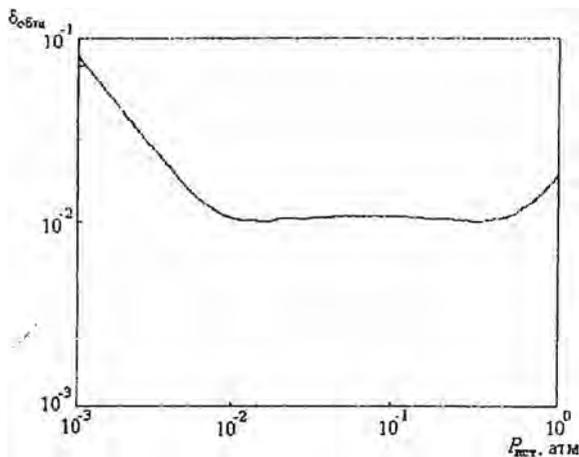
Необходимо учитывать и погрешности определения влажности смеси воздуха и паров воды в калибровочных кюветах. Относительные погрешности определения влажности воздуха большинством приборов не лучше, чем  $10^{-2}$ . Тогда суммарную погрешность определения влажности  $\delta_{\text{общ}}$  необходимо находить с помощью выражения:

$$\delta_{\text{общ}} = \sqrt{\delta_{\text{кв1}}^2 + \delta_{\text{кв2}}^2},$$

где  $\delta_{\text{кв1}}$  -- погрешность определения влажности смеси в калибровочной кювете.

Результаты численных расчетов погрешностей измерения лазерным влагомером влажности воздушного потока при конвективной парогазовой сушке древесины представлены на рис. 4. Предполагалось, что калибровка производится при двух значениях парциального давления паров воды ( $P_{\text{кв1}} = 3 \cdot 10^{-1}$  атм,  $P_{\text{кв2}} = 1,4 \cdot 10^{-2}$  атм) и длине калибровочных кювет  $L_{\text{кв1}} = L_{\text{кв2}} = L_{\text{изм}} = 10$  см. Вклад боковых мод  $m$  считался равным 10 % и погрешность калибровки  $\delta_{\text{кв1}}$  равной  $10^{-2}$ .

Как видно из рисунка, погрешность измерения определяется в большей степени погрешностью калибровки и не очень отличается от значения  $10^{-2}$  в пределах требуемого диапазона измерений, что удов-



**Рис. 4.** Расчетная зависимость относительной погрешности измерения влажности прибором лазерного контроля влажности воздушного потока при конвективной парогазовой сушке древесины от парциального давления паров воды

летворяет требованиям к точности контроля влажности сушильного агента в парогазовых камерах сушки древесины.

#### Литература

1. *Надеждинский А.Н.* Диодная лазерная спектроскопия. М.: Акад. Наук СССР 1990. 247 с.
2. *Кугейко М.М., Фираго В.А.* Лазерные методы контроля компонентного состава аэродисперсных сред // ЖПС. Т. 68, № 4. 2001. С. 520–525.
3. *Справочник по сушке древесины / Под ред. Е.С. Богданова.* М.: Лесная промышленность. 1990. 303 с.

## ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ – ОБЪЕКТ ВИРТУАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРИИ

Приемо-передающие модули оптоволоконных информационных сетей, сканеры, принтеры, оптические диски относятся к устройствам, детальное изучение которых является в настоящее время неотъемлемым элементом подготовки специалистов с высшим образованием в области компьютерной инженерии. Базовым электронным прибором для построения перечисленных устройств являются лазерные диоды (ЛД), изучение физических и технических свойств которых предусмотрено рабочей программой курса "Полупроводниковые приборы" либо курсов с ним смежных.

Чтобы предоставить возможность студентам практически ознакомиться с лазерными диодами в ходе лабораторных занятий, необходимо иметь в распоряжении достаточно сложную и деликатную в обслуживании учебно-научную установку. Для вуза рациональным, как с точки зрения дидактической, так и экономической, представляется решение, которое, не исключая традиционного подхода, позволяет продемонстрировать свойства лазерных диодов, опираясь на концепции компьютерной виртуальной лаборатории [1–2]. Такое решение при повсеместном использовании информационных технологий естественным образом дополняет традиционные задачи реального физического практикума. Позитивными дидактическими результатами реализации концепции компьютерной виртуальной лаборатории являются возможность формирования динамичного пакета индивидуальных заданий, возможность выполнения части упражнений вне стен вуза, возможность привлечения студентов к разработке новых серий лабораторных работ в рамках выполнения ими курсовых или дипломных проектов.

При разработке алгоритма симуляции свойств лазерного диода авторы настоящей статьи опирались на ряд исходных посылок. Во-первых, предполагалось, что исследуемые диоды предназначены для установки в широкополосных когерентных линиях связи либо в оптоэлектронной измерительной аппаратуре, где требуются динамически стабильные излучатели. Естественно, что проектирование такого рода систем должно опираться на тест – пригодность ЛД, который должен включать исследование стабильности положения линии излучения при внешних воздействиях на излучатель. Во-вторых, колебания тем-

температуры и неустойчивость тока питания были выбраны в качестве наиболее вероятных факторов, вызывающих нестабильность длины волны генерируемого излучения.

Суть предложенного симуляционного алгоритма заключается в создании в памяти компьютера цифровой модели лазерного диода в виде базового трехмерного массива числовых значений  $L(P, T)$  как копии экспериментальных данных на реальный ЛД. При запросе данных на длину волны спектральной линии  $\lambda$ , считывается выборка данных, соответствующих входным значениям мощности  $P$ , и температуры  $T$ , с использованием механизма интерполяции от наиболее близких базовых данных. Для симуляции реальных условий эксперимента в алгоритм включена процедура, заданием которой является генерирование псевдослучайного отклонения измеренной величины от рассчитанного значения. Наличие такой процедуры гарантирует разброс данных подобно как в реальном эксперименте, причем симулируемые измерительные данные не повторяются при проведении повторных измерений.

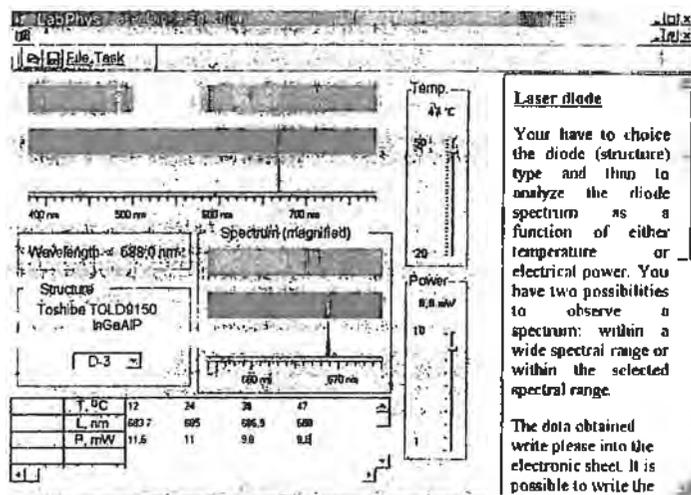


Рис. 1. Вид графического интерфейса компьютерной аппликации, симулирующей измерение спектральных свойств лазерного диода

Описанный алгоритм был реализован в виде компьютерной аппликации, написанной в языке Object Pascal. Аппликация внедрена в

учебный процесс Кошалинского Технического Университета, Польша. На рис. 1 показан вид графического интерфейса пользователя в созданной аппликации. Аппликация имитирует приборную панель для измерения спектрального положения линии с точностью 0,1 нм при изменении температуры с шагом от 1°C и при изменении выходной оптической мощности диода с шагом от 0,1 мВт. Объектами измерений в данной работе является серия диодов InGaAlP фирмы Toshiba [3] с оптической мощностью 1–30 мВт в диапазоне 650–690 нм, предназначенных для температурного диапазона эксплуатации от -10°C до +50°C. С целью придания привлекательного вида инструментальной панели к ней добавлен анимированный спектр излучения диода, который можно сопоставить со спектром солнечного излучения.

При создании эффекта визуализации спектра в дидактических целях использованы некоторые упрощения. Так, например, благодаря использованию режима индуцированного излучения лазерные диоды имеют ширину излучаемого спектра 1–3 нм, значительно меньшую чем светодиоды (30–50 нм). Поэтому в качестве упрощения принято, что такое излучение для ряда практических применений в информационной и промышленной электронике можно рассматривать как монохроматическое.

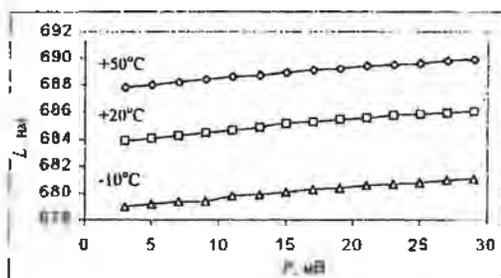


Рис. 2. Пример зависимостей положения спектральной линии от мощности излучения, полученных с помощью компьютерной симуляции

Пример симулированных экспериментальных данных, полученных с помощью описанной компьютерной аппликации, приведен на рис. 2. Можно заметить, что симуляционный эксперимент достаточно точно показывает суть эффекта смещения спектральной линии при повышении мощности излучения и температуры кристалла лазерного диода.

Из практики использования приложения в учебном процессе можно сделать вывод о заинтересованности со стороны студентов в выполнении такого рода виртуальных экспериментов. Обсуждение работы в ходе защиты полученных результатов проходит практически так же, как после выполнения натуральных исследований.

Авторы статьи выражают благодарность Мартину Ямрозику за написание кода приложения.

#### Литература

1. *Patrin A., Suslow W., Cieplich-Trojaneck W.* Physics Simulations for the Technical University // *Proceedings of the 25th International Conference and Exhibition IMAPS - POLAND*. 2001. P. 295–298.
2. *Patrin A., Suslow W.* Virtual practical work on physics for the students of computer sciences // *Proceedings of the 5th Acad. Conf. on Electronic Packaging Education and Training, Dr Markus – Verlag, Dresden*. 2002. P.219–227.
3. *ThorLABS Catalog*. Newton NJ 1998. P. 104–107.

## INFLUENCE OF LIGHT RADIATION ON THE ACTIVITY OF MANGANESE PEROXIDASE

### 1. Introduction

Manganese peroxidase (MnP) is one of exoenzymes of lignin destroying mushrooms. It is well known that MnP is able to destroy the high persistent lignin. Because of it MnP is able to destroy high persistent organical pollutants too. Former investigations of SCHEIBNER and HAAS showed, that it is possible to destroy persistent arsenoorganic compounds with this MnP enzymatic system [1, 2, 3]

During the last twenty years there are a lot of results obtained about influence of laser radiation on biological tissues and biological responses of different biochemical systems [4, 5].

Former results from TSVUNCHYK and KHOMICH showed, that different kinds of low laser radiation have influence on biological systems and in particular on enzymes of the antioxidant system of animals [6, 7]

Aim of our investigations was to detect influence of different kinds of low laser radiation on the activity of the Manganese peroxidase system of *Nematoloma frowardii*. As a model reaction we used the well known destruction of trivinyltrichloroarsine (TTA) by MnP [1]. Detection of concentration of TTA in solution was done with gas chromatographic method in kinetical studies as indicator for the activity of MnP.

### 2. Experiments

Investigations were done to show the influence of different sources of light on the activity of the isolated enzymatic MnP system. Four sources of light were included in experiments; Argon laser radiation, JAG laser radiation, HeNe laser radiation and radiation by a Xenon lamp. The dose of energy, means the time of exposition, was varied:

- a) Argon laser: blue light (WL = 458 nm), energy 5 mW
- b) YAG laser: green light (WL = 533 nm), energy 1 mW, pulse rate 10 Hz
- c) YAG laser: ultraviolet light (WL = 355 nm), energy 1 mW, pulse rate 10 Hz
- d) HeNe laser: red light (WL 633 nm), energy 4 mW
- e) Xenon lamp: white light (WL 250 – 700 nm), energy 10 W

The exposition time was varied from 5 min to 30 min. Light expositions were done with 2 ml aqueous solutions of Manganese peroxidase in 2 ml kuvettes. The beams were centered (Xenon) or spreaded (lasers) to 1 \* 1 cm beam with lenses.

MnP degradation experiments were done in 4 ml vials. As usual the following chemicals were added in such consequence:

- 1 ml Na-Malonate buffer (c = 100 mMol/l), pH = 4,5
- 0,2 ml MnCl<sub>2</sub> solution (c = 20 mMol/l)
- 0,1 ml GSH solution (c = 100 mMol/l)
- 0,5 ml methanol
- 0,1 ml MnP solution (c = 60 U/ml) or the same volume water for zero experiments and
- 50 µl TTA (c = 1 mg/ml in methanol).

Stock solutions were taken from refrigerator and warmed up to room temperature (20 °C). The reaction vials are stored at room temperature during kinetic experiments. After 30 min, 1 h, 2 h, 4 h and 8 h 20 µl of each solution was given to 0,5 ml methanol in 1,4 ml vials for gas chromatographic detection of concentration of TTA.

As a tracer reaction the well known destruction of Trichlorotrivinylarsine by MnP was used. Experiments were compared to zero control, unirradiated MnP (100%) and to each other during the time. All experiments were done under double controlling and additionally under double gas chromatographic detection.

Gas chromatographic investigations were done under the following conditions.

- GC 5890 HP with ECD and autosampler
- capillar column DB 5, length 30 m, thickness 0,25 mm
- column temperature 100° C (1 min), 10° C/min to 230° C, 230° C (6 min)
- carrier gas: nitrogen, flow: 1 ml/min
- detector temperature: 300° C, injector temperature: 250° C
- injection volume: 5 µl.

### 3. Results and discussion

The most remarkable results were obtained after radiation with YAG laser with a wavelength 355 nm, 1 mW and pulse rate of 10 Hz. As long as radiation time was, as less activity of MnP was detected (concentration of TTA was higher as concentration in unirradiated solution). The second

positive result was obtained after radiation with Xenon lamp with white light. we detected less activity of MnP after Xenon lamp radiation, but higher activity to compare with YAG ultraviolet light. All other radiation experiments, means YAG green light (533 nm), Argon laser (458 nm) and HeNe laser (633 nm) didn't show lower MnP-activity after radiation as the control experiment.

The results show a dependence of wavelength of light radiation and UV-Vis-Spectrum of MnP: MnP has maximum of absorbance at 214 nm, in the visible region with wavelength higher as 400 nm there is nearly no absorption of the molecule. Energy taken from ultraviolet light is able to destroy activity of MnP, but not visible light.

The MnP system is used for the destruction of organic pollutants in the environmental surrounding. The practical applicance of these experiments allows to utilize MnP more effectively and under certain conditions, one of such conditions is daylight.

#### References

1. Das Mangan-Peroxidase-System ligninolytischer Pilze. Eine innovative Strategie zur Oxidation persistenter Verbindungen / M. Hofrichter, K. Scheibner, R. Haas et al. // Heiden, Erb, Warrelmann, Dierstein (Ed): Biotechnologie im Umweltschutz. Erich Schmidt Verlag, Berlin 1999 P. 108–116.
2. Enzymatic combustion of aromatic and aliphatic compounds by Manganese peroxidase from *Nematoloma frowardii* / M. Hofrichter, K. Scheibner, I. Schneegass, W. Fritsche // Applied and environmental microbiology. 1998. Vol. 64. P. 399–404.
3. Mineralization and solubilization of synthetic lignin by Manganese peroxidases from *Nematoloma frowardii* and *Phlebia radiata* / M. Hofrichter, K. Vares, K. Scheibner et al. // J. Biotechnology 1999 Vol. 67. P. 217–228.
4. Physical and chemical mechanisms of biological influence of laser radiation / N. Dewiatkow, S. Zubkova, I. Laprun, N. Makeeva // Successes of up-date's Biology 1987. Vol. 1 P. 31–41.
5. Liandres I. Photobiological effects of low laser radiation // Mechanisms of biostimulation of low laser radiation. 1998. Vol. 2. P. 19–28.
6. Низкоинтенсивное лазерное излучение как модулятор антиоксидантной системы у животных / О.С. Циунчик, И.В. Осакович, Д.В. Преображенский и др. // Квантовая электроника. Материалы III Междунар. науч.-техн. конф. / Под ред. И.С. Манака. Мн.: БГУ, 2000. С. 190–193.
7. Tsivunchyk O. TKhomich, Osakinwitsch I. Effects of low intensity laser radiation on animal antioxidant system // Grodno seminar. Applicance of low laser radiation in biology and medicine. Grodno. 2001. P. 21–23.

Е. К. Наумкин, О. В. Царюк

## ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ КРОВИ

Изучение состояния крови по оптическим характеристикам рассеянного излучения является актуальным, поскольку при этом не искажаются свойства исследуемого объекта. В практике экспериментальных исследований крови обычно используются плоскопараллельные стеклянные или кварцевые кюветы. Существенным мешающим фактором в таких экспериментах является дополнительный вклад в измеряемый сигнал излучения, отраженного на внутренних границах кюветы и рассеянного на шероховатостях ее поверхностей, перерассеянного внутри слоя [1].

Для минимизации искажений информации об объекте, обусловленных этим фактором, мы предлагаем метод диагностики состава и состояния крови, основанный на использовании линейно поляризованного освещающего лазерного излучения и измерения поляризационных характеристик рассеянного света. Суть метода состоит в том, что линейно поляризованное в плоскости падения лазерное излучение направляется на поверхность кюветы с исследуемым образцом крови под углом Брюстера, а рассеянное излучение измеряется в направлениях, близких к зеркальному отражению. Экспериментальная реализация этого метода и его рассмотрение приведены в данной работе

Луч диаметром 5 мм He-Ne лазера мощностью 12 мВт линейно поляризованного в плоскости падения излучения при  $\lambda = 0,63$  мкм направлялся на кварцевую кювету с плоскопараллельными стенками под углом  $55,5^\circ$  (угол Брюстера для системы воздух-кварц) относительно нормали к ним.

Измерения оптических характеристик рассеянного излучения для исследуемого образца, помещенного в кювету, проводились стокс-поляриметром, который детально описан в работе [2].

Регистрируемое излучение собиралось приемной частью поляриметра в телесном угле  $7,2 \cdot 10^{-2}$  стерadian. Плоскость наблюдения совпадала с плоскостью падения. Регистрация рассеянного излучения производилась в пределах углов наблюдения от 0 до  $-74^\circ$  (с шагом  $1^\circ$ ), как показано на рис. 1.

Перед каждой серией измерений (повторных измерений было 6) кювета вынималась из специальной оправы, закрепленной на гониометрическом столике стокс-поляриметра и несколько раз встряхива-

лась, чтобы не допустить оседания эритроцитов на ее дно, а затем вставлялась снова в оправу. Длительность измерения — одна минута. Погрешность эксперимента при измерениях исследуемых поляризационных характеристик составляла менее 10 % от их величины.

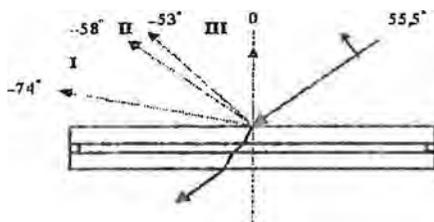


Рис. 1. Геометрия эксперимента

При указанных условиях зондирования проводились следующие измерения: фонового излучения, обусловленного рассеянием на шероховатостях передней стенки кюветы; излучения рассеянного образцами крови толщиной 14 мкм, 1,08 мм и 4,506 мм, плазмы крови и имитирующей ее жидкости (смесь глицерина с водой в пропорции 23:77); крови, разбавленной плазмой и сывороткой в соотношении 1:10.

Вначале были измерены параметры Стокса ( $I, P_1, P_2, P_3$ ) излучения (фона), рассеянного передней кварцевой стенкой кюветы толщиной 2 мм. В области углов наблюдения от  $-74^\circ$  до 0 (см. рис. 1) первые два параметра Стокса, характеризующие соответственно всю интенсивность регистрируемого излучения и интенсивность излучения линейно поляризованного в плоскости падения, были практически равными и превосходили последние два, характеризующие интенсивности линейно поляризованной с азимутом  $45^\circ$  и циркулярной компонент не менее чем на два порядка. Электрический сигнал в диапазоне углов от  $-74^\circ$  до  $-58^\circ$  (I) и от  $-58^\circ$  до  $-53^\circ$  (II) составлял  $\sim 1,2 \cdot 10^{-4}$  мВт, а в диапазоне от  $-53^\circ$  до 0 (III) изменялся от  $\sim 1,2 \cdot 10^{-4}$  мВт до  $\sim 1,2 \cdot 10^{-5}$  мВт.

Отсюда следует, что излучение фона, как и зондирующее, линейно поляризовано в плоскости падения со степенью поляризации, близкой к единице, а рассеяние на шероховатостях поверхностей кюветы однократное и представляет собой френелевское отражение на микрогранях. Если допустить, что количество микроплощадок с различной угловой ориентацией одинаково, то на основании френелевских зависимостей (рис 2) можно оценить вклад в фон для различных углов

наблюдения для  $p$ -компоненты и ортогональной ей  $s$ -компоненты зондирующего излучения.

При этом необходимо учитывать, что излучение фона в I диапазоне формируется отражением от микроплощадок при углах падения относительно нормали к ним соответственно от  $64,75^\circ$  до  $56,75^\circ$ , для II от  $56,75^\circ$  до  $54,25^\circ$  и III от  $54,25^\circ$  до  $27,25^\circ$ .

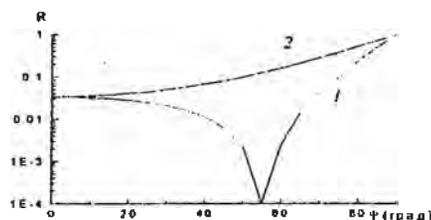


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения  $R$  от угла падения  $\psi$  на кварцевую поверхность для линейно поляризованной в плоскости падения  $p$ -компоненты (1) и ортогональной ей  $s$ -компоненты (2) зондирующего излучения

Из сравнения указанных зависимостей следует, что по всем диапазонам вклад в фон от  $s$ -компоненты на порядок превышает вклад от  $p$ -компоненты. При использовании  $p$ -компоненты наименьший фон формируется ею, как видно из кривой 1 на рис. 2, во II и III диапазонах. Поэтому эти диапазоны более благоприятны для наблюдения. Но по сравнению со II диапазоном излучение, рассеянное слоем крови, попадает в III диапазон углов наблюдения, проходя стенку кюветы под малыми углами падения (см. рис. 1), при которых различие в отражении для  $s$ ,  $p$ -компонент, согласно кривым на рис. 2, наименьшее, достигающее нуля вблизи углов, близких к нормальному. Таким образом, в III диапазоне углов наблюдения, где при малом фоне регистрируется излучение, рассеянное исследуемым слоем, помещенным в кювету, поляризационные характеристики его наименее искажены после прохождения стенки кюветы.

Далее проводились измерения по определению толщины слоя цельной крови, рассеянное излучение которым было бы по интенсивности максимальным. В случае толщины слоя  $4,506$  мм параметры Стокса рассеянного излучения в III диапазоне не превосходили по величине значения, полученные ранее для фона от стенки кюветы. Во II диапазоне для излучения зеркально отраженного от границы раздела между кровью и кварцем первые два параметра Стокса были практи-

чески равными, превосходя на два порядка следующие два параметра и имели значение  $\sim 1,2 \cdot 10^{-2}$  мВт. Когда исследовался слой крови толщиной 14 мкм, то поведение поляризационных характеристик излучения во всех диапазонах было аналогичным предыдущему случаю.

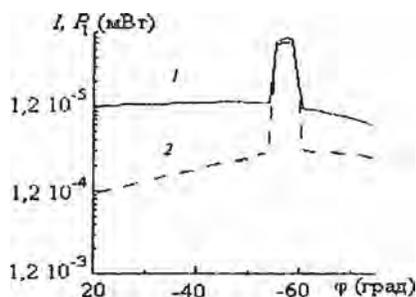


Рис. 3. Зависимости параметров Стокса  $I$  (1),  $P_1$  (2) от угла наблюдения  $\varphi$

Зафиксировать рассеянное кровью излучение, значительно превышающее фон, удалось в I и III диапазонах для слоя крови толщиной 1,08 мм. При этом параметры Стокса во II диапазоне вели себя как для слоев толщиной 4,506 мм и 14 мкм. Отличие было для I и III диапазонов (рис. 3), где при изменении угла наблюдения от  $-74^\circ$  до  $-58^\circ$  первый параметр Стокса изменялся от  $1,1 \cdot 10^{-3}$  мВт до  $0,7 \cdot 10^{-3}$  мВт, а второй от  $0,36 \cdot 10^{-3}$  мВт до  $0,3 \cdot 10^{-3}$  мВт при меньших по величине на два порядка остальных параметрах. Для углов же наблюдения от  $-53^\circ$  до 0 первый параметр Стокса был  $\sim 1,2 \cdot 10^{-3}$  мВт, а второй уменьшался от  $3,0 \cdot 10^{-4}$  мВт до  $1,2 \cdot 10^{-4}$  мВт при меньших на два порядка значениях следующих параметров Стокса. Эти значения параметров Стокса соответствовали малой степени поляризации  $P \sim 0,35$  рассеянного в I диапазоне излучения на компоненте, лежащей в плоскости падения, но большей, чем  $\sim 0,1$  для III диапазона.

Когда в кювете находилась имитирующая плазму крови жидкость, то поляризационные характеристики регистрируемого в I и III диапазонах излучения совпадали с фоновыми, что свидетельствовало о малом вкладе плазмы крови в рассеянное излучение.

Таким образом, из всех диапазонов наблюдения, наибольшее отличие поляризационных характеристик падающего излучения от рассеянного кровью наблюдается в III диапазоне. Поэтому при данной

геометрии эксперимента, обуславливающей минимальные искажения измеряемых поляризационных характеристик и наименьшую интенсивность фона с превышением ее на два порядка интенсивностью регистрируемого рассеянного слоя крови толщиной 1,08 мм, наибольшая возможность изменения в более широких пределах этих параметров в зависимости от состояния крови имеется в III диапазоне.

Влияние состояния крови на поляризацию рассеянного излучения оценивалось сопоставлением в III диапазоне поведения поляризационных характеристик рассеянного слоем цельной крови толщиной 1,08 мм и слоем такой же толщины, но с ее разбавлением плазмой или сывороткой до концентрации 1:10. Поведение поляризационных характеристик рассеянного излучения в этих случаях отличалось друг от друга и от случая цельной крови. Интенсивность излучения, рассеянного образцами разбавленной крови, уменьшается. Первые два его параметра Стокса превышают на два порядка последние два и таковы, что степень поляризации возрастает по сравнению с 0,1 для цельной крови до 0,25 для крови, разведенной сывороткой, и до 0,4 для крови, разведенной плазмой.

Таким образом, показана возможность диагностики состава и состояния слоя крови толщины 1,08 мм в кювете с плоскопараллельными стенками по степени поляризации, характеризуемой первыми двумя параметрами Стокса рассеянного лазерного излучения. Благодаря использованию и учету поляризации излучения, поляризующих свойств плоскопараллельных стенок кюветы, определена оптимальная геометрия лазерной поляриметрии крови: освещение под углом Брюстера линейно поляризованным в плоскости падения излучением и регистрация рассеянного излучения в III диапазоне углов наблюдения. Установлено, что плазма крови не влияет на поляризацию рассеянного излучения. Но степень поляризации рассеянного излучения существенно изменяется в зависимости от изменения состояния крови.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф99-166).

#### Литература

1. Буй Л.М., Хайруллина А. Я., Олейник Т.В. Учет граничных условий при определении оптических характеристик агрегированной крови // Опт и спектроскопия. 1999. Т. 87. С. 1004–1009.
2. Длугонович В.А., Снопко В.Н., Царюк О.В. Лазерный гониометрический стокс-поляриметр // ЖПС. 1999. Т. 66, № 6. С. 869–874.

## THE PHOTOPLETHYSMOGRAPHY (PPG) APPARATUS FOR DIAGNOSIS OF THE PERIPHERAL BLOOD CIRCULATION

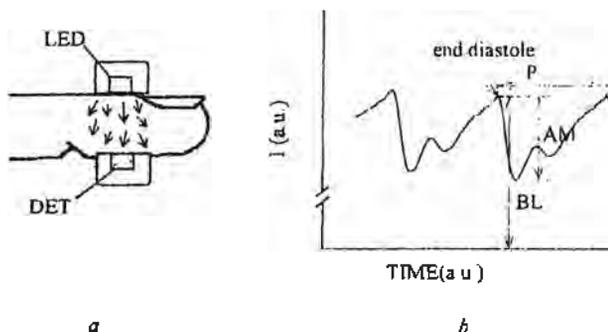
The modern photoplethysmography (PPG) uses the achievements of quantum electronics. Photoplethysmography (PPG) measures the cardiac induced changes in tissue blood volume by light transmission measurements. Like heart rate, the PPG signal shows spontaneous fluctuations. The heart rate variability (HRV), which is mediated by the autonomic nervous system, has been intensively investigated. The power spectrum of HRV contains fluctuations in very low and low frequencies, which are attributed to the activity of the sympathetic and the parasympathetic nervous systems, and fluctuations in high frequency, which are mediated via the parasympathetic nervous system [1]. While the use of spectral analysis of HRV for clinical use is well established for the low frequency (LF) and the high frequency (HF) fluctuations, the analysis of the very low frequency (VLF) fluctuations (below 0.04 Hz) and their physiological meaning is dubious.

Spontaneous fluctuations of similar frequencies were also found for the arterial blood pressure [1] and for other parameters of the peripheral blood circulation. In recent studies [2,3] the spontaneous fluctuations in the blood volume in the fingertip were obtained through photoplethysmography (PPG) - the measurement of light absorption by the tissue.

### The PPG Device

The transmission PPG probe consisted of a light emitting diode (LED) of 865 nm (Fujitsu, Japan) and a PIN photo-detector (Hamamatsu, S1223-01), these perfect devices of quantum electronics, which were attached to the palmar and dorsal aspects of the index fingers bilaterally (fig. 1a). The light from the LED was modulated at a frequency of 3kHz and the detected transmitted light was filtered through a narrow band around 3kHz to avoid background light. The signal from the detector was then demodulated in order to obtain the PPG signal. A low-pass filter (0-40 Hz) was used in order to reduce high frequency noise. The PPG signals were sampled at a rate of 500 samples per sec and digitally stored for further processing.

The PPG photo-detector output oscillates in the heart cycle rate (fig. 1b) due to the higher light absorption in the fingertip during systole caused by the cardiac induced increase in the tissue blood volume during systole. In these studies two parameters were derived for each PPG pulse:



*Fig. 1. The PPG probe on the fingertip (a) and signal in the heart rate (b)*  
 DET - photodetector; LED - light emitting diode, the light source. A small portion of the light is transmitted through the fingertip. At end-diastole the tissue blood volume is minimal and the light transmitted through the tissue is at maximal intensity. BL - baseline; AM - amplitude; P - period

its baseline (BL) and amplitude (AM) (fig. 1b). BL, the baseline of the PPG signal, is inversely related to the tissue blood volume, AM, the pulsatile component of the PPG signal, mainly depends on the tissue blood volume increase during systole and is related to the arterial wall compliance. Another parameter defined from them was examined: the statistical parameter  $STD/AVG$  of the ratio  $AM/BL$ , characterizing compliance.

### Data analysis

After the examination, the stored data was digitally analyzed for the detection of the minimum and maximum of each PPG pulse. The PPG pulse minimum was identified at the point for which the value of the PPG signal was lower than that for the sixty neighboring points and the maximum was similarly defined. Erroneous detection of the PPG pulse notch was avoided by demanding minimal difference between the maximum and the subsequent minimum. Then the PPG pulses were carefully inspected in order to manually delete erroneous minima or maxima and add missing minima or maxima. For each PPG pulse, the baseline BL of the pulse and its amplitude AM were determined.

The ten minute examination provided about 600 PPG pulses and consequently about 600 data points for BL and for AM. In some examinations part of the data points had to be discarded due to movement

of the subject, but the final database included at least 350 data points for each subject. The correlation was performed for the whole set of points, except the first and last ten points. In this study, only the VLF spontaneous fluctuations i.e. those which lasted for about 30-80 PPG pulses were investigated. The LF and HF fluctuations were filtered out by the smoothing method of moving average, with linear decrease weights of the 27 adjacent points (13 on each side). The lower frequency fluctuations were removed (trend removal) by fitting a fifth order polynomial to the data and subtracting it from the original curve.

### Statistical analysis

The coefficient of correlation between two parameters  $X$  and  $Y$  (series  $x(n)$  and  $y(n)$ ) and the lag between them was calculated by the formula:

$$CC(\tau) = \frac{\sum_{n=\tau+1}^N [x(n-\tau) - x_m] [y(n) - y_m]}{A^{1/2}}, \quad 0 \leq \tau \leq 20$$

where  $x_m, y_m$  are the mean value of  $x(n)$  and  $y(n)$  and

$$A = \sum_{n=\tau+1}^N [x(n-\tau) - x_m]^2 + \sum_{n=\tau+1}^N [y(n) - y_m]^2.$$

The lag of maximal correlation coefficient was taken as the lag between the two parameters.

The Student t-test was used for the evaluation of the significance of the difference from zero of the lag between the fluctuations of two parameters. The correlation between two parameters was assessed by linear regression analysis.  $t > 2$  was considered statistically significant.

### Subjects

Transmission PPG was measured on the index fingers of the hands and the feet of 54 male subjects aged 19-78 years. The subjects had no known cardiovascular or neurological disease and did not take any medication that can affect the vascular system. All subjects were non-smokers, and they were instructed not to drink coffee three hours before the examination. The subjects were lying down during the PPG examination, with their hands comfortably laid on the table at heart level. The examination lasted for ten minutes, after a rest period of ten minutes. Room temperature was 21-24°C.

The study was approved by the institutional ethical committee, and the subjects gave informed consent.

## Results

For each examination AM and BL were derived for each PPG pulse, then displayed as a function of pulse number. Fig. 2 shows the AM and BL curves for the right and the left hands after low-pass filtering (smoothing) and detrending. The VLF fluctuations show high correlation between the right and the left AM or BL curves and a lower correlation between AM and BL.

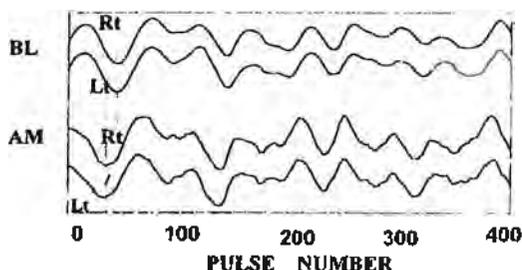


Fig. 2. The curves of AM, BL and P as a function of the pulse number for the right hand of one of the subjects.

The low frequency fluctuations are more pronounced in the BL and AM curves than in the P curve

Fig 2 depicts the coefficient of correlation between AM(Rt) and BL(Rt) and between AM(Lt) and BL(Lt) as a function of time lag  $\tau$  between them (measured in pulse numbers). The right and left AM curves match with no Lag between them.

The BL curve lags behind the AM curve by nine pulses: the highest correlation between the curves is found when AM(N) is compared with BL(N-9) (N is the pulse number). Similar results were found for the other subjects.

### Rt-Lt correlation ( CC1 )

The big values of the right-left correlation coefficient (CC1) both for BL and for AM for hands and feet showed a dependence on the healthy male subject's age: CC1 decreases from 19 to 78 ages approximate on 7% ( from 0,96 to 0,9 for fingers and 0.93 to 0.86 for feet both for BL and for AM). But Lag showed no dependence on the subject's age and

was equal approximate on zero for both BL and AM for both hands and foets.

#### **HAND-FOOT correlation ( CC2 )**

The values of the hand-foot correlation coefficient (CC2) for BL and AM for the right and left sides as a function of the healthy male subject's age decreased too. But the values CC2 were below than CC1 both for BL and for AM and Lag is no zero. The CC2 showed the bigger than CC1 dependences (decrease) on the subject's age for BL (the reduction is on 16% as average to the left and to the right from 19 to 78 ages) and no dependences for AM for both left and right sides. The values of Lag were conversely: they showed no dependences for BL and the decrease for AM for both left and right sides (the reduction is on 3,5 number pulses as average to the right and to the left)from 19 to 78 ages). Lag of left side was higher than Lag of right side for both BL and for AM. This difference decreases with age

#### **AM-BL correlation ( CC3 )**

The coefficient of correlation between AM and BL (CC3) significantly decreased with age for both hands and for foets. The reductions was on 15.5% (as average to the right and to the left (R-L)) for both (R-L) hands and for (R-L) foets from 19 to 78 ages .

The Lag between AM and BL curves was significantly higher than zero. It showed no dependences on the healthy male subject's age for both hands and for foets. The Lag between the AM and the BL curves was for both left hand and for left foot below than for both right hand and for right foot accordingly: approximate differences for hands 0.8 and for foets 0.6 number pulses.

#### **Ratio AM/BL**

We found that the ratio STD/AVG (Am/BL) has the strong dependence on the subject's age for both hands and for foets. The decrease of the ratio STD/AVG(AM/BL) was on 40.5% for the hands and on 61.75% for the foets. Thus the decrease was stronger at the foets than at the hands, therefore changes may be discovered with help of foot's ratio earlier than with help of hand's ratio.

#### **Conclusion**

The measurement of the PPG signal VLF fluctuations and the correlation coefficients and the lag between its parameters provides a means for better understanding of the microcirculation regulation as well as

a potential tool for the assessment of autonomic neuropathy. The VLF fluctuations are not periodic, hence their analysis in the time domain seems to be more appropriate than spectral analysis. While heart rate variability is commonly used for the assessment of cardiac autonomic innervation, fingertip PPG provides a useful tool for the assessment of the peripheral autonomic function. Being simple and noninvasive, the PPG measurement can easily be implemented for both clinical examinations and physiological studies.

#### References

1. Hemodynamic regulation: investigation by spectral analysis / S. Akselrod, D. Gordon, J.B. Madwed et al // *Am. J. Physiol.* 1985. Vol. 249. P. H867-H875.
2. The variability of the photoplethysmographic signal - A potential method for the evaluation of the autonomic nervous system / M. Nitzan, A. Babchenko, B. Khanokh, D. Landau // *Physiol Meas* 1998. Vol. 19. P. 93-102.
3. *Nitzan M., Babchenko A., Khanokh B.* Very low frequency variability in arterial blood pressure and blood volume pulse // *Med. Biol. Eng. Comput.* 1999. Vol. 37. P. 54-58.

## ГИПЕРТЕРМИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

### Введение

Вопрос о применении температурного фактора при лечении онкологических новообразований оставался дискуссионным долгое время. На протяжении XIX столетия прослеживался эмпирический подход к использованию термических воздействий в онкологии, а в первой половине XX века предпринимались многочисленные попытки научного обоснования применения высоких температур в онкологической практике. Сейчас начался этап более детального глубокого изучения гипертермии и как самостоятельного способа лечения злокачественных опухолей и как одного из компонентов комплексного лечения.

Например, известны случаи замедления или остановки роста злокачественных опухолей у человека и даже их полного исчезновения после инфекционных заболеваний, протекающих с высокой температурой. Тормозящее действие оказывает на опухоль лихорадка, вызванная малярией (сообщение об этом случае сделал *de Kizowitz* в 1779 году). В последующие годы похожие сообщения стали встречаться чаще: после перенесённых инфекционных заболеваний, протекавших с высокой температурой, исчезали иноперабельные меланомы, костные саркомы и другие опухоли. Было высказано предположение о том, что опухоли ликвидировались за счёт высокой температуры тела [1, 2].

В серии экспериментальных работ определены температурные режимы, необходимые для разрушения опухолевых клеток

Выделяют 3 температурные зоны гипертермии.

-при разогреве опухоли до 38–40°C, возможно усиление ее роста;

-при достижении температурного интервала 40–42°C происходит сенсбилизация опухоли к химиопрепаратам и ионизирующему излучению;

-при разогреве опухоли свыше 43–44°C опухолевые клетки гибнут.

Экспозиционные режимы повреждения опухоли составляют при 43°C – 60 мин, при 44°C – 30 мин, а при 45°C – всего 15 мин [1]. Соответствующие режимы для нормальных тканей намного больше, что свидетельствует об их большей термоустойчивости. Таким образом, в действии гипертермии важна не только максимальная температура, но и "доза тепла", которая определяется температурой и продолжительностью нагрева.

В Россию гипертермию "привез" профессор Н. Петров, изучавший в США технику культивирования клеток с помощью тепла. Первыми в России применять метод на практике стали врачи клиники Российской академии наук, и сегодня это единственное место в Петербурге, где осуществляют гипертермию (сейчас подобную методику применяют в 60 центрах во всем мире, а в России всего 3 центра используют этот метод: в Санкт-Петербурге, Нижнем Новгороде и Новосибирске). Здесь же впервые в онкологической практике провели сеанс местной гипертермии при помощи лазера [3, 4]. Лазерный луч способен влиять на глубоко расположенные злокачественные опухоли при высокой концентрации световой энергии на ограниченном участке тела. Соответственно создаются условия для избирательной гибели только пораженных клеток, а здоровые, так же как и при общей гипертермии, остаются невредимыми. Конечно, как при местной (локальной), так и при общей гипертермии организм испытывает большую нагрузку. Но, по словам доктора медицинских наук, профессора Феликса Баллюзека, она не вредна, а наоборот – активизирует защитные силы и вырабатывает иммунитет к дальнейшему распространению опухоли. Кроме того, гипертермия делает уцелевшие раковые клетки более чувствительными к медикаментам, которые применяются для их уничтожения. Поэтому данный метод часто назначают в комбинации с радио-, иммуно- и химиотерапией. При этом доза облучения или, скажем, химиопрепарата может быть уменьшена в несколько раз, что очень важно, поскольку снижается токсическое воздействие на организм. По утверждению профессора Ф. Баллюзека, на начальных стадиях рака эффективность гипертермии составляет фактически 100 %, а среди тех, у кого недуг уже дал рецидивы, излечивается примерно половина. Иногда лечение не обходится лишь одним сеансом: когда опухоль обширна, клетки не могут погибнуть сразу – тогда процедуру повторяют [3].

В общем случае, гипертермия – это перегревание организма. Гипертермия бывает естественная и искусственная (рис. 1).

### 1. Естественная гипертермия

Естественная гипертермия – ненормальное повышение температуры тела выше 37°C в результате заболевания. Это весьма распространенный симптом, который может наблюдаться при неполадках в любой части или системе организма. Не спадающая долгое время повышенная температура свидетельствует об опасном состоянии человека.

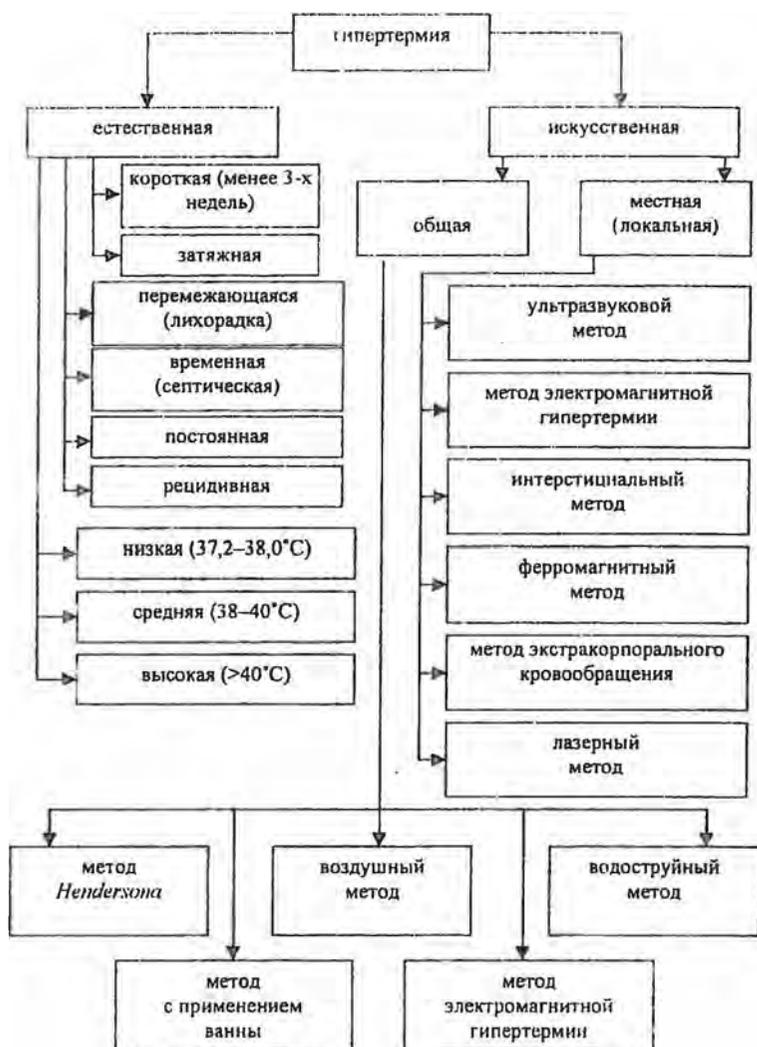


Рис. 1. Классификация способов гипертермии

Повышенная температура бывает: низкая (37,2–38,0°C), средняя

(38–40°C) и высокая (свыше 40°C). Температура тела выше 42,2°C приводит к потере сознания. Если она не спадает, то происходит повреждение головного мозга. Гипертермия подразделяется на перемежающуюся, временную, постоянную и рецидивную.

Перемежающаяся гипертермия (лихорадка) считается наиболее распространенным типом, характеризуемым дневными перепадами температуры выше нормы. Временная гипертермия означает дневное понижение температуры до уровня нормы, а затем новое повышение выше нормы. Временная гипертермия с большим температурным интервалом обычно вызывает озноб и повышение потоотделения. Её ещё называют септической лихорадкой. Постоянная гипертермия – постоянное повышение температуры с небольшими перепадами (флуктуациями). Рецидивная гипертермия означает перемежающиеся лихорадочные и апиретические (характеризующиеся отсутствием повышенной температуры) периоды.

Ещё одна классификация учитывает длительность гипертермии: короткая (менее трех недель) или затяжная. Затяжная может наблюдаться при повышении температуры по неизвестным причинам, когда тщательное исследование не может дать объяснения вызывающих её причин.

При расстройствах (дисфункциях) иммунного комплекса обычно наблюдается низкая гипертермия, хотя могут возникать и средние перепады при эритеме. Гипертермия может быть перемежающейся и временной, как при синдроме приобретенного иммунного дефицита (при СПИДе) или при системной красной волчанке, а также она может быть постоянной, как при полиартрите. Наряду со стандартными жалобами (утомляемость, потеря веса) гипертермия может вызывать повышение потоотделения.

При инфекционных и воспалительных заболеваниях гипертермия может быть низкой (как при болезни Крона или язвенном колите) или высокой (как при бактериологической пневмонии); перемежающейся (как при инфекционном мононуклеозе, отите); септической (как при абсцессе легких, гриппе, эндокардите); постоянной (как при менингите); рецидивной (как при малярии). Повышение температуры может происходить внезапно, как при синдроме токсического шока, или это повышение температуры может происходить постепенно, как при микроплазменной пневмонии.

При гепатите гипертермия может быть лишь предвестником болезни, а при аппендиците, наоборот, означать острую стадию заболе-

вания. Если температура внезапно повышается на фоне тахикардии (учащения сердцебиения), одышки и спутанности сознания, это может означать опасный для жизни септический шок, который бывает при перитоните и грамтрицательной бактериемии.

При первичных опухолях и метастазах могут возникать длительные периоды повышенной температуры разного свойства. Например, при острой лейкемии могут наблюдаться медленно возникающая низкая гипертермия, бледность, кровотечения. При этом же заболевании гипертермия может появиться внезапно, быть высокой и сопровождаться кровотечением. Иногда лимфома Ходжкина вызывает лихорадку Пеля-Эбштейна и рецидивную гипертермию.

Внезапное и резкое повышение температуры до 41,7°C обычно наблюдается при таких опасных для жизни заболеваниях, как инсульт, тиреотоксический криз, злокачественная гипертермия, а также при повреждениях центральной нервной системы. Низкая и средняя гипертермии сопровождаются повышенным потоотделением.

Гипертермия и сыпь обычно возникают вследствие повышенной чувствительности к противогрибковым препаратам, сульфониламидам, антибиотикам пенициллиновой группы и др. Гипертермия может наблюдаться при химиотерапии, а также вызываться лекарственными препаратами, провоцирующими потоотделение. Гипертермия может также возникать при токсичных дозах некоторых препаратов.

Перебегающая или временная гипертермия может наблюдаться после хирургических операций. Переливание крови также обычно вызывает внезапное повышение температуры и озноб [5, 6].

## **2. Искусственная гипертермия**

Искусственная гипертермия в онкологии – это рационально организованный перегрев ткани в диапазоне температур 42–46°C с экспозицией 30–60 минут, создаваемый в лечебных целях [7].

Искусственная гипертермия может быть общая и местная (локальная).

### **2.1. Общая гипертермия**

Метод общей управляемой гипертермии активно изучался в течение последних четырех десятилетий XX века. Первые публикации об этом методе появились в 60-х годах XX века. К настоящему времени собран большой теоретический и практический материал, посвященный изучению и совершенствованию этой интенсивной медицинской технологии.

Общая управляемая гипертермия - метод лечения злокачественных опухолевых заболеваний с помощью тепла. Этот метод состоит в том, что при помощи определённых приборов и установок температура тела больного повышается до 42°C и выше - то есть создается искусственная лихорадка. Термическое воздействие длится несколько часов, причём здоровые клетки крепнут, а клетки опухоли - погибают. Общую гипертермию обычно проводят в случаях, когда рак уже дал метастазы [4].

Для разрушения опухоли необходим нагрев свыше 43°C. Достижение этой температуры реально при местной гипертермии, но при общей гипертермии можно воздействовать лишь температурой до 42°C, так как разогрев всего организма свыше 42°C вызывает целый ряд тяжелых реакций (тканевая гипоксия, гипокания, изменение микроциркуляции), которые могут привести к гибели больного. При проведении общей гипертермии необходимо разогреть тело больного равномерно, что сделать чрезвычайно сложно.

Показания к общей гипертермии: местнораспространенные опухоли; диссеминированные химиорезистентные опухоли; рак у больных 2-й клинической группы, которым показана неoadъювантная и адъювантная химиотерапия.

Врачи применяют общую гипертермию не только в онкологии. Например, в Новосибирске с её помощью лечат наркоманов. Оказалось, что искусственная лихорадка (как ещё называют этот метод) делает самую трудную работу - снимает химическую зависимость от наркотиков [3,4].

Обнаружено также и то, что общая гипертермия оказывается смертельной для бактерий и вирусов, в том числе и вируса СПИДа. Но сложность в том, что организм, и так донельзя ослабленный болезнью, может просто не выдержать такой проверки на прочность [4].

**Способы создания общей гипертермии.** В экспериментах и клинической практике применяются различные методы активного физического согревания организма. В частности, используются метод с применением ванны, метод *Hendersona*, воздушный метод создания гипертермии, водоструйный метод, метод электромагнитной гипертермии

Установка, реализующая способ гипертермии при помощи нагрева пациента в специальной ванне была предложена *von Ardenne* и представляет собой двухкамерную ванну, разделённую резиновой перегородкой. В большей из камер, которая предназначена для нагревания

тела, циркулирует горячая вода температурой до 47°C, а в малой камере, предназначенной для охлаждения головы и шеи больного, циркулирует вода температурой 10-30°C. Пациента нагревают в такой ванне до тех пор, пока температура его тела не достигнет 43-43,5°C. Без дополнительной помощи в таких условиях просто не выжить. Больного подстерегают две главные опасности – тепловой шок и тепловая денатурация (свёртывание белков). Сама операция приравнивается по сложности к 6-й категории (одной из высших). Вся процедура проходит под общим наркозом. Для охраны от теплового шока разработана система химической защиты организма. Кроме того, происходит искусственная вентиляция легких. Недостатками указанной установки являются наличие гидроизоляционной перегородки, сдавливающей шею больного, а также "столба" воды над телом больного в горячей камере [2, 6].

Оригинальную методику создания общей гипертермии разработали *Henderson* и *Pettigrew*. Гипертермию создают под интубационным наркозом, помещая больного в двухстенную целлофановую ёмкость, заполненную расплавленным парафином (контакт парафина с плёнкой осуществляется через целлофановую плёнку). Искусственную вентиляцию лёгких производят подогретой газовой смесью [8, 9].

В США с середины 70-х годов прошлого столетия стали использовать воздушный метод проведения общей гипертермии, который состоит в следующем: проводится разогрев тела пациента горячей водой в скафандре или специальной одежде, но это затрудняет контроль за состоянием пациента и коррекцию температурного режима. Температура теплоносителя в данных исследованиях не превышает 44°C, а температура тела больного соответственно ниже – 41,8-42,4°C, то есть преобладает перегрев поверхностных тканей, что приводит к сильным ожогам кожи [1, 2, 6, 8].

С 1969 года в Белорусском НИИ онкологии и медицинской радиологии стала изучаться водоструйная гипертермия. Общая водоструйная гипертермия с поддержанием температуры тела в пределах 40-42°C в течение 2,5-5 часов в сочетании с искусственной гипергликемией, ионизирующей радиацией и химиотерапевтическими средствами применяется при лечении больных меланомой кожи, раком молочной железы, опухолями мягких тканей, костей и другими злокачественными новообразованиями. При использовании этого метода тело больного постоянно орошается горячей водой. Температура теплоносителя достигает 43°C. Этот метод имеет такие преимущества по сравнению с нагревом в ванной, как лучший доступ

сравнению с нагревом в ванной, как лучший доступ к больному, возможность быстрого охлаждения, но он сохранил большинство недостатков методов с применением ванны: перегрев преимущественно поверхностных тканей, ожоги и некрозы кожи в месте падения струи воды. В связи с тем, что больной при температуре на коже свыше 41°C испытывает болевые ощущения (в связи с воздействием на терморецепторы кожи), а при разогреве до 42°C страдает центральная нервная система, сеансы общей гипертермии проводятся под наркозом [1, 9].

Применение высокочастотных электромагнитных полей для достижения перегрева началось с 70-х годов. Преимущества электромагнитной гипертермии по сравнению с воздушной и водоструйной очевидны и состоят в том, что тело больного разогревается "изнутри", прогрев тканей при этом равномерный, не происходит повреждения кожных покровов, возможно эффективное управление процессом разогрева.

*Аппаратура для проведения общей гипертермии.* По предложению *Potr* фирмой *Siemens* была разработана установка для общей гипертермии человека. Установка передвижная и состоит из прозрачной пластмассовой камеры, в которую помещается больной в горизонтальном положении. Голова больного находится вне камеры. В камере циркулирует горячий воздух температурой 50–60°C. Больной помещается на матрац, в котором находится одиночный плоский петлеобразный излучатель размером 50×40 см, соединённый с генератором ("Ультратерм-608", 27 МГц, 400 Вт). В другом варианте вместо УВЧ-излучателя используется циркулирующая в матраце вода температурой 42°C. Излучатель располагается под торсом больного. В верхней части камеры находится передвигающееся в продольном и поперечном направлениях устройство с антенной-излучателем, соединённым с генератором ("Сиротерм-609", 433 МГц, 250 Вт). При использовании всех трёх описанных источников нагрева время выхода на нужный тепловой режим составляет 25–60 мин, а при нагревании только горячим воздухом – 90–130 мин.

Для осуществления общей водоструйной гипертермии создано несколько поколений установок типа "Пигмент". Наиболее совершенным является комплекс "Пигмент-5". Он состоит из стыкующихся систем для нагревания тела и охлаждения головы и шеи больного, лежа – каталки, а также пульта управления с контрольной – измерительной аппаратурой. В системе душевания использован удобный способ её фиксирования для обеспечения необходимого распределения теп-

носителя по телу больного, что позволяет достигать более высоких температурных режимов, а следовательно, и повышает эффективность лечения онкологических больных. В этой установке используется точный и экономичный регулятор температуры воды с погрешностью не более 0,5°C, что повышает безопасность проведения гипертермических сеансов. В блоке управления и контрольно - измерительной аппаратуре применяются современные микросхемы, использование которых позволило снизить максимальную электрическую мощность, потребляемую комплексом, на 2 кВт и улучшить технические характеристики.

Комплекс общей гипертермии "Пигмент-5" позволяет:

- в течение короткого времени и безопасно для больного достичь необходимых уровней гипертермии (до ректальной температуры 40-42,3 °С);

- осуществлять процесс нагрева и поддержания гипертермии в ручном и автоматическом режимах;

- с высокой точностью поддерживать заданные температурные режимы,

- избежать потерь тепла как со стороны носителя, так и пациента;

- не прекращая процедуры, измерять пульс, артериальное давление, записать ЭКГ, взять кровь для биохимического исследования;

- быстро извлечь больного из установки после окончания сеанса.

Технические характеристики комплекса "Пигмент-5": питание установки осуществляется от сети переменного тока 220/380 В, 50 Гц; электрическая мощность, потребляемая установкой, не превышает 15,5 кВт; время непрерывной работы в автоматическом режиме не менее 8 часов; подача горячего теплоносителя из системы орошения – не менее 45 л/мин; вес установки – 513 кг [1, 2, 9].

Общая электромагнитная гипертермия осуществляется с помощью установок типа "ЭМОНА", "Яхта-5", "ЮГ-ВЧГ", состоящих в общем случае из генератора электромагнитного излучения, стола для укладки больного, на котором имеется водяная подушка с излучающими электродами, системы температурного мониторинга. Больной размещается на водяной подушке в положении "лежа на спине". Общая гипертермия проводится под общим наркозом с искусственной вентиляцией легких. Контроль температуры осуществляется с помощью датчиков в прямой кишке, на коже, в наружном слуховом проходе. Во время проведения сеанса общей высокочастотной гипертермии у онкологических больных и разогрева тела пациента до 43°C температура

головного мозга может повыситься до 41°C, что приводит к неврологическим расстройствам в постгипертермическом периоде. Мониторинг краниocereбральной температуры позволяет своевременно начать охлаждение головного мозга и ввести коррективы в режим работы установки.

Характеристики установок, используемых для проведения общей электромагнитной гипертермии, приведены в табл. 1.

Установка "Яхта-5" используется для проведения общей и региональной электромагнитной гипертермии новообразований и предназначена для проведения комплексной методики лечения онкологических больных, имеющих генерализованные формы опухоли с множественными метастазами.

При использовании этой установки происходит выделение тепла непосредственно внутри тела пациента, что снижает нагрузку на сердечно-сосудистую систему по сравнению с традиционными методиками. Также отсутствует необходимость в специальной теплоизолирующей камере для поддержания высокой температуры тела и появляется возможность дополнительного подогрева нужного участка тела. Очевидны и такие преимущества, как наличие системы водяного охлаждения между аппликатором и поверхностью тела, что не допускает перегрева поверхностных тканей и повышает однородность нагрева; независимость регионального нагрева от общей гипертермии, свободный доступ к пациенту.

Таблица 1

Некоторые характеристики установок для проведения общей гипертермии

Название установки	Рабочая частота, МГц	Выходная мощность, Вт	Питание, В/Гц
"Яхта-5"	13,56 ± 0,05 %	100 – 800	220/50
"ЮГ-ВЧГ"	13,56 ± 0,05 %	50 – 500	(220 ± 11)/(50 ± 1)

"ЮГ-ВЧГ" – новейший уникальный комплекс, разработанный ОАО "Мера" совместно с НПП "Радиоприборы и связь" г. Н.Новгород, получивший 5 ноября 1999 г. разрешение Министерства Здравоохранения РФ для серийного производства и применения в медицинской онкологической практике. Отмечен дипломом 9-ой международной выставки "Медицина-2000" 28.04.2000 г.

Компьютеризированный комплекс для общей управляемой гипертермии "ЮГ-ВЧГ" предназначен для лечения онкологических больных методом общей управляемой ВЧ-гипертермии, а также в сочетании с химиотерапией местнораспространенных и десиминированных

химиорезистентных опухолей различных локализаций, таких, как рак желудка, рак молочной железы с метастазами в кости, рак прямой и толстой кишки; десиминированные опухоли женских половых органов, легких, бронхов, лимфомы + лимфогранулематоз, саркомы скелета; меланома.

Общая управляемая ВЧ-гипертермия, проводимая с помощью комплекса "ЮГ-ВЧГ", повышает эффективность химиотерапии, расширяет возможность хирургических методов лечения, переводя неоперабельные опухоли в разряд операбельных. "ЮГ-ВЧГ" в течение ряда лет проходил медицинские клинические испытания в клиниках России, продемонстрировав высокую клиническую эффективность и техническую надежность.

## *2.2. Локальная гипертермия*

Локальная гипертермия – это нагревание пораженного органа. Локальной гипертермии обычно подвергаются поверхностно расположенные опухоли (опухоли кожи, нижней губы, молочной железы, нижнеампулярного отдела прямой кишки, простаты), т. к. глубина оптимального разогрева обычно составляет 4–5 см.

Известно, что когда повышается температура, в организме человека ускоряются жизненные процессы. Повышение температуры на 10°С увеличивает скорость химических реакций вдвое. Нагревание организма до 43–43,5°С, до точки своеобразного "биологического нуля", оказывает на раковые клетки губительное воздействие. Считают, что таким образом замедляется их деление и запускается их запрограммированная смерть. Недавние исследования показали также, что больные клетки хуже отводят тепло, поэтому гибнут быстрее здоровых.

Показания к локальной гипертермии:

- рак кожи – как впервые выявленный, так и рецидивный;
- рак нижней губы – как впервые выявленный, так и рецидивный;
- рак молочной железы – для усиления лучевого патоморфоза опухоли при проведении предоперационной лучевой терапии;
- рак прямой кишки – для усиления лучевого патоморфоза опухоли при проведении предоперационной лучевой терапии;
- рак предстательной железы (используется аппарат "Простатерм").

*Способы создания локальной гипертермии.* Необходимые управляемые режимы в опухолях могут быть достигнуты различными способами. Традиционно для нагревания отдельных тканей человеческо-

го организма в лечебных целях применялись: ультразвуковой метод; электромагнитные волны различных диапазонов, проходящие через кожный покров к глубоко расположенным областям поражённых тканей; интерстициальный метод нагрева; способ создания гипертермии с использованием ферромагнитных препаратов; метод экстракорпорального кровообращения; лазерный метод. Основными требованиями, предъявляемыми к этим способам, являются хорошая управляемость температурными режимами, достаточно высокая безопасность для организма, максимальная простота проведения процедуры и обеспечение возможности комбинации гипертермии с облучением и введением химиотерапевтических средств.

Определённые перспективы для создания локальной гипертермии опухолей открываются при использовании ультразвука. Но несмотря на возможность хорошей фокусировки ультразвука, ограничивающими факторами его использования являются плохое распространение в воздушной среде, отражение на границе разделов "ткань – воздух", "мягкие ткани – кость". В связи с этим теоретически невозможно создать гипертермию в органах с воздушной прослойкой (лёгкие, носоглотка, желудочно–кишечный тракт) [8, 9].

Для создания локальной гипертермии пригодны и электромагнитные волны. Особенности биологического действия электромагнитных волн определяются их физическими параметрами и длиной волны излучения. Различают три основных диапазона радиоволн: высокочастотный (100 кГц–30 МГц), ультравысокочастотный (30–300 МГц) и сверхвысокочастотный (300–30000 МГц). Электромагнитная энергия может быть подведена одним из трёх видов связи: емкостной, индуктивной и излучательной (СВЧ-облучение). Для ВЧ-гипертермии применяются частоты 13,56 и 27,12 МГц; для СВЧ-гипертермии обычно используется электромагнитное поле в диапазоне 300–3000 МГц, т е длины волн от 1 м до 10 см [6, 7]. Такие частоты допускают хорошую фокусировку энергии и её строго направленное подведение к определённым, расположенным на разной глубине, тканям. С повышением частоты глубина проникновения электромагнитной волны уменьшается. Например, на частоте 2450 МГц при жировом слое в 1 см через толщину 2–3 мм проходит всего 40 % энергии. На частоте 40,68 МГц плоская волна проникает на глубину примерно 11 см [7]. Заслуживает внимания тот факт, что повреждающее влияние радиоволн более выражено в тканях с нарушенным или недостаточным кровообращением, причём отёк и воспаление способствуют усилению

термического эффекта микроволн. Поэтому есть основание полагать, что опухоль (в связи со своими цитокинетическими особенностями, "порочным" кровообращением, плохой обеспеченностью кислородом) более подвержена повреждающему влиянию радиоволн, по крайней мере при облучении в термогенных режимах, по сравнению с соответствующими нормальными тканями [8, 10]. Основным достоинством электромагнитного нагрева биологических тканей является способность электромагнитных волн проникать внутрь биологических сред. При этом энергия поглощается не только поверхностными, но и глубоко расположенными тканями. Поток тепла не передается от поверхности вглубь, а возникает в каждой точке облучаемого объема. Используя для гипертермии электромагнитные поля различного диапазона, можно регулировать глубину прогрева в соответствии с расположением опухоли и ее размерами [11].

Заслуживает внимания методика так называемой интерстициальной гипертермии с помощью введения в опухоль игольчатых излучателей. Этот метод нагрева опухолей основан на протекании высокочастотного тока по межклеточной жидкости, что обусловлено высоким сопротивлением клеточных мембран в диапазоне частот 0,5–3 МГц. При этом в качестве электродов, между которыми протекает высокочастотный ток, используются иглы, имплантированные вокруг опухоли. Этот метод эффективен при нагреве опухолей размером до 14 см<sup>3</sup>, а при больших размерах опухоли, которая возвышается над поверхностью тела на 3–4 см, можно применять интерстициальный метод в комплексе с СВЧ-нагревом [4, 15].

Для улучшения результатов локальной гипертермии было предложено вводить вглубь опухоли микроферромагнитные иглы, ферромагнитные боросодержащие элементы, магнитные имплантаты (так называемые видеоуправляемые противоопухолевые средства). Большинство этих исследований находится ещё на ранней стадии, что не позволяет стопроцентно оценить клинический эффект. Например, Staffer и соавторы [12] предлагают использовать ферромагниты для селективного перегревания опухоли. Они имплантировали сферы или цилиндры из 15 различных металлов диаметром 2 мм в фантомы двух видов (статический фантом, моделирующий электрические и термальные характеристики мягких тканей, и динамический фантом с циркулирующим физиологическим раствором, имитирующим тканевую циркуляцию). Наиболее оптимальные результаты были получены с помощью стальных имплантатов. Использование частоты излу-

ния 1,5–4 МГц и мощности 200–300 Вт позволяло нагревать имплантируемые металлические шарики до температуры 46,2°C, что создавало температуру во всём нагреваемом участке 42,5°C [8, 10].

Целесообразным для достижения гипертермии в зоне опухоли представляется применение экстракорпорального кровообращения. Первые публикации о применении этого метода в клинике появились в 60-х годах XX века. Гипертермическая изолированная перфузия продолжает использоваться до сих пор. Но этот метод создания дозированной гипертермии в опухоли далеко не идеален. Этот метод практически исключает возможность регулировать достигаемый гипертермический эффект таким образом, чтобы максимальная температура создавалась в опухоли, а здоровые ткани при этом нагревались бы меньше. Мало того, при использовании перфузата с максимальной переносимой температурой (порядка 43,5–44,0°C) наибольшему нагреванию подвергаются крупные сосуды. В опухоли же, судя по средним данным, не удаётся поднять температуру до необходимого уровня. При этом особенности анатомии сосудов конечностей заставляют подвергать прогреванию зону значительно более широкую, чем это требуется для воздействия на имеющиеся очаги опухолей. Что касается других областей (кроме конечностей), то возможности создания в них местной гипертермии с помощью "горячей перфузии" более чем ограничены [8, 9].

*Лазерный метод создания локальной гипертермии* Лазерная медицина охватывает практически все стороны применения лазеров и использует все их свойства: высокую монохроматичность, значительную энергию и мощность, высокую направленность (малую расходимость) и когерентность излучения, возможность получения сверхкоротких длительностей импульсов и перестройки частоты во всём диапазоне от ультрафиолетового до инфракрасного света.

Во всём мире уделяется всё большее внимание развитию лазерной медицины, потому что с момента своего создания лазеры нашли широчайшее применение в хирургии, терапии, онкологии и других областях медицины.

Материальная база для осуществления лазерной гипертермии была сформирована около 40 лет тому назад [13]. Тем не менее, до последнего времени продолжал оставаться нерешённым ряд серьёзных проблем:

достижение объёма ости деструктивного воздействия на патологически изменённые тканевые блоки (опухоли, воспалительные инфильтраты);

-избирательность (селективность) воздействия лазерным излучением на патологически изменённые и нормальные ткани,

-улучшение результатов склеротизирующего эффекта при воздействии на патологически изменённые периферические сосуды, особенно расположенные за пределами наружных покровов.

Используемый и изученный лазерный арсенал по своим спектральным и энергетическим характеристикам был не в состоянии решить эти задачи. В то же время до середины 90-х годов практически не изученными оставались среднеэнергетические лазерные излучатели (0,5–5 Вт) ближнего инфракрасного диапазона спектра (790–950 нм). До 1995 г. таких лазеров в медицинской практике не существовало, но теоретические предпосылки (глубокое проникновение излучения в биоткани, способность генерировать тепловую энергию) и опыт указывали на то, что именно это лазерное излучение могло бы способствовать решению вышеуказанных проблем. Определило создание и апробацию нового поколения полупроводниковых лазеров ближнего инфракрасного диапазона спектра с выходной мощностью свыше 0,5 Вт.

Появление этого семейства лазеров открыло возможности развёртывания нового раздела медицинской лазерологии – объёмной гипертермии.

При экспериментальном воздействии на биологические ткани были получены следующие результаты:

-воздействие на биологические ткани непрерывным либо импульсным лазерным излучением с длиной волны 790–950 нм и выходной мощностью от 1 до 5 Вт при определённых условиях могут вызывать особый вид деструктивных изменений биологических тканей, что открывает возможности селективного воздействия на патологически изменённые тканевые структуры;

-указанный эффект селективной фотодеструкции имеет в своей основе следующие факторы: проникающая способность излучения – только излучение ближнего инфракрасного диапазона спектра способно проникать в биоткани на глубину до 6–10 см, неодинаковость поглощения световой энергии нормальными и патологическими тканями – поглощаемость световой энергии в патологических тканях существенно выше, чем в нормальных; поглощённая световая энергия

ближнего инфракрасного диапазона спектра в значительной мере переходит в тепловую энергию с возникновением очага локальной гипертермии, наряду с тепловым эффектом, лазерное излучение ближнего инфракрасного диапазона спектра оказывает специфическое деструктивное воздействие на эндотелий сосудов патологического очага, приводящее к его деваскуляризации, гипоксии, нарушениям трансмембранного транспорта;

-на основе этих особенностей практически осуществлена методика селективного лазерного воздействия на злокачественные новообразования. Основой этой методики является выбор оптимальных параметров лазерного воздействия: длина волны - 790-950 нм, режим излучения непрерывный либо импульсный, выходная мощность от 1 до 5 Вт, удельная мощность от 4 до 8-10 Вт/см<sup>2</sup>, суммарная доза воздействия от 12 до 48-50 кДж/см<sup>2</sup>, площадь светового пятна около 0,25 см<sup>2</sup>, глубина проникновения излучения до 6-10 см.

При лазерной гипертермии опухолей наиболее информативной характеристикой селективной деструкции является степень локальной гипертермии. Установлен факт наличия градиента температуры в 5-6°C между опухолевой и окружающей её нормальной тканями при равной интенсивности лазерного воздействия на них. При этом большому нагреву подвергается опухолевая ткань.

При применении локальной селективной лазерной гипертермии более надёжные положительные результаты достижимы при курсовом воздействии, включающем в себя от 3 до 10 сеансов в зависимости от локализации размеров новообразования.

Локальная лазерная гипертермия может быть успешно применена в лечении неспецифических хирургических воспалительных заболеваний. В этих случаях механизм лечебного действия выражается не только во времени термического фактора, но и в создании условий для локализации патологического процесса за счёт блокирования систем кровеносных и лимфатических сосудов.

Бактерицидный эффект локального лазерного воздействия развивается при облучении в режиме прямой непосредственной коагуляции *in vivo* и практически не достигается в условиях *in vitro*, что связано с высокой прозрачностью слоя бактериальной колонии и низким поглощением ею световой энергии.

В связи со специфическим деструктивным действием данного лазерного излучения на эндотелий кровеносных сосудов локальная лазерная гипертермия может быть применена для ангиосклерозирования при лечении сосудистых заболеваний.

Медицинские лазерные аппараты на арсениде галлия находят достаточно широкое применение в лечении хирургических заболеваний онкологического, трофического и воспалительного генеза

Сейчас существует очень много моделей полупроводниковых лазеров, применение которых возможно для гипертермии опухолей. Характеристики некоторых из них приведены в табл. 2

Для контроля за развитием локальной гипертермической реакции целесообразно использовать локальные измерители температуры на жидких кристаллах и полупроводниках [14].

При проведении локальной селективной лазерной гипертермии опухолей и воспалительных очагов и при инвазивных сканирующих воздействиях следует использовать моноволоконные кварцевые световоды диаметром 600 мкм.

Таблица 2

Параметры моделей полупроводниковых лазеров  
(лазерные диоды непрерывного режима генерации, однодиодовые)

Модель	Длина волны излучения, нм	Мощность излучения/ток накачки, мВт/мА	Ширина линии излучения, нм	Фирма
L2400S-4	400	4/55	< 0,1	<i>Micro Laser Systems</i>
SLI-CW-C-C1-XXX-0.010S-R	630-635	10	1	<i>Semiconductor Laser Inter-national Corp.</i>
LTO51PS	635	30/100	-	<i>Sharp Micro-electronics</i>
SLI-CW-5.6mm-C1-XXX-0.5M-R	660-670	35	3	<i>Semiconductor Laser Inter-national Corp.</i>
L2660S-40	660	40/110	0,1	<i>Micro Laser Systems</i>
LQS-670-10	670	85/80	-	<i>LaserMax Inc.</i>
SDL-TC40-2778	780	500/1500	0,001	<i>SDL Inc.</i>
SLI-CW-9mm-C1-785-0.08S-R	785	80	1	<i>Semiconductor Laser Inter-national Corp.</i>
SDL-XC30-2578	785	300/110	0,001	<i>SDL Inc.</i>
H-80-004-F	808	200	-	<i>Mus-Tech International Inc.</i>
HPM(LD1203)	808	2000	-	<i>Power Technology Inc.</i>
SLI-CW-9mm-C1-830-0.08S-R	830	80	1	<i>Semiconductor Laser Inter-national Corp.</i>

Продолжение таблицы 2

SDL-5432-H1	830	200/260	3	SDL Inc.
SDL-5722-H1	852	150/250	< 0,001	SDL Inc.
SLI-CW-9mm-C1-860-0 08S-R	860	80	1	Semiconductor Laser International Corp.
LDN-31	860	1000	3	Volga Technology LTD
SLI-CW-9mm-C1-915-0 08S-R	915	80	1	Semiconductor Laser International Corp.
SDL-TC30-2793	930	500/2000	< 0,001	SDL Inc.
QLM9S48	979	190/300	0,5	Lasertron Inc.
MLD41100 T	980	300/430	-	Mitsui Chemicals Inc.
IDL5S-640	635-640	5/50	2	НИИ "Полюс"
IDL10S-650	645-660	10/60	2	НИИ "Полюс"
IDL15S-670	660-680	15/55	2	НИИ "Полюс"
IDL20M-635	630-640	20/160	3	НИИ "Полюс"
IDL30M-670	660-680	30/160	3	НИИ "Полюс"
IDL100M-670	670-690	100/260	5	НИИ "Полюс"
IDL250M-680	680-690	250/500	5	НИИ "Полюс"
IDL5S-760	755-765	5/75	1,5	НИИ "Полюс"
IDL100S-780	770-790	100/180	1,5	НИИ "Полюс"
IDL50S-810	800-820	50/130	1,5	НИИ "Полюс"
IDL100S-810	800-820	100/160	1,5	НИИ "Полюс"
IDL50S-830	820-840	50/120	1,5	НИИ "Полюс"
IDL100S-830	820-840	100/160	1,5	НИИ "Полюс"
IDL50S-850	840-870	50/150	1,5	НИИ "Полюс"
IDL50S-875	860-880	50/130	1,5	НИИ "Полюс"
IDL50S-900	870-910	50/180	1,5	НИИ "Полюс"
IDL50S-915	910-920	50/80	1,5	НИИ "Полюс"
IDL100S-920	915-925	100/170	1,5	НИИ "Полюс"
IDL50S-980	960-990	50/130	3	НИИ "Полюс"
IDL100M-808	805-811	100/300	3	НИИ "Полюс"
IDL500M-808	805-811	500/900	3	НИИ "Полюс"
IDL1000M-808	805-811	1000/1400	3	НИИ "Полюс"
IDL200M-830	820-840	200/450	3	НИИ "Полюс"
IDL250M-850	830-870	250/450	3	НИИ "Полюс"
IDL500M-980	960-990	500/800	10	НИИ "Полюс"
IDL1000M-980	960-990	1000/1500	10	НИИ "Полюс"
IDL500M-1020	990-1040	500/900	10	НИИ "Полюс"
IDL1000M-1020	990-1040	1000/1700	10	НИИ "Полюс"

При инвазивном подведении лазерного излучения световоды вводятся в ткань через пункционную иглу соответствующего диаметра. При наружном воздействии на патологические очаги световоды целесообразно снабжать дополнительно рассеивающими линзами с целью создания равномерной гипертермии в патологическом очаге [6, 14]

При проведении лазерной локальной гипертермии следует учитывать определённые правила организации лазерного кабинета. Помещение лазерного комплекса должно быть просторным и состоять из двух комнат общей площадью до 60 м<sup>2</sup> и высотой не менее 2,5 м. Необходимо, чтобы лазерный кабинет был изолирован от окружающих помещений капитальными стенами, выкрашенными в зелёный цвет для поглощения рассеянного лазерного излучения. Все комнаты должны быть оборудованы обеспечивающими хорошую освещённость источниками света, что снижает опасность поражения сетчатки глаз отражённым лазерным излучением. Необходимо функционирование мощной приточно-вытяжной вентиляции – это помогает избавиться от загрязнения воздуха парами и мельчайшими частицами, образующимися при лазерной деструкции опухоли.

Установка размещается следующим образом: излучатель – в операторной; блоки питания, накопления энергии и пульт управления – в операторской. Между помещениями должна поддерживаться звуковая и телевизионная связь.

У входа в кабинет помещается предупреждающее табло: "Внимание! Лазерное излучение!", "Не входить!", включающееся во время работы.

Штат лазерного кабинета должен включать врача и медицинскую сестру-оператора, прошедших специальную подготовку по работе с лазерной аппаратурой [15].

#### *Механизм действия лазерного излучения на биологические ткани.*

После создания первых лазерных установок стали изучать влияние лазерного излучения (ЛИ) на различные органы, ткани, биологические объекты. В результате таких исследований было показано, что эффект воздействия ЛИ зависит прежде всего от технических возможностей установки и параметров лазера: длины волны, длительности и формы импульса, частоты его повторения, направления луча на поверхность объекта и т. д. [9–11, 16].

В зависимости от используемых световых энергий различают высоко-, средне-, и низкоэнергетическое (низкоинтенсивное) лазерное воздействие на биологические объекты. Высокоэнергетическое воз-

действие лежит в пределах плотностей мощности от  $10 \text{ Вт/см}^2$  и выше, плотность мощности низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) находится в пределах  $10^{-1} \dots 5 \times 10^{-1} \text{ Вт/см}^2$ . В зависимости от энергетического уровня НИЛИ подразделяют на мягкое (до  $4 \text{ мВт/см}^2$ ), среднее ( $4 \dots 30 \text{ мВт/см}^2$ ) и жёсткое (более  $30 \text{ мВт/см}^2$ ) [13].

Характер взаимодействия ЛИ с биологическими тканями в основном определяется плотностью мощности и дозой поглощённого излучения. При плотностях мощности, больших единиц Ватт на квадратный сантиметр (высокоэнергетическое воздействие) происходит сильный разогрев и разрушение биотканей, изменение фазового состояния и другие необратимые процессы [10]. Значительная часть энергии излучения лазеров, генерирующих в видимой и инфракрасной областях спектра, превращается в тепло. Если использовать такие лазеры для облучения тканей, то в конце концов на поверхности кожи возникнет очаг поражения, обычно в виде ожога; степень повреждения ткани в этом очаге уменьшается по мере удаления от центра облучённого участка. Дальнейшее увеличение плотности энергии излучения приводит к увеличению выраженности повреждения тканей. Но при этом наблюдается ряд специфических отличий от термического ожога: избирательное поражение пигментных структур и волосяных влагалищ, интрадермальное, а не субэпидермальное расположение пузырей, наличие резко выраженной границы между некротизированными и здоровыми тканями [17, 18].

В случае малых интенсивностей облучения, сравнимых с фоновой освещённостью в естественных условиях, при взаимодействиях изменяются пространственные и спектральные характеристики, происходят только обратимые реакции на молекулярном уровне. Существует область НИЛИ, где отсутствуют видимые повреждения или фазовые изменения в биотканях или клеточных структурах, интегральные и локальные изменения температуры находятся в пределах их естественных колебаний, все происходящие процессы обратимы [18].

Эффективность лазерного воздействия также зависит и от свойств самого объекта – характера и структуры тканей, коэффициента отражения, коэффициента поглощения, цвета, рельефа поверхности и других [16–18].

Одна из характеристик ЛИ – его проникающая способность, которая очень важна в практическом отношении, т. к. определяет границы применения лазеров в клинике [10, 17].

Глубина проникновения ЛИ, как и монохроматического света, во многом определяется длиной волны излучения. В области диапазона длин волн 650–1200 нм наблюдается так называемая оптическая прозрачность биотканей. Излучение полупроводниковых лазеров обладает большой проникающей способностью: излучение ближнего инфракрасного диапазона спектра (950 нм) способно проникать в мягкие ткани на глубину 40–70 мм, а в костные ткани – на 25 мм. Для длин волн от 45 до 620 нм (в этот диапазон включается длина волны аргонного лазера) глубина проникновения лазерного луча составляет примерно 0,25–2,5 мм [13].

Имеются определённые различия в действии ЛИ на поверхностные слои достаточно крупного по своим размерам биологического объекта и на глубоко расположенные его части, органы. Проникая через кожу и другие ткани, ЛИ может изменять свои физические свойства. Синяков В.С. и соавторы (1983 г.) при изучении изменений поляризации и когерентного излучения показали, что при прохождении через образцы толщиной 200 мкм лазерный луч (длина волны 628 нм) не сохраняет когерентности и поляризованности. Следовательно, проникающее вглубь организма излучение от лазерного источника действует наподобие обычного неполяризованного и некогерентного света в соответствующей спектральной области [7, 13].

Кожа человека, через которую действует ЛИ, по-разному пропускает электромагнитные волны светового диапазона (рис. 2) [17].

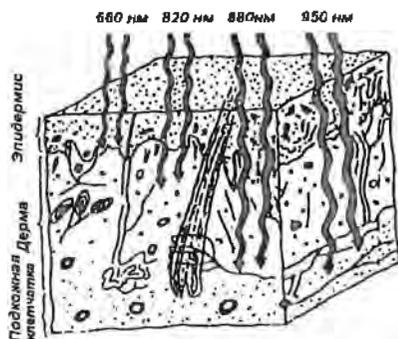


Рис. 2. Глубина проникновения света в кожу в зависимости от длины волны

При выборе доз ЛИ надо учитывать толщину кожи (табл. 3).

Таблица 3

Толщина различных участков кожи человека

Область кожи	Максимальная толщина эпидермиса	Максимальная толщина дермы	Максимальная толщина всей кожи
Лоб	0,1	2,1	2,2
Волосистая часть головы	0,2	2,4	2,6
Нос	0,1	2,1	2,2
Верхняя губа	0,2	1,8	2,0
Грудь	0,1	3,0	3,1
Живот	0,1	2,3	2,4
Спина	0,1	4,8	4,9
Сгибательная поверхность плеча	0,1	2,1	2,2
Разгибательная поверхность плеча	0,1	3,0	3,1
Сгибательная поверхность предплечья	0,1	1,8	1,9
Сгибательная поверхность бедра	0,1	2,3	2,4
Разгибательная поверхность бедра	0,2	3,1	3,3
Тыл кисти	0,3	2,7	3,0
Ладони	0,7	1,9	2,6
Тыл стопы	0,3	2,0	2,3
Подошвы	1,0	1,7	2,7

При облучении нормальной кожи на каждые  $100 \text{ Дж/см}^2$  происходит некроз на глубину 1 мм, но в целом, при увеличении дозы облучения, не глубже 5-6 мм. Даже при воздействии доз в  $800-1200 \text{ Дж/см}^2$  глубина поражения не будет превышать этой величины, т. к. некротизированные ткани будут препятствовать дальнейшему проникновению излучения. Поэтому при лечении новообразований кожи преимущественно экзофитного характера для ускорения процесса лечения желательнее по мере появления некротических участков производить их удаление [10, 15].

Можно выделить ряд основных причин того, что излучение проникает на ограниченную глубину: ЛИ поглощается биологическими тканями, происходит отражение света от поверхности между двумя средами, преломление при прохождении границы, разделяющей две оптически разнородные среды, рассеяние света частицами ткани. В результате происходит общее ослабление излучения [15].

Величина поглощённой участком биоткани энергии ЛИ с учетом его оптических свойств равна [13]:

$$W_{\text{погл}} = PT(S [1 - (k_{\text{отр}} + k_{\text{пр}})]),$$

где  $W_{\text{погл}}$  – плотность энергии,  $P$  – мощность излучения (Вт),  $T$  – время воздействия (с),  $S$  – площадь облучения,  $k_{\text{отр}}$  – коэффициент отражения участка облучаемой биоткани,  $k_{\text{пр}}$  – коэффициент пропускания облучаемой биоткани

В отсутствие рассеяния поглощение в среде характеризуется поглощательной способностью и глубиной поглощения. Поглощательная способность определяется как отношение энергии, поглощённой в биоткани, к энергии излучения, падающей на поверхность. Глубина поглощения характеризует пространственное распределение поглощённой энергии в среде. В простейшем случае (экспоненциальное затухание света в веществе) она равна расстоянию, на котором мощность излучения уменьшается в  $e = 2,718$  раза по отношению к мощности излучения на поверхности среды. Величина, обратная глубине поглощения, называется коэффициентом поглощения и имеет размерность  $\text{см}^{-1}$ . Если вместе с поглощением происходит рассеяние света, то вводится коэффициент рассеяния. Расстояние, на котором в результате совместного действия этих процессов излучение затухает в  $e = 2,718$  раз, представляет собой глубину ослабления или проникновения излучения, а обратная ей величина – коэффициент ослабления, имеющий размерность  $\text{см}^{-1}$  [7, 10, 13, 15]. Величина коэффициента ослабления  $k_0$  складывается из коэффициента поглощения среды  $k_{\text{погл}}$  и коэффициента рассеяния среды  $k_{\text{рсс}}$  [18]:

$$k_0 = k_{\text{погл}} + k_{\text{рсс}}.$$

Плотность мощности  $H$  – величина мощности, приходящаяся на  $1 \text{ см}^2$  поверхности облучаемого объекта, измеряется в  $\text{Вт}/\text{см}^2$ . Её определяют по формуле [10, 17, 18]:

$$H = P_{\text{вых}}/S,$$

где  $P_{\text{вых}}$  – мощность на выходе манипулятора (Вт),  $S$  – площадь лазерного пятна ( $\text{см}^2$ ).

Т. к. существенная часть излучения, падающего на объект, отражается от его поверхности, следует различать дозу облучения  $D$  и поглощённую дозу  $D_{\text{погл}}$ . Доза облучения – это количество световой энергии, которое необходимо подать на  $1 \text{ см}^2$  опухоли для её полного разрушения. Её определяют по формуле [10, 13, 18]:

$$D = H \times t,$$

где  $H$  – плотность мощности ( $\text{Вт}/\text{см}^2$ ),  $t$  – время облучения (с). Поглощённая доза определяет величину энергии, поглощённую именно в среде.

$$D_{\text{полн}} = D_{\text{в}}(1 - k_{\text{отр}}),$$

где  $k_{\text{отр}}$  – коэффициент отражения поверхности среды. Доза облучения представляет энергию облучения и измеряется в тех же единицах, т. е. в джоулях (Дж).

Существует также параметр, который характеризует величину световой энергии, которая поглощается в среднем каждым элементом, клеткой, биообъектом и, соответственно, показывает интегральный эффект действия излучения. Это удельная поглощённая доза облучения  $D_{\text{уд}}$ , измеряемая в  $\text{Дж}/\text{см}^3$  и равна [18]:

$$D_{\text{уд}} = D_{\text{полн}}/V,$$

где  $V$  – облучаемый объём среды.

Время облучения – это время, в течение которого необходимо облучать опухоль до её полного разрушения (при заданной плотности мощности). Его определяют по формуле:

$$t = D/H.$$

Плотность мощности, доза и время облучения для каждого вида опухоли определены экспериментально. В табл. 4 приведены их величины для плоскоклеточного рака и пигментной меланомы [10].

Таблица 4

Основные параметры ЛД при облучении опухолей

Вид опухоли	Плотность мощности, $\text{Вт}/\text{см}^2$	Доза облучения, $\text{Дж}/\text{см}^2$	Время облучения, с
Плоскоклеточный рак	2–2,5	500–600	200–300
Пигментная меланома	1,2–1,5	400–500	250–450

**Аппаратура для проведения локальной гипертермии.** В настоящее время существует достаточно много установок, предназначенных для проведения локальной гипертермии. Они обычно включают генератор электромагнитной энергии, комплект излучающих устройств и блок измерения температуры биологических тканей. Для измерения температуры во время сеанса гипертермии широко используются имплантируемые в ткани игольчатые датчики [6].

Например, используются гипертермические СВЧ-установки с частотами 2450, 915 и 460 МГц. Распространены излучатели с охлаждением нагреваемой поверхности (кожи). Теплоотвод от облучаемой

внешней границей позволяет достичь более глубокого и равномерного прогрета внутренних тканей без теплового поражения тканей, расположенных в непосредственной близости от излучателя. Применение болусов с охлаждённой жидкостью кроме понижения температуры поверхности ткани позволяет также уменьшить отражение электромагнитной энергии от поверхности облучаемого объекта, то есть позволяет лучше передавать энергию от излучателя к объекту даже в случае значительной кривизны поверхности [6, 7].

Применяются также гипертермические установки академика Н.Д. Девяткова с контактными микрополосковыми излучателями частотой 915 МГц и с водяным охлаждением. Глубина прогрета ткани при этом достигает 4-5 см. Для глубоко расположенных опухолей малого размера возможно использование хирургически имплантируемых микроволновых излучателей, которые изготавливаются из тонкого коаксиального кабеля диаметром 1-2 мм в виде монополя [2, 6, 7, 11].

Ещё один метод проведения местной гипертермии – при помощи особых внутрисполостных антенн-излучателей. Такая гипертермия достигает поражённых участков на глубине до 25 см и применяется в случаях, когда злокачественная опухоль находится вблизи естественной полости человека или окружает эту полость (при раке прямой кишки, гортани, молочной железы) [6, 18].

*Ter Haar* и *Carnohan* с целью создания гипертермии использовали серийно выпускаемую установку для ультразвуковой терапии с частотами колебаний 0,75; 3,0; 4,5 МГц, а также устройство для диатермии с частотой электромагнитного излучения 27 МГц. Распределение температуры при ультразвуковой и электромагнитной гипертермии изучали на фантомах. Результаты экспериментальной проверки соответствовали теоретическому расчёту распределения тепла в фантоме. По заключению авторов, гипертермия ультразвуком и радиочастотное излучение вызывают примерно одинаковое распределение тепла в мягких тканях [8, 9].

Довольно широко используется для создания локальной гипертермии в эксперименте и клинике электромагнитное поле частотой 2450 МГц. Был сконструирован специальный аппарат для локальной гипертермии, работающий на указанной частоте. Аппарат имеет максимальную мощность 200 Вт, снабжён антенной-излучателем, восемью термодатчиками и микрокомпьютером. Излучатель имеет диаметр 90 мм и оборудован системой охлаждения поверхности кожи потоком подаваемого под давлением воздуха. Для регистрации темпера-

туры в тканях применены гибкие зондовые термодатчики диаметром 0,6 мм. Термодатчики вводят в ткани через иглу, которую затем извлекают. По крайней мере один из датчиков располагают на коже в области нагрева. Мощность генератора регулируется микрокомпьютером с учётом показаний термодатчиков. Система обеспечивает поддержание температуры в опухолях с точностью 0,5°C. Установлено, что с помощью этого аппарата удаётся создать гипертермию (42,5–43,5°C, 45 мин) только в поверхностных опухолях диаметром до 7 см и толщиной до 3 см. Однако, если применять принудительное охлаждение поверхностных здоровых тканей, находящихся над новообразованием, то удаётся довольно значительно "углубить" зону гипертермии опухолей. Указанная частота электромагнитного поля широко используется в клинике при лечении больных с поверхностно расположенными опухолями. Вместе с тем для гипертермии глубоко расположенных и больших по величине опухолей указанный диапазон электромагнитных волн не удовлетворяет исследователей. С целью перегревания таких опухолей используют электромагнитные излучения частотой 915 и 430 МГц. Также для гипертермии больших по объёму опухолей необходимо использовать электромагнитные излучения УВЧ- и ВЧ-диапазона [9].

Для индуктивного нагрева опухолей, расположенных в грудной или брюшной области, используется устройство "*Magnetrod*", которое фактически является одновитковой катушкой и представляет собой цилиндр диаметром около 50 см. Нагреваемая часть тела находится внутри цилиндра. Распределение теплообразования в гомогенном фантоме имеет параболическую форму с нулевым значением по оси катушки. Исследования на неоднородных фантомах выявили искажение параболического закона теплообразования, но качественно структура теплообразования сохраняется. Разработчики "*Magnetrod*" первоначально считали, что опухоли, расположенные в центральной области тела, будут нагреваться интенсивнее за счёт меньшего выноса тепла из них, чем из нормальных тканей, имеющих значительно более высокий уровень интенсивности кровотока. Дальнейшие исследования показали неправоту этой точки зрения. При использовании "*Magnetrod*" наиболее эффективно нагреваются мышечные ткани, жировая прослойка и кожа не перегреваются. Температура и плотность поглощенной мощности снижаются с увеличением глубины и поэтому опухоли, расположенные на глубине более 7 см, обычно не нагреваются до необходимой температуры. При нагреве тазовой области в некоторых опухолях, расположенных у крестца, достигается необхо-

димая для лечения температура, в то же время в опухолях мочевого пузыря, прямой кишки, желудка достичь нужного уровня температуры часто не удается [2].

Не так давно был создан излучатель для локальной гипертермии злокачественных новообразований с прямоугольной характеристикой направленности, разработанный в Ленинградском электротехническом институте и испытанный в специализированной лаборатории г. Фрязино Московской области.

Излучатель представляет собой решетку из четырех сильно связанных между собой идентичных элементарных излучателей, расположенных на боковой поверхности цилиндра через 90 угловых градусов друг относительно друга. В зависимости от фазовых соотношений между элементарными излучателями, можно получить линейную или круговую поляризацию излучаемого поля. В зависимости от амплитудного распределения между излучателями, можно получать различную форму "горячего пятна" – от сплюснутого эллипса до круга.

Использованный в эксперименте имитатор живой ткани представлял собой ванну из оргстекла толщиной 4 мм, заполненную соевым раствором и содержащую датчик поля, перемешающийся по трём координатам и имеющий выход на самописец.

Были проведены экспериментальные исследования и получены такие результаты испытаний макетов:

- используется линейно поляризованное излучение;

- коэффициент стоячей волны при излучении в свободное пространство не более 1,4 в полосе частот 7 % и не более 2 в полосе частот 12 % относительно центральной частоты 2450 МГц,

- коэффициент стоячей волны при облучении имитатора живой ткани не более 1,4 в полосе 15 % и не более 2 в полосе 29 %, что соответствует отражению менее 10 % падающей мощности,

- ширина диаграммы направленности 100°, диаграмма направленности имеет осевую симметрию и в любом осевом сечении имеет прямоугольную форму;

- допустимый уровень пропускаемой СВЧ-мощности не менее 200 Вт;

- "горячее пятно" - круг диаметром 60 мм.

Таким образом, излучатель хорошо согласован в полосе частот, особенно при облучении имитатора живой ткани, что особенно важно при работе на высоком уровне мощности. Характеристика направленности имеет прямоугольную форму, её ширина и, следовательно, размер "горячего пятна", как показывают дополнительные измерения на

цилиндры диаметром 79 мм, зависят от диаметра цилиндра. Размер "горячего пятна" существенно больше, чем диаметр цилиндра. Это, по-видимому, объясняется плотным расположением элементарных излучателей в решетке (расстояние между излучателями порядка четверти длины волны), что приводит к сильной связи между ними и, следовательно, к некоторой сверхнаправленности решетки [19].

Для локальной УВЧ-гипертермии была разработана установка "Гипертерм-2". Она обладает широким спектром функциональных возможностей, позволяющих воздействовать на опухоли самых различных размеров и локализаций и регистрировать достаточно большой объем информации о пациенте и параметрах проводимой гипертермической процедуры.

Источник электромагнитных колебаний имеет частоту 40 МГц и мощность до 800 Вт. Нагрев тканей производится с помощью оригинальной системы конденсаторных электродов, позволяющей создавать более равномерное распределение поля в нагреваемом объеме.

Электродная система смонтирована на специальном столе, где размещается пациент, и может быть установлена в необходимом положении относительно опухоли; предусмотрено дистанционное управление перемещением подвижных элементов конструкции стола.

Двухканальная термоэлектрическая система с перистальтическим насосом обеспечивает циркуляцию теплоносителя в мембранных полостях электродов для защиты поверхностных тканей тела от перегрева. Температура теплоносителя может регулироваться в пределах от +5 до +45°C; имеется возможность удаления воздуха из системы и дистанционного регулирования степени наполнения электродов.

Измерение температуры тканей производится с помощью десятиканальной компьютерной термометрической системы с термисторными и волоконно-оптическими датчиками. Игольчатые датчики имеют диаметр 0,8 мм и 1,0 мм и длину от 60 мм до 120 мм, а гибкие волоконно-оптические датчики имеют диаметр 1,0 мм и длину рабочей части до 1 м и могут быть использованы для измерения температуры тканей с помощью катетеров и в полых органах.

Управление работой всех систем установки, сбор, обработка и хранение данных осуществляется с помощью модульного устройства сбора данных на основе 8-ми разрядного микропроцессора Z80 со двоячным внешним накопителем на гибких дисках.

Представление такой информации, как данные пациента, температура тканей в каждом канале, время процедуры, температура теплоносителя, график температуры и некоторых других данных, производит-

ся на экране дисплея, ввод текстовой и цифровой информации и выбор режимов работы осуществляется с клавиатуры. Программное обеспечение предоставляет пользователю целый ряд возможностей, облегчающих работу медицинского персонала и повышающих качество проводимых гипертермических процедур. Среди них такие, как автоматическое обеспечение выбранной скорости повышения температуры и поддержание её на установленном уровне, подача звукового сигнала и автоматическое отключение генератора при превышении установленной предельной температуры в любом из каналов, а также при истечении заданного времени процедуры и некоторые другие [18, 19].

Для предоперационной гипертермической обработки локальных очагов злокачественных новообразований с использованием токопроводящей жидкости разработан аппарат "Вулкан-1".

Аппарат для локальной гипертермии "Вулкан-1" на 43 Международной выставке в Брюсселе в ноябре 1994 г. был удостоен Золотой медали, а также получил Диплом и Специальный Приз Международной организации периодической печати.

Возможностями этой установки являются обеспечение локализации гипертермического воздействия на очаг новообразования и удовлетворительной переносимости процедуры; предотвращение осеменения и метастазирования раковых клеток; исключение вредного воздействия СВЧ-электромагнитного излучения на здоровые ткани организма; обеспечение равномерного и быстрого прогрева опухоли по всему объему.

Основные характеристики аппарата для локальной гипертермии "Вулкан-1" приведены в табл. 5.

Таблица 5

Характеристики установки "Вулкан-1"

Время выхода в режим гипертермии, мин	3-10
Время экспозиции, ч	1,5-2,0
Площадь, занимаемая аппаратом на передвижной тележке, м <sup>2</sup>	0,52
Масса аппаратуры, кг	62
Питание, сеть переменного тока	220 В-50 Гц
Потребляемая мощность, Вт	400
Количество операторов, чел	1

Недавно была разработана установка для локальной электромагнитной гипертермии злокачественных новообразований и заболеваний

предстательной железы "Яхта-4М". Она также предназначена для комплексного лечения злокачественных новообразований (рак молочной железы, мягких тканей пищевода, шеи, прямой кишки, остеогенных сарком) и неонкологических заболеваний предстательной железы путем создания гипертермического уровня температур в тканях опухоли.

Установка запатентована во Франции, Швеции, Германии, Чехословакии.

При использовании установки "Яхта-4М" моделирование ожидаемого распределения температур проводится на IBM-совместимом ПК в диалоговом режиме.

Используется комплект из 11 типов (5 наружных и 6 внутриволновых) контактных аппликаторов, который обеспечивает концентрацию магнитной энергии в глубоко расположенной опухоли за счет эффекта фокусировки и однородность прогрева ткани при нагреве простаты. Аппликаторы снабжены системами регулируемого водяного охлаждения поверхности тела, что устраняет перегрев поверхностных тканей и улучшает однородность нагрева по глубине.

Технические характеристики аппарата "Яхта-4М" приведены в табл. 6.

Таблица 6

Характеристики установки "Яхта-4М"

Рабочая частота, МГц	433,92±2 %
Выходная мощность, Вт	5-200
Точность измерения температуры, °С	±0,3
Количество одновременно контролируемых температурных точек	до 18
Тип внутриволновых аппликаторов:	Направленные (циркулярные)
Диаметр, мм	18 (7,1, 15)
Размеры наружных гибких аппликаторов, мм	от 80×200 до 210×300
Питание, В/Гц	220/50
Потребляемая мощность, кВт	не более 1,0

Комплекс УВЧ для локальной гипертермии опухолей "Супертерм ЭП-40" является эффективной технологией лечения глубоко расположенных опухолей разных локализаций.

Этот комплекс реализует метод емкостного нагрева в усовершенствованном варианте. Он включает в себя группу специализированных автоматических систем с общим компьютеризированным управлением, регистрацию параметров гипертермии.

Характеристики комплекса "Супертерм ЭП-40" он оснащён комплектом электродов-облучателей размером от 5×7 до 25×40 см, обеспечивает регулируемый отвод тепла из объема, подвергающегося нагреванию с помощью автоматизированной системы циркуляции, позволяет устанавливать электроды-облучатели относительно любой части тела при комфортном положении больного в течение всего сеанса за счет оригинальной конструкции системы ориентации, гипертермического стола и кресла; производит постоянный мониторинг температурных режимов в опухолевой и нормальной тканях с помощью восьмиканальной волоконнооптической системы термометрии; рабочая частота генератора комплекса – 40,68 МГц с регулируемой выходной мощностью в диапазоне от 10 до 500 Вт. Питание – 380/220 В, мощность 7,5 кВт, занимаемая площадь – 12 м<sup>2</sup>.

Для проведения лазерной гипертермии используется большое количество лазеров, например, рубиновый, неодимовый, гелий-неоновый, аргоновый, азотный, гелий-кадмиевый, полупроводниковый. Но излучение каждого лазера поглощается биологическими тканями по-разному. Обильно пигментированная ткань поглощает излучение интенсивнее, чем ткань мышцы. Эта закономерность проявлялась при облучении различных опухолей рубиновым и неодимовым лазером. Наибольшее поглощение характерно для меланом вследствие наличия в них меланина. При проведении опытов была получена зависимость поглощения лазерного излучения от длины волны: излучение рубинового лазера (длина волны 694,3 нм) поглощается опухолевыми клетками приблизительно в 2 раза интенсивнее, чем неодимового (длина волны 1060 нм). Сравнение глубины проникновения в различные ткани излучения гелий-неонового (длина волны 630 нм) и аргонового (514 нм) лазеров показало [Svaasand I. et al., 1983], что первое проникает в среднем в 3 раза глубже. Наряду с данными о поглощении биологическими тканями излучения лазеров, которые генерируют в ближней ультрафиолетовой (азотный), видимой (гелий-кадмиевый, аргоновый, гелий-неоновый, рубиновый) и ближней инфракрасной (неодимовый) спектральных областях, практически важной является информация о поглощении излучения СО<sub>2</sub>-лазера, генерирующего в инфракрасной области на длине волны 10 600 нм. Поскольку это излучение интенсивно поглощается водой, а последняя составляет около 80% массы большинства клеток, при воздействии на биологические ткани излучением СО<sub>2</sub>-лазера оно практически полностью поглощается поверхностными слоями клеток.

Излучение полупроводниковых лазеров лежит в красной и ближней ИК-областях (0,6 - 1,5 мкм) спектра. В указанном диапазоне длин волн рассеяние излучения преобладает над его поглощением различными биомолекулами, что позволяет излучению достигать глубоко расположенных тканей и органов. В этом диапазоне длин волн также сравнительно малое поглощение излучения водой, большинством белковых молекул и аминокислот, не участвующих непосредственно в фотохимических процессах лазерной биостимуляции (рис. 3) [18]

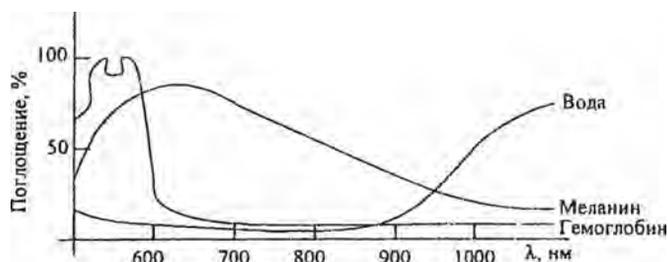


Рис. 3 Поглощение света различных длин волн в тканях

Проникновение лазерного излучения в глубину тканей ограничено вследствие не только поглощения, но и других процессов, в частности отражения излучения от поверхности ткани. Отражённое белой кожей человека и животных излучение лазеров, генерирующих в ближней ультрафиолетовой и видимой областях спектра (азотный, гелий-кадмиевый, аргоновый, гелий-неоновый, рубиновый), составляет 30–40 %; для инфракрасного излучения неодимового лазера эта величина несколько меньше (20–35 %), а в случае более далёкого инфракрасного излучения CO<sub>2</sub>-лазера она уменьшается до 5 %.

Сейчас разрабатывается множество лазерных установок для гипертермии опухолей. Используется как импульсное, так и непрерывное воздействие. По литературным данным, при воздействии на опухоль импульсным лазерным излучением может возникнуть взрывной эффект, который способствует внедрению злокачественных клеток в окружающие опухоль здоровые ткани. При применении лазеров непрерывного действия динамический эффект выражен незначительно, что указывает на целесообразность использования в онкологии лазеров, генерирующих энергию в непрерывном режиме.

Ряду больных показано лазерное эндоскопическое лечение. Современная фиброволоконная эндоскопия начала развиваться наряду с лазерами и также очень быстро нашла своё применение во многих областях медицины, особенно в онкологии. Было создано гибкое кварцевое волокно, по которому может проводиться лазерное излучение. Таким образом, началась новая эра современной медицины—лазерная эндоскопия, которая впоследствии стала применяться и в сочетании с гипертермией онкологических новообразований. При проведении локальной селективной лазерной гипертермии опухолей и воспалительных очагов и при инвазивных сканирующих воздействиях следует использовать моноволоконные кварцевые световоды диаметром 600 мкм. При инвазивном подведении лазерного излучения световоды вводят в ткань через пункционную иглу соответствующего диаметра.

При лазерном воздействии на патологические очаги световоды целесообразно снабжать дополнительно рассеивающими линзами для создания равномерной гипертермии в патологическом очаге [6, 14]. Для обеспечения многих задач лазерной гипертермии требуется довольно ограниченный набор типов диаграмм направленности излучения, которые должен обеспечить лазерный инструментарий (рис. 4) [18].

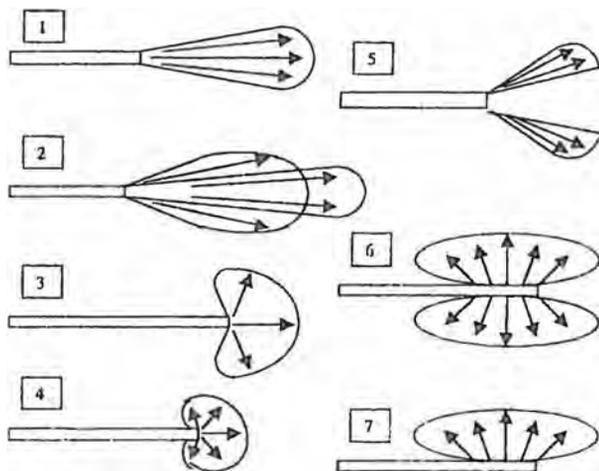


Рис. 4. Основные типы диаграмм направленности лазерного инструмента

Излучение, выходящее из волокна, расходится под углом 20–30°. Обработкой торца и боковой поверхности волокна излучение можно сфокусировать или дефокусировать (2), сделать полусферическим (3) или даже почти сферическим (4), распространяющимся в виде кольца (5), во все боковые стороны (6) или только в одну сторону (7). Многие из подобных диаграмм реализуются посредством специальных оптических насадок или насадок в сочетании с волокном.

Таким образом, для подведения лазерного излучения используются гибкие кварцевые моноволоконные световоды. Для поверхностного облучения применяется световод с торцевой микролинзой или шлифованным торцом. При внутриполостных облучениях используются световоды с цилиндрическими и сферическими диффузорами.

В 1984 году проводилась клиническая апробация первого отечественного неодимового АИГ лазера (длина волны – 1064 нм) для эндоскопической гипертермии. Использовались эндофиброскопы фирмы "Олимпас", *GIF-XQ 10*, *GIF-K* при опухолях пищевода и желудка, *TCF-23* при опухолях толстой кишки и *BF-IT* при опухолях гортани, трахеи и бронхов. Кварцевое волокно помещалось в тефлоновый катетер, который проводился через биопсионный канал эндоскопа. Диаметр канала составлял не менее 2,6 мм. Так как луч неодимового АИГ лазера не виден глазом, то параллельно через кварцевое волокно проводился направляющий луч гелий-неонового лазера, который имеет красный цвет и виден глазом.

Перед процедурой больным проводилась премедикация и местная анестезия. Ни в одном случае не возникла необходимость общего наркоза.

Кварцевое волокно подводилось к опухоли на расстояние 1–2 мм. Обычно пользовались импульсами 1–2 с. Вначале на воздействующем участке опухоли происходило высушивание её поверхности. При этом поверхность опухоли теряла блеск, тускнела. Далее происходил процесс денатурации белков и дегидратации тканей. При термическом воздействии лазерного излучения вода в клетках и межклеточном пространстве закипала и испарялась. На этом участке опухоль приобретала белесоватый цвет. Затем происходил процесс сгорания оставшихся элементов клеток и тканей. Это сопровождалось выделением дыма и образованием дефекта тканей, дно которого было покрыто струпом серо-чёрного цвета.

Лазерная эндоскопическая гипертермия в зависимости от размера опухоли проводилась в один или в несколько сеансов. Обычно на сле-

дующий день после первого сеанса на месте воздействия отмечался незначительный по глубине дефект тканей, дно которого было покрыто сгустком грязно-серого цвета и налётом фибрина. Края дефекта были ровными, лишь с незначительной воспалительной инфильтрацией.

С появлением волоконных световодов возможности лазерной гипертермии расширились, некоторые методы лазерного воздействия, в частности на опухоли кожи, модернизированы.

В России в клинике НИИ онкологии и радиологии проводится лечение больных с опухолями кожи различного генезиса и локализации лазерным излучением. Используется лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом непрерывного действия с длиной волны 1,06 мкм и выходной мощностью до 110 Вт. Излучение вводится в волоконные световоды с диаметром от 150 до 350 мкм длиной 6–8 м. Расстояние от торца волокна до поверхности опухоли – 5–7 мм, расходимость выходного луча до 12°. Мощность лазерного излучения – 8–20 Вт. Лазер устанавливается в соседнем с процедурной помещении, волоконный световод, заключённый в полихлорвиниловую трубку, выведен в операционную. Удаление продуктов сгорания тканей производится отсосом.

Плотность мощности при воздействии на злокачественную опухоль составляет 10–13,3 Вт/см<sup>2</sup>. Доза и время облучения зависят от размера опухоли.

Полупроводниковые лазеры лучше всего по своим характеристикам подходят для создания локальной гипертермии, а также имеют следующие преимущества:

- высокий коэффициент полезного действия и малые потери стыковки с волокном;
- малое энергопотребление и, следовательно, низкая стоимость эксплуатации;
- лёгкость управления лазерным лучом ;
- портативность устройства;
- миниатюрность лазерных излучателей, позволяющая размещать их в эндоскопических устройствах;
- принципиальная возможность оптимального подбора излучателей различных спектральных диапазонов (от видимого до ИК);
- сочетанное воздействие гипертермии, радиационного облучения и химиотерапии.

Недавно в России совместно со специалистами НИИ онкологии им Петрова и специальной лабораторией медицинской академии последип-

ломного образования был создан лазерный медицинский аппарат "АТКУС-15". Он применяется для гипертермии (в том числе интерстициальной) и малоинвазивной контактной коагуляции тканей.

Технические характеристики аппарата для лазерной гипертермии "АТКУС-15" приведены в табл. 7.

Таблица 7

Технические характеристики аппарата "АТКУС-15"

Рабочие параметры	Выходная мощность, Вт	Перестраиваемая, 0,5-15
	Характеристики излучателя	Полупроводниковые лазерные диоды
	Длина волны излучения, нм	810±3
	Режим работы	Импульсный или непрерывный
	Длительность импульсов, с	0,05-10
	Скважность	2-99
Общие параметры	Экспозиция, с	1-1800 с
	Вес, кг	Не более 15
	Габариты, мм	370x500x170
	Охлаждение	Внутреннее термоэлектрическое
	Диаметр транспортного волокна, мкм	600
	Диапазон рабочих температур, °С	10- 50
	Сеть, В/Гц	220/50

Области применения: общая и эндоскопическая хирургия; нейрохирургия; онкология; гинекология; урология; проктология; дерматология; косметология.

Основные преимущества:

- асептические процедуры с чистым операционным полем;
- высокая точность и контроль операции;
- значительное уменьшение кровотечения и боли;
- немедленная коагуляция, меньший послеоперационный отёк;
- сведение до минимума риска послеоперационных осложнений;
- мощность излучения обеспечивает быстроту выполнения гипертермии с небольшим полем некроза;
- излучение лазера 810 нм находится в "окне прозрачности" биотканей, что позволяет оказывать термическое воздействие на глубоко расположенные биообъекты;

-не требуется внешнее воздушное или водяное охлаждение аппарата;

-простота обслуживания и применения аппарата.

Сейчас клинические испытания проходит лазерный аппарат для фотодинамической и лазероиндуцированной термотерапии и гипертермии онкологических заболеваний.

Данный аппарат обеспечивает раздельную или одновременную генерацию лазерных излучений на длине волны 0,81–1,06 мкм мощностью 0,1–10 Вт с дискретностью 0,1 Вт или на длине волны 0,67 мкм мощностью 0,01–1 Вт с дискретностью 0,01 Вт. Транспорт энергии осуществляется по единому оптоволокну диаметром 600 мкм и длиной 3 м. Контур обратной связи по температуре нагрева ткани обеспечивает автоматическое поддержание заданной температуры с точностью измерения  $\pm 0,2^\circ\text{C}$  в диапазоне температур 30–50 $^\circ\text{C}$ . Встроенный микропроцессор обеспечивает программную реализацию режима гипертермии. Потребляемая мощность от сети ~220 В (50 Гц), не более 120 Вт.

Состав прибора: неконтактный датчик температуры; контактный инвазивный датчик температуры; измеритель мощности, измеритель плотности мощности; узел контроля температуры.

Предусмотрена стыковка с внешней ЭВМ.

Аппарат может быть использован в онкологии, общей хирургии, в эндохирургии и лапарохирургии, в дерматологии, стоматологии, терапии.

### 3. Гипертермия как компонент комплексного лечения

Если рассматривать методы лечения злокачественных новообразований, то можно заметить, что существенное значение имеет поиск средств и способов, усиливающих противоопухолевую активность лекарственных, лучевых и других воздействий.

В качестве модификаторов чувствительности опухолей к лекарственной и лучевой терапии применяются различные физико-химические воздействия, такие как электроноакцепторные соединения, перекиси, вещества, синхронизирующие клеточный цикл, искусственная гипергликемия, искусственная гипертермия и другие.

В последние годы во всем мире возрос интерес к использованию гипертермии как наиболее эффективного модификатора в системе комплексного лечения злокачественных новообразований.

Для большинства опухолей характерен пониженный (по сравнению с нормальными тканями) кровоток, в связи с этим при перегреве

опухоль наблюдается следующий феномен: из-за замедленного отвода тепла опухоль нагревается интенсивнее здоровых тканей. Радиосенсибилизирующий эффект гипертермии (повышение чувствительности опухоли к ионизирующему излучению) связан с тем, что при перегреве блокируются ферменты репарации (система репликаз) и поврежденные ионизирующим излучением макромолекулы (ДНК, РНК, белки) не могут быть восстановлены опухолевой клеткой. Понимание этого механизма дает в руки врача практический вывод: оптимальным является одновременное проведение гипертермии и лучевой терапии, но так как это технически трудно выполнимо, то первой должна быть, например, гипертермия и вслед за ней с минимальным временным интервалом следует проводить лучевую терапию, либо наоборот.

Показаниями к использованию общей гипертермии в рамках комплексного и многокомпонентного лечения являются: далеко зашедшие и генерализованные формы злокачественных опухолей, при которых традиционные методы лечения неэффективны; наличие факторов, ухудшающих прогноз заболевания; неоперабельные формы опухолей с целью перевода их в результате регрессии в резектабельное состояние; нерадикальные или условно радикальные хирургические вмешательства; новообразования, при которых в процессе предшествующего лечения развилась устойчивость к цитостатической терапии [16, 23].

Можно также выделить и противопоказания к комбинированному лечению с использованием локальной гипертермии: тяжёлое общее состояние больного, кахексия; анемия, лейкопения, тромбоцитопения; наличие сопутствующих заболеваний с явлениями декомпенсации сердечно-сосудистой системы и значительными нарушениями функций печени, почек, и других органов, активные формы туберкулёза, обильное кровотечение из опухоли [11].

Применение ряда химиотерапевтических препаратов в условиях гипертермии приводит к усилению противоопухолевого эффекта химиотерапии. Приведённые теоретические и экспериментальные данные подтверждают целесообразность сочетания химиотерапевтических средств и гипертермии при лечении опухолей. Это положение становится ещё более существенным, если учесть, что к химиотерапии особенно чувствительны быстро растущие опухоли, а к гипертермии – медленно пролиферирующие [2]. Взаимодействие гипертермии с химиотерапевтическими препаратами характеризуется двумя основными моментами: временным режимом применения гипертермии и химио-

терапии и изменением метаболизма препаратов. Среди химических соединений, противоопухолевый эффект которых изучен в условиях гипертермии, выделяют 4 группы веществ. К первой группе относятся препараты, для которых характерно линейное увеличение цитотоксичности с повышением температуры: алкилирующие препараты (тиофосфамид), бифункциональные алкилаты (нитрозомочевины), митоминин С, нис-платина. Ко второй группе относятся препараты, которые демонстрируют не линейное, а пороговое увеличение цитотоксичности с возрастанием температуры. В интервале температур 37–42°C (43°C) эти препараты обнаруживают лишь незначительное изменение цитотоксичности, но выше 42–43°C устанавливается четкий синергизм действия гипертермии и препаратов. К ним относятся адриамицин, блеомицин и актиномицин D. Третья группа включает препараты, которые не цитотоксичны при температуре 37°C, но становятся таковыми при высоких температурах: например, цистамин, амфотерицин В, лидокаин. В четвертой группе представлены химиотерапевтические препараты, которые не изменяют свою цитотоксичность при температурах 37–45°C. К ним относятся метотрексат, 5-фтор-урацил, винкристин.

Имеется значительное число работ, в которых показан синергизм действия гипертермии и ионизирующего излучения на рост опухолей. Полагают, что модифицирующее действие гипертермии на эффекты облучения состоит из следующих основных моментов:

- увеличение чувствительности к радиации;
- уменьшение способности клеток восстанавливать сублетальные и потенциально летальные повреждения;
- селективное влияние на клетки, находящиеся в радиорезистентной фазе митотического цикла (поздняя S-фаза) [8].

Радиосенсибилизирующий эффект гипертермии зависит от последовательности применения нагревания и облучения: наибольший эффект достигается при одновременном их применении. Если облучение предшествует гипертермии, восстановление радиационных повреждений будет иметь место при их взаимодействии с тепловыми повреждениями; когда нагревание применяется первым, восстановление тепловых повреждений осуществляется на фоне их взаимодействия с радиационными повреждениями [23–26].

Гипертермия селективно повреждает и радиосенсибилизирует клетки в S-фазе, которые относительно радиорезистентны, а также гипоксические клетки. Последние после нагрева приобретают радиочув-

ствительность. То есть целесообразно облучать опухоль после гипертермии (в условиях повышенной радиочувствительности). Но при этом наблюдается значительное поражение окружающих нормальных тканей [27].

#### 4. Моделирование лазерной гипертермии бронхов

##### 4.1. Физическая модель бронхов

Снаружи бронхи покрыты рыхлой соединительнотканной оболочкой – адвентицией, глубже располагается фиброзный слой, мышечная оболочка, подслизистый слой и слизистая оболочка (рис. 5)

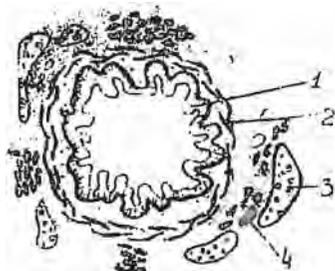


Рис. 5 Поперечный разрез бронха.  
1 – слизистая оболочка, 2 – мышечная оболочка, 3 – хрящ, 4 – слизистые железы

Опухоль – клеточно-тканевое образование, возникающее в результате своеобразного патологического разрастания – опухолевого роста. Различные формы опухолей показаны на рис. 6 [5].

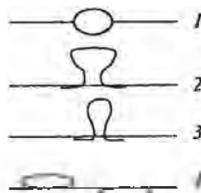


Рис. 6. Формы злокачественных опухолей:  
1 – узловая форма, 2 – фунгионая форма, 3 – полип,  
4 – капиллярные формы

Размеры зависят от характера опухоли и от давности опухолевого процесса. В опухолях различают паренхиму и строму.

Паренхима состоит из той ткани, которая приобрела возможность опухолевого роста, она состоит из опухолевых клеток.

Строма состоит из обычной волокнистой соединительной ткани с кровеносными сосудами. Её функция – снабжение кровью опухолевой ткани, а также удаление продуктов обмена веществ

При рассмотрении форм опухолевого роста обычно отмечают эндофитную и экзофитную формы роста. Эндофитный рост – это рост опухоли вглубь органа, экзофитный – в полость органа или на поверхность тела. При злокачественных опухолях прогноз при эндофитных формах хуже, чем при экзофитных.

Метастазирование – перенос опухолевого процесса из первичного очага в более или менее отдалённые области тела, где образуются новые, вторичные очаги – метастазы [5].

Различают доброкачественные и злокачественные опухоли бронхов.

Полип – доброкачественное образование слизистой оболочки бронхов, выступающее в его просвет. Также к доброкачественным опухолям относятся: аденома, папиллома, гамартохондрома. Также существует ряд опухолей, развивающихся из соединительной, жировой, мышечной и нервной тканей. Это фиброма, липома, миома, нейрофиброма.

Злокачественные опухоли представлены раком бронхов и саркомой.

Бронхогенный рак развивается из эпителия бронхов различного калибра. Среди морфологических форм его наиболее часто встречается плоскоклеточный неороговевающий и с ороговеанием, возникающий из метаплазированного эпителия; железистый (аденокарцинома) – из эпителия бронхиальных желез, иногда с гиперсекрецией слизи (слизистый рак); недифференцированный (мелкоклеточный, овсяноклеточный). К редким формам бронхогенного рака относятся солидный, скирр и базальноклеточный рак. Выделяют 2 клинико-анатомические формы бронхогенного рака: центральный и периферический [28–33].

В нашей модели мы рассмотрели аденокарциному бронхов – железистый рак. Физическая модель при лазерной гипертермии бронхов может быть представлена, как показано на рис. 7. Моделировалось распространение пучка гауссова профиля в среде, состоящей из 9 слоёв (биотканей). Эта задача решалась в рамках разработки чрезкожного лазерного облучения биотканей.

#### *4.2. Математическая модель бронхов*

Из литературы известна модель расчёта термического действия лазерного излучения на биообъект, где предложена следующая формула расчёта температуры в ткани [6, 35–37]

$$T = \frac{Wt}{d\rho C} \left( 1 + \Phi \frac{\mu_a}{\sqrt{Rt}} \right),$$

где  $\mu_a$  – коэффициент поглощения слоя ткани,  $d$  – толщина слоя,  $\rho$  – плотность слоя,  $\Phi$  – статический интеграл Гаусса,  $C$  – теплоемкость,  $R$  – газовая постоянная,  $W$  – энергия поглощенного излучения

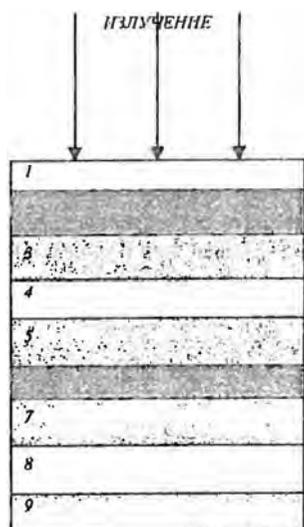


Рис. 5. Физическая модель при лазерной гипертермии бронхов:  
 1 – эпидермис, 2 – верхняя дерма, 3 – кровь,  
 4 – нижняя дерма, 5 – подкожная жировая клетчатка, 6 – опухоль, 7 – хрящ, 8 – бронхиальная ткань, 9 – эпителий

Рассматривая процессы теплопередачи в ткани, температуру, до которой нагреется  $j$ -й слой ткани, можно записать в виде:

$$T_j = \frac{W_j t}{d_j \rho_j C_j} \left( 1 + \Phi \frac{\mu_a}{\sqrt{Rt}} \right) + (T_{j-1} - T_j) \frac{d_{j-1} \rho_{j-1} C_{j-1}}{d_j \rho_j C_j} + T_{j-1}$$

где  $T_j$  – температура тела.

Значение функции  $\Phi_j(r)$  в каждом элементе сетки найдётся по формуле:

$$\Phi_0(r) = E_0 \exp(-2(r/R_0)^2),$$

где  $E_0 = 2P/R_0^2\pi$ ,  $P$  - мощность,  $R_0$  - радиус пучка.

В качестве фазовой функции рассеяния для всех слоёв можно использовать функцию Хени-Гринштейна:

$$n(\theta, r) = \frac{(1-g^2)}{2(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}}$$

Таким образом, можно предложить следующую формулу для расчёта температуры нагрева лазерным излучением слоя ткани:

$$T_i = \int_0^{\infty} \Phi_0(r) dr \left( \frac{t}{d_i \rho_i c_i} \right) \left[ 1 + \frac{h_{w,i}}{\sqrt{\rho_i c_i}} + (T_{i-1} - T_i) \frac{d_{i-1} \rho_{i-1} c_{i-1}}{d_i \rho_i c_i} + T_i \right] \quad (*)$$

#### 4.3. Результаты моделирования

Таким образом, по формуле (\*) можно рассчитать значения температуры во всех девяти слоях биоткани после лазерного воздействия - эпидермисе, верхней дерме, крови, нижней дерме, подкожной жировой клетчатке, опухоли, хряще, бронхиальной ткани и в эпителиальной ткани. Оптические и теплофизические параметры, используемые при расчётах, приведены в табл. 8 [34-37]. Была смоделирована опухоль железистого эпителия бронхов узловой формы с экзофитным характером роста и объёмом 0,5 см<sup>3</sup>. Программное обеспечение разрабатывалось на языке Турбо-Паскаль 7.0.

Таблица 8

Оптические и теплофизические параметры биотканей

Вид ткани	Плотность слоя, $\rho$ (г/см <sup>3</sup> )	Теплоёмкость, $C$ (Дж/г*К)	Кэф-т поглощения, $\mu_a$ (см <sup>-1</sup> )	Толщина $d$ (мм)	Средний косинус угла рассеяния, $g$
Эпидермис	1,6	3,7	1,5	0,0065	0,79
Верхняя дерма	1,0	3,2	2,7	0,565	0,82
Кровь	1,0	3,6	25	0,64	0,98
Нижняя дерма	1,0	3,2	2,7	0,565	0,82
Подкожная жировая клетчатка	1,5	3,5	0,2	0,032	0,8
Опухоль	0,13	4,2	1,2	0,5	0,95
Хрящ	1,9	1,2	1,8	0,456	0,94
Бронхиал. ткань	0,17	3,6	8,1	1,3	0,75
Эпителий	1,1	1,2	1,1	0,0565	0,95

При модельном эксперименте были исследованы режимы, использующие следующие параметры лазера: воздействие импульсное, мощность излучения  $P = 1$  Вт, радиус пучка  $R_0 = 0,25$  см, интенсивность излучения  $I = 5-35$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $t_{и} = 0,002-0,01$  с, частота импульсов  $10-25$  Гц. Время экспозиции  $T_э = 15-45$  мин.

С учётом необратимых деструктивных изменений в опухолевой ткани и необходимостью минимального нагрева близлежащих здоровых слоёв, рассчитано распределение температуры и предложен оптимальный режим лазерной гипертермии. Так, например, температура  $43^{\circ}\text{C}$  достигается при интенсивности излучения  $I = 25$  Вт/см<sup>2</sup>, длительности импульсов  $t_{и} = 0,06$  с, частоте импульсов  $\nu = 16$  Гц, время экспозиции при достижении данной температуры составляет  $T_э = 45$  мин.

### Заключение

При локальной гипертермии необходимые управляемые режимы в опухолях могут быть достигнуты различными способами. Но основные требования, предъявляемые к этим способам, одинаковы. Это хорошая управляемость температурными режимами, достаточно высокая безопасность для организма, максимальная простота проведения процедуры и обеспечение возможности комбинации гипертермии с облучением и введением химиотерапевтических средств. Лазерный метод создания гипертермии при использовании полупроводниковых лазеров наиболее полно удовлетворяет этим требованиям и имеет следующие преимущества:

- высокая внутренняя квантовая эффективность лазера и малые потери стыковки с волокном и, следовательно, низкая стоимость эксплуатации;

- портативность устройства (включая блок питания и управления), открывающая возможность проведения операций практически в любых условиях;

- миниатюрность лазерных диодов, позволяющая проводить диагностику и лечение внутренних органов без их вскрытия;

- прямая токовая модуляция, а следовательно, надежное и простое микропроцессорное управление, открывающее перспективу "роботизации" диагностики и хирургии;

- принципиальная возможность изготовления лазерных диодов, покрывающих все необходимые для медицины спектральные диапазоны – от видимого до дальнего инфракрасного.

Лазерная гипертермия имеет широкий спектр показаний и ее можно эффективно применять с традиционными способами лечения онкологических новообразований.

Рассмотрена модель гипертермии опухоли железистого эпителия бронхов, и определены оптимальные режимы достижения нужного температурного режима в опухоли.

#### Литература

1. Физиологические и клинические проблемы адаптации к гипоксии, гиподинамии и гипертермии / А.В. Коробков и др. // М.: 1981. 165 с.
2. Применение гипертермии и гипергликемии при лечении злокачественных опухолей / Н.Н. Александров, Н.Е. Савченко, С.З. Фрадкин, Э.А. Жаврид // М.: Медицина. 1980. 256 с.
3. Приходько Е.М. Радиосенсибилизирующее действие гипертермии. М.: 1982. 50 с.
4. Паталоганатомическая диагностика опухолей человека: р-во для врачей / под ред. Н.А. Краевского, А.В. Смольяникова, Д.С. Саркисова. М.: Медицина. 1993. 244 с.
5. Фрадкин С.З., Жаврид Э.А., Журинкин П.В. Гипертермия в лечении злокачественных опухолей. Мн. 1984. 286 с.
6. Гусев А.Н., Сизал В.Л., Осинский С.П. Теплофизические модели гипертермических опухолей. Киев: Наукова думка. 1989. 173 с.
7. Шульман Э.П., Маркова Л.В., Хусид Б.М. Биотепловая задача гипертермии. Мн.: ИТМО им. А.В. Лыкова. 1991. 14 с.
8. Жаврид Э.А., Осинский С.П., Фрадкин С.З. Гипертермия и гипергликемия в онкологии. Киев: Наукова думка. 1981. 254 с.
9. Жаков Н.Г. Привнесение гипертермии и гипергликемии в лечение злокачественных новообразований. Мн.: НИИ Онх. и рад. медиц. 1983. 218 с.
10. Плетнева С.Д. Лазеры в клинической медицине. М.: Медицина. 1996. 428 с.
11. Кольцовановиче лечение больных меланомой кожи T4SOMO с использованием локальной электромагнитной гипертермии: Метод. рекомендации / С.З. Фрадкин и др. Мн.: 1992. 12 с.
12. Stauffer P.R., Cetas T.C., Jones R.C. System for producing localized hyperthermia in tumors through magnetic induction heating of ferromagnetic implants // Nat. Cancer Inst. Monograph. 1982. P. 483-487.
13. Лариошин А.И., Паларионов В.Е. Низкоинтенсивные лазеры в медико-биологической практике. Казань: Изд-во "АБАК". 1997. 256 с.
14. Венков А.А. Лазерная гипертермия в лечении хирургических заболеваний. С-Пб.: 2001. 36 с.
15. Прошин В.И. Лазерный метод лечения новообразований кожи. М.: Медицина. 1982. 23 с.
16. Пустова Н.В. Комплексное лечение местно-распространенного рака органов полости рта и ротоглотки с использованием локальной СВЧ-гипертермии в условиях янгибирования кровотока. Ростов-на-Дону 1999. 28 с.
17. Тучин В.В. Основы взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с биотканями: дозиметрический и диагностический аспекты // Изв. РАН. Сер. Физ. 1995. Т. 59, № 6. С. 130-132.
18. Терапевтические применения полупроводниковых лазеров / А.М. Лисенкова, И.С. Малак, Н.М. Кескюфонтава, С.И. Чубаров // Полупроводниковые лазеры: Сб. науч. тр. Вып. 1. Мн.: БГУ. 1997. С. 162-205.
19. Гипертермия в онкологии / Всесоюзный симпозиум с международным участием. Мн.: 1990. 142 с.
20. Козлов Н.Б. Гипертермия: биохимические основы патогенеза, профилактики, лечения. Воронеж: Изд-во Воронежского университета. 1990. 46 с.
21. Воронков П.Ф., Тулинин В.А. Лазеры в медико-биологической практике. Рязань. 1980. 62 с.
22. Васильев В.Н. Оптические и лазерные технологии. С-Пб. Гос Инст-т точной механики оптики 2001. 251 с.
23. Медико-техническое обеспечение общей гипертермии в комплексном лечении злокачественных новообразований / С.З. Фрадкин и др. Мн., 2001. 123 с.
24. Ваккер А.В. Лечение распространенных форм рака гортани с применением модифицирующих факторов. Мн.: 1994. 34 с.

25. *Дмитренко Ю.О.* Пространственно-временная оптимизация лучевой терапии местнораспространенного рака гортани с использованием локальной СВЧ гипертермии. Омск 1994. 89 с.
26. *Календа Г.С.* Ранние реакции клеток на конизирующее излучение и их роль в защите и сенсбилизации. М.: 1982. 46 с.
27. *Ovinggaard I.* Simultaneous and sequential hyperthermia and radiation treatment of an experimental tumor and its surrounding normal tissue in vivo // *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. And Phys.* 1980. P. 1507-1511.
28. ВМЭ / Под ред. В.В. Петровского. М.: Советская энциклопедия. 1976. 510 с.
29. *Козлова А.Н.* Морфофункциональная характеристика эпителия бронхов в онтогенезе человека и в экспериментальных условиях. Оренбург. 1997. 28 с.
30. *Трусов О.А., Черняев А.Л., Лысова Н.П.* Аденокарциномный рак трахеи // *Пульмонология*, 1997. № 3. С. 92-93.
31. Структурная организация легочной дольки человека / Г.С. Шюшкин, В.В. Гончаров, Р.И. Валицкая и др. // *Морфология* 1999. № 4. С. 45-48.
32. *Акматаев Т.А.* Автономия и микротопография желез трахеи и главных бронхов человека в постнатальном онтогенезе. М., 1989. 32 с.
33. *Козлов А.Е., Коцуг С.Д., Мельников Р.А.* Современные классификации опухолей. Книга № Штимица 1990. 166 с.
34. Optical properties of normal and carcinomatous bronchial tissue / J. Qu, G. MacAulay, S. Lam, V. Palcis // *Appl Opt.* 1994. Vol. 33, № 31. P. 7397-7405.
35. Моделирование тепловых процессов при взаимодействии некоагулирующего лазерного излучения с многослойной биотканью / Ю.Н. Шербаков, А.Н. Якунин, И.В. Ярославский, В.В. Тучин // *Опт. и спектроскопия*. 1994. Т. 76, № 5. С. 845-850.
36. *Ярославский И.В., Тучин В.В.* Распространение света в многослойных средах. Моделирование методом Монте-Карло // *Опт. и спектроскопия*. 1992. Т. 72, № 4. С. 934-939.
37. *Ермаков С.М., Мизайлов Г.А.* Курс статистического моделирования. М. Наука. 1976. 320 с.

Т. Н. Зырянова, А. М. Лисенкова.

## СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ВЛИЯНИЯ КРАСНОГО И ИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБМЕН ГЛУТАМАТА В ТКАНЯХ КРЫС

Необходимость проведения исследований воздействия излучения видимой и инфракрасной (ИК) областей на организм экспериментальных животных появилась в связи с бурным развитием низкоинтенсивной лазерной терапии, которая осуществлялась вначале только при помощи He-Ne лазера, а в последние годы и полупроводниковыми лазерами, излучающими в ближнем ИК диапазоне. Положительные эффекты лазерной терапии отмечены при лечении заболеваний терапевтического профиля (пневмоний, артритов, кардиологических патологий и др.), а также в дерматологической практике и лечении неврологических заболеваний периферического и центрального генеза [1, 2]. Ввиду сложности взаимодействия низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) с биообъектами, современные представления о механизмах общего и местного действия лазерного излучения на живой организм остаются во многом неполными и недостаточно изученными, по-прежнему актуальны проблемы выбора режима облучения. В этом плане несомненный интерес представляло сравнительное изучение действия красного ( $\lambda = 632,8$  нм) и ИК лазеров с различной длиной волны ( $\lambda = 1150$  нм, и  $\lambda = 877$  нм) на активность глутаматдегидрогеназы (ГДГ) – одного из основных ферментов обмена глутаминовой кислоты (ГК), играющей существенную роль в регуляции энергетического обмена митохондрий и являющейся связующим звеном в превращении углеводов и аминокислот на уровне цикла Кребса, а также медиатором синаптической передачи в центральной нервной системе [3]. С учетом мембранотропного действия лазерного излучения, сопровождающегося изменением конформации и структурно-функциональными перестройками мембран [4], было определено содержание продуктов перекисного окисления липидов (ПОЛ) – малонового диальдегида (МДА) и активность каталазы – одного из ферментов антиоксидантной защиты, являющегося акцептором НИЛИ в тканях крыс, подвергнутых воздействию лазерного излучения различных длин волн.

Исследования проведены на беспородных белых крысах массой 150-180 г. Для облучения использовали гелий-неоновые лазеры не-

прерывного действия, излучающие в видимой и ближней ИК области ( $\lambda = 632,8$  нм, мощность  $P = 25$  мВт и  $\lambda = 1150$  нм,  $P = 21$  мВт) и полупроводниковый лазер ( $\lambda = 877$  нм,  $P = 10$  мВт). Активность ГДГ, зависящую от никотинамидадениндинуклеотида окисленного (НАД<sup>+</sup>) и восстановленного (НАДН), определяли спектрофотометрически [5], белок – по Лоури [6], количество МДА – по реакции с 2-тиобарбитуровой кислотой [7], активность каталазы – спектрофотометрически по убыли H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> в среде инкубации [8].

Низкоинтенсивное лазерное воздействие красной области спектра ( $\lambda = 632,8$  нм) на теменную и эпигастральную области крыс вызывает изменения скорости синтеза и дезаминирования ГК в головном мозге и печени животных в зависимости от дозы, определяемой экспозицией лазерного света. Самые значительные изменения скорости восстановительного аминирования 2-оксоглутарата (2-ОГЛ) и окислительного дезаминирования глутамата наблюдались при 20-минутной экспозиции лазерного излучения с  $\lambda = 632,8$  нм (доза  $W_E = 22,8$  Дж/см<sup>2</sup>) как в головном мозге, так и в печени экспериментальных животных.

Учитывая высокую биологическую активность лазеров ИК диапазона, связанную с большей глубиной проникновения, в сравнении с лазерным излучением видимой области спектра, была изучена эффективность действия НИЛИ различных длин волн. Все исследованные экспозиции (5-20 минут) ИК лазерного излучения с  $\lambda = 1150$  нм не вызвали достоверных изменений скорости синтеза и дезаминирования ГК, хотя использованные дозы ИК излучения были сопоставимы с дозами красного лазерного излучения. Лишь при 15- и 20-минутной экспозициях была отмечена тенденция к увеличению активности дезаминирующей ГДГ.

Результаты исследования действия НИЛИ ближнего ИК диапазона ( $\lambda = 870$  нм) на активность ГДГ приведены в табл. I. Облучение теменной области в течение 10 и 20 минут вызывало достоверное повышение в головном мозге активности дезаминирующей ГДГ в среднем на 20% и снижение активности аминирующей ГДГ до 20%. Воздействие на эпигастральную область ближнего ИК излучения приводило к достоверному повышению скорости синтеза и дезаминирования ГК в печени при 10- и 20-минутных экспозициях.

Необходимо отметить, что при действии ИК излучения с  $\lambda = 877$  нм направленность изменений аминирующей и дезаминирующей ГДГ в тканях крыс была такой же, как и при воздействии лазер-

ного излучения красной области спектра. Кроме того, аналогичная ответная реакция со стороны ГДГ наблюдалась при дозах воздействующего НИЛИ ИК спектра почти в 2 раза меньших, чем при лазерном излучении с  $\lambda = 632,8$  нм.

Таблица 1

Активность НАД'- и НАДН-ГДГ в печени и головном мозге белых крыс при ИК-лазерном облучении теменной и эпигастральной областей в зависимости от экспозиции (нмоль НАДН/мг белка за мин), ( $\lambda = 877$  нм,  $P = 10$  мВт)

Серия опыта	$W_p, \text{ Дж/см}^2$	Головной мозг		Печень	
		НАД'-ГДГ	НАДН-ГДГ	НАД'-ГДГ	НАДН-ГДГ
Контроль		34,0 ± 1,2	166,1 ± 3,2	162,2 ± 3,8	590,0 ± 5,4
Облучение 1 мин	0,6	36,0 ± 1,4	162,8 ± 3,0	170,3 ± 1,2	601,8 ± 4,6
Контроль		35,3 ± 1,3	161,2 ± 4,4	161,1 ± 3,2	603,1 ± 3,2
Облучение 10 мин	6,0	43,4 ± 1,1*	129,0 ± 4,0*	19,0 ± 3,0*	687,5 ± 2,4*
Контроль		33,8 ± 0,8	162,1 ± 3,4	160,4 ± 1,8	598,1 ± 4,0
Облучение 20 мин	12,0	39,9 ± 1,4*	137,8 ± 4,2*	184,4 ± 2,1*	669,9 ± 3,8*

\* – достоверные изменения активности по отношению к контролю для уровня значимости  $p \leq 0,05$ .

Обнаруженное увеличение активности дезаминирующей ГДГ, снижение активности аминированной ГДГ, уменьшение содержания аминокислот глутаминовой группы (глутамата, аланина, аспартата) и аммиака, выявленное нами ранее, свидетельствует о том, что в печени и в «большом» (энергетическом) компартменте головного мозга при низкоинтенсивном лазерном воздействии усиливается использование углеродного скелета аминокислот для энергетических целей. Аминокислоты глутаминовой группы служат, вероятно, дополнительным источником для пополнения пула метаболитов цикла Кребса в результате изменения энергетического баланса при лазерном воздействии. Об усилении энергетического обмена при воздействии на животный организм красного и инфракрасного лазерного излучения свидетельствуют литературные данные об увеличении синтеза аденозинмонофосфата (АМФ), циклического аденозинмонофосфата ( $\alpha$ -АМФ), которые активируют ферменты цикла Кребса, об изменении пула адениновых нуклеотидов, сопровождающимся дополнительным синтезом аденозинтрифосфата (АТФ) [4].

Усиление биоэнергетических процессов при лазерном воздействии излучения красной и ближней ИК областей спектра связано в первую

очередь с мембранотропным действием излучения, изменением конформации и структурно-функциональными перестройками мембран, повышением электрохимического потенциала, изменением  $\text{Ca}^{2+}$ -связывающей способности мембран, изменениями интенсивности течения процессов свободнорадикального окисления в липидной фазе плазматических и митохондриальных мембран [9].

Проведенное определение количества МДА в условиях лазерного облучения ( $\lambda = 632,8$  нм) животных показало, что НИЛИ красной области спектра вызывает незначительное повышение уровня вторичных продуктов ПОЛ (табл. 2).

Таблица 2

Активность каталазы и содержание МДА в печени крыс при воздействии НИЛИ с  $\lambda = 632,8$  нм на эпигастральную область

Серия опытов	МДА нмоль/мг белка	Каталаза мкмоль/мг белка за мин
Контроль	$0,72 \pm 0,02$	$20,5 \pm 3,1$
Облучение 1 мин	$0,78 \pm 0,04$	$21,9 \pm 3,2$
Контроль	$0,70 \pm 0,01$	$21,1 \pm 2,3$
Облучение 10 мин	$0,85 \pm 0,01^*$	$24,9 \pm 3,2^*$
Контроль	$0,71 \pm 0,05$	$21,8 \pm 2,4$
Облучение 20 мин	$0,77 \pm 0,04$	$25,5 \pm 3,1$

\* – достоверные изменения активности по отношению к контролю для уровня значимости  $p \leq 0,05$

Достоверное повышение количества МДА на 22% обнаружено только при 10-минутной экспозиции. Облучение эпигастральной области крыс лазерным излучением ИК диапазона ( $\lambda = 877$  нм) в течение 10 минут также вызывало повышение содержания МДА на 28% по отношению к контролю. Действие ИК излучения на митохондрии приводило к достоверному снижению уровня МДА при 5-и 10-минутной экспозиции и вызывало тенденцию к повышению количества МДА при 15-минутном воздействии (табл.3).

Выявленную нами незначительную активацию ПОЛ в митохондриальных мембранах при действии на животный организм лазерного излучения красного и ИК спектра следует, вероятно, рассматривать как универсальную реакцию организма на воздействие, т. к. деструктивная роль продуктов ПОЛ проявляется в случае их значительного накопления и ослабления антиоксидантной защиты. При низкоинтенсивном лазерном воздействии ( $\lambda = 632,8$  нм,  $\lambda = 877$  нм) нами обнаружена достоверная активация одного из ферментов антиоксидантной защиты –

каталазы — практически при всех используемых экспозициях (см табл 2, 3)

Таблица 3

Активность каталазы и содержание МДА в печени крыс при воздействии ИК-излучения ( $\lambda = 877$  нм) в условиях *in vitro* и *in vivo*

Серия опытов	МДА нмоль/мг белка	Каталаза мкМоль/мг белка эв мин
Контроль	$0,70 \pm 0,02$	$21,1 \pm 2,3$
Облучение <i>in vivo</i> 10 мин	$0,90 \pm 0,03^*$	$24,3 \pm 1,9$
Контроль	$0,65 \pm 0,02$	$20,5 \pm 2,8$
Облучение <i>in vitro</i> 5 мин	$0,49 \pm 0,03^*$	$22,1 \pm 3,1$
Облучение <i>in vitro</i> 10 мин	$0,57 \pm 0,04$	$23,2 \pm 2,0$
Облучение <i>in vitro</i> 15 мин	$0,70 \pm 0,02$	$24,0 \pm 1,9^*$

\* — достоверные изменения активности по отношению к контролю для уровня значимости  $p \leq 0,05$

Повышение активности каталазы в печени происходило как в условиях облучения *in vivo*, так и при облучении *in vitro* надмитохондриальной фракции. Обнаружена незначительная индукция свободнорадикальных реакций при лазерном воздействии на липосомальные мембраны и лейкоциты [9]. Вероятно, лазерное воздействие, подобно умеренным стресс-воздействиям, вызывая незначительное накопление вторичных продуктов перекисидации липидов, мобилизует эндогенные антиоксидантные системы.

Не углубляясь в тонкие и до настоящего времени спорные первичные механизмы лазерного воздействия на организм, можно констатировать, что в основе первичных эффектов монохроматического видимого и ближнего ИК излучения находится поглощение квантов энергии лазерного света компонентами дыхательной цепи и в частности цитохром-с-оксидазой, находящейся в не полностью окисленном или восстановленном состоянии, а в одной из промежуточных форм. Данный процесс сопровождается ускорением переноса электрона в дыхательной цепи благодаря изменению редокс-свойств её компонентов, локализованный переходящий нагрев абсорбирующих хромофоров, увеличение концентрации супероксидного аниона вследствие активации дыхательной цепи. Кроме того, поглощение квантов лазерного света способствует возникновению колебательно-возбужденных состояний молекул. Первичное звено механизмов НИЛИ красной и ближней ИК областей спектра запускает по принципу триггерного эффекта комплекс вторичных реакций, в частности, индуцируются

свободнорадикальные реакции, в том числе ПОЛ, необходимые для последовательного обновения мембрано-клеточных структур [4]. Необходимо также принять во внимание и факт участия липо- и гидроперекисей в биосинтезе биологически активных соединений, необходимых для репаративных процессов. Умеренная перекисная модификация мембран приводит к изменению ионных потоков через митохондриальную мембрану и, как следствие, изменяется взаимоотношение путей синтеза и дезаминирования глутамата.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о достаточно эффективной способности НИЛИ красной ( $\lambda = 632,8$  нм) и ИК ( $\lambda = 877$  нм) областей спектра в диапазоне экспозиций (1–20 минут) и доз (1,14–22,8 Дж/см<sup>2</sup>) воздействовать на обмен ГК в тканях экспериментальных животных.

#### Литература

1. Механизмы биостимуляции низкоинтенсивного лазерного излучения / Под ред. Ляндреса И.Г. Мн., 1998. 116 с
2. *Tuner I., Hode I.* Low level laser therapy. Stockholm: Prima Books. 1999. 158 p.
3. *Петров В.И., Пиотровский Л.Б.* Возбуждающие аминокислоты. Волгоград: Офсет. 1997. 165 с.
4. *Кару Т.И.* Клеточные механизмы низкоинтенсивной лазерной терапии // Успехи совр. биол. 2001. Т.121, №1. С. 110–120
5. *Пикунев А.Т., Зырянова Т.Н., Джусурияи Н.А.* Активность некоторых ферментов обмена глутаминовой кислоты и цикла Кребса в головном мозге крыс при лазерном облучении // Радиобиология. 1984. Т. 24, № 1. С. 29–34.
6. *Lowry O.H., Rosenbrough N.J., Farr A.L.* Protein measurement with the Folin phenol reagent // J. Biol. Chem. 1951. Vol. 193 P. 256–275.
7. *Гаврилов В.Б., Гаврилова А.Р.* Анализ методов определения продуктов перекисного окисления липидов в сыворотке крови по тесту с ТБК // Вопр. мед. химии. 1987. Т. 33, № 1. С. 118–122.
8. *Aebi H.* Catalase in vitro // Methods in Enzymology. N.Y.: Acad. Press. 1984. Vol. 105. P. 121–126.
9. *Клебанов Г.И., Агчук Т.В., Владимиров Ю.А.* Влияние низкоинтенсивного лазерного излучения на пероксидацию мембранных липидов и концентрацию ионов кальция в цитозоле фагоцитов // Биол. мембраны. 2001. Т. 18, № 1. С. 42–50.

## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Ganjali M - 9  
 Nazas R - 3, 159  
 Khanokh B - 167  
 Kremlev E P - 159
- Андреев А Д - 66  
 Андреев Б. А - 67  
 Ануфрикс С. С. - 18  
 Апанасевич С. П - 99, 117, 122, 127
- Борисов А В - 18
- Варакса Ю А - 99 117
- Гаранович И. Л - 92  
 Гацкевич Е. И. - 132, 138  
 Гончаренко А. М - 92, 99  
 Горобец В. А - 145  
 Горобец Н Ю. - 18  
 Гуделев В. Г. - 14
- Данейко И. К. - 76, 80
- Жвавий С. П. - 132, 138  
 Жданович С. Н. - 70  
 Журик Ю. П. - 14
- Запорожченко В. А. - 26  
 Зырянова Т. Н. - 219
- Излев Г. Д. - 132, 138
- Казберук А. В. - 111  
 Катарквич В. М. - 26  
 Ковалев А. А. - 70  
 Кондратенко В. И. - 84  
 Кононенко В. К. - 46  
 Крамореза Л. И. - 59  
 Курстак Е. Ю. - 30
- Лисенков А. А. М. - 173, 219  
 Ляхнович А. В. - 99, 117, 122, 127
- Манал И. С. - 150, 173  
 Мацулевич А. А. - 145
- Науменко Е. К. - 162
- Loew E. V. - 159  
 Nitzan M - 167  
 Scheibner K. - 159  
 Tsvionchuk O. - 59
- Никитченко В. М. - 18  
 Николаева А. А. - 173
- Патрин А. - 155  
 Петрова Е. С. - 59  
 Петухов В. О. - 145  
 Писарчик С. П. - 41  
 Полищук В. С. - 46
- Рубанов А. С. - 65  
 Рубинов А. Н. - 26
- Самофалов А. Л. - 84  
 Семглазов А. Г. - 129  
 Семченко И. В. - 84  
 Серебрякова Л. М. - 65  
 Спницын Г. В. - 99, 105, 111, 117, 122, 127
- Спиридонов А. А. - 76, 80  
 Суслев В. - 155
- Тарковский В. В. - 18
- Фираго В. А. - 150
- Хапалюк А. П. - 53  
 Хаткевич А. Г. - 36  
 Хаткевич Л. А. - 36  
 Хахомов С. А. - 84  
 Хило Н. А. - 59  
 Хило П. А. - 59  
 Ходасевич М. А. - 99, 105, 117  
 Ходинский М. Н. - 150
- Царюк О. В. - 162
- Шараев Д. Н. - 132, 138
- Эфендиев Т. Ш. - 26
- Ясюкевич А. С. - 99, 105, 117

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Haas R.</i> The photon theory the fifth dimension as a solution of the unusual Einstein-Podolsky-Rosen paradox .....	3
<i>Ganjali M.</i> Development of computation of new design of resonator .....	9
<i>Гудевев В. Г., Журик Ю. П.</i> Сжатие шумового эллипса в фазовом пространстве амплитуд генерации двухчастотного He-Ne лазера в поперечном магнитном поле .....	14
<i>Ануфрик С. С., Тарковский В. В., Никитченко В. М., Борисов А. В., Горобец Н. Ю.</i> Структурная модификация и формирование спектрально-люминесцентных свойств кумаринов .....	18
<i>Эфендиев Т. Ш., Катаркевич В. М., Рубинов А. Н., Запорожченко В. А.</i> Малогабаритный пикосекундный РОС-лазер на основе активированного красителем желатинового геля .....	26
<i>Курстак В. Ю.</i> Влияние тепловой фазовой решетки на характеристики ультракоротких импульсов, генерируемых РОС-лазером на красителях .....	30
<i>Хаткевич А. Г., Хаткевич Л. А.</i> О групповой основе квантовой кристаллооптики .....	36
<i>Писирчик С. П.</i> Использование симметричных свойств гамльтониана многоэлектронной системы .....	41
<i>Пилищук В. С., Кононенко В. К.</i> Оптимизация волноводной структуры гетеролазеров в системе ZnCdSe-ZnSeS .....	46
<i>Хапалюк А. П.</i> Дифракция световых пучков на плоских экранах .....	53
<i>Хило Н. А., Кримерова Л. И., Хило П. А., Петрова Е. С.</i> Исследование поляризационных и энергетических свойств бесселевых световых пучков в плоскострающих средах .....	59
<i>Рубанов А. С., Серебрякова Л. М.</i> Об ассоциативном восстановлении информации тонкой голограммой в петле обратной связи на основе адаптированного ОВФ-зеркала .....	65
<i>Ковалев А. А., Жданович С. Н.</i> Лазерно-голографическая система оперативной записи и голограмм на фототермопластических материалах излучением двухканального Nd YAG-лазера .....	70
<i>Данейко И. К., Спиридонов А. А.</i> Спектральный метод численного решения задачи распространения плоской волны в случайно-неоднородной среде .....	76
<i>Данейко И. К., Спиридонов А. А.</i> Численное решение задачи распространения волнового пучка в случайно-неоднородной среде .....	80

<i>Семченко И. В., Хахомов С. А., Кондратенко В. И., Симофанов А. Л.</i> Исследование поляризации электромагнитного излучения, рассеянного на металлической спирали .....	84
<i>Гончаренко А. М., Гаранович Н. Л.</i> Эллиптические световые пучки в керровской среде .....	92
<i>Гончаренко А. М., Ситицын Г. В., Апанасевич С. П., Ляхнович А. В., Ясюкевич А. С., Ходасевич М. А., Варакса Ю. А.</i> Моделирование полностью оптических планарных устройств коммутации с использованием эпитаксиальных интерферометров Фабри-Перо на основе арсенида галлия .....	99
<i>Ситицын Г. В., Ходасевич М. А., Ясюкевич А. С.</i> Кодирование информации на основе вейвлетов с предельным разрешением в оптических коммуникационных системах .....	105
<i>Казберук А. В., Ситицын Г. В.</i> О распределении световых полей у поверхности нелинейного интерферометра Фабри-Перо со встроеной поперечной дифракционной решеткой .....	111
<i>Ясюкевич А. С., Ситицын Г. В., Апанасевич С. П., Ляхнович А. В., Ходасевич М. А., Варакса Ю. А.</i> Автоматизированный лазерный стенд для исследования полностью оптических устройств для передачи и обработки информации .....	117
<i>Ляхнович А. В., Ситицын Г. В., Апанасевич С. П.</i> Мультиплексирование цифровых информационных оптических сигналов в планарных матрицах бистабильных пикселей .....	122
<i>Ляхнович А. В., Ситицын Г. В., Апанасевич С. П.</i> Применение компьютерного управления в эксперименте по моделированию полностью оптических планарных цепей .....	127
<i>Гацкевич Е. И., Ивалев Г. Д., Жваный С. П., Шараев Д. Н.</i> Оптические параметры Si, Ge, GaAs и InSb, расплавленных импульсным лазерным нагревом .....	132
<i>Гацкевич Е. И., Жваный С. П., Ивалев Г. Д., Шараев Д. Н.</i> О возможности конвективного переноса тепла в процессе лазерно-индуцированного плавления кремния .....	138
<i>Петухов В. О., Горобец В. А., Матукевич А. А.</i> Лазерное трассовое детектирование малых концентраций N <sub>2</sub> O – одного из основных разрушителей защитного озонового слоя земли .....	145
<i>Фираго В. А., Ходинский М. Н., Манаж И. С.</i> Лазерный диодный влагомер .....	150
<i>Патрин А., Суслов В.</i> Лазерные диоды – объект виртуальной лаборатории .....	155
<i>Talmanchuk O., Haas R., Loew E. V., Kremlev E. P., Scheihner K.</i> Influence of light radiation on the activity of manganese peroxidase .....	159
<i>Науменко Е. К., Царук О. В.</i> Применение поляризованного лазерного излучения для зондирования крови .....	162

<i>Khanokh B., Nitzan M</i> The photoplethysmography (PPG) apparatus for diagnosis of the peripheral blood circulation .....	167
<i>Николаева А. А., Манак Н. С., Лисенкова А. М.</i> Гипертермия онкологических новообразований.....	173
<i>Зырянова Т. Н., Лисенкова А. М.</i> Сравнительная характеристика влияния красного и ИК лазерного излучения на обмен глутамата в тканях крыс .....	219
<b>Авторский указатель</b> .....	225