

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НА ОБЪЕМНОЙ ПРОПУСКАЮЩЕЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

© 2009 г. Н. В. Ионина

Санкт-Петербургский Государственный университет информационных технологий,
механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: shurch@yandex.ru

Рассмотрены особенности преобразования спектра и формы импульсов некогерентного излучения при дифракции на объемной пропускающей фазовой голографической решетке. Показана возможность формирования в дифрагированном световом пучке пары фемтосекундных пиков с изменяемой временной задержкой.

Ключевые слова: некогерентное излучение, дифракция, голографическая решетка, фемтосекундный лазер.

Коды OCIS: 090.0090, 090.2900

Поступила в редакцию 10.02.2009

В работе численно и экспериментально исследованы некоторые особенности временной и спектральной структуры импульсов некогерентного излучения при дифракции на объемной полимерной фазовой пропускающей голографической решетке.

При широком использовании дифракционных решеток разного рода в оптике сверхкоротких импульсов, лазерной технике, волноводной оптике [1, 2] представляется, что описания особенностей работы пропускающих решеток в случае сверхкоротких световых импульсов далеко не исчерпывают разнообразия возможных условий и результатов применения. В данной работе рассматривалась объемная пропускающая фазовая голограмма-решетка, формирующаяся в результате модуляции показателя преломления n светочувствительной среды. Такие голограммы обладают высокой угловой селективностью и высокой дифракционной эффективностью, которая для монохроматического излучения может достигать в пределе 100%. При этом по сравнению с отражательными объемными голограммами-решетками объемные пропускающие голографические решетки менее чувствительны к изменению среднего показателя преломления регистрирующей среды и, соответственно, имеют более высокую стабильность голографических параметров.

Для такой голограммы периодическое изменение показателя преломления в пространстве можно описать зависимостью вида

$$n(\mathbf{r}) = \bar{n} + n_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\bar{n}$ – средний показатель преломления регистрирующей среды, n_1 – амплитуда модуляции показателя преломления, $\mathbf{K}$ – вектор решетки; $|\mathbf{K}| = 2\pi/d$; d – период решетки, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор точки среды. Предполагается также, что параметры голограммы-решетки не изменяются при прохождении светового пучка.

При анализе процесса дифракции на голограмме сверхкоротких импульсов излучения использовалось спектральное представление светового поля, что продуктивно для сверхкоротких импульсов, ширина спектра которых не позволяет считать их монохроматическими. Соответственно комплексная амплитуда падающей на голограмму-решетку волны представлялась в виде

$$E_{\text{in}}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{in}}(\omega) \exp(-j\rho'(\omega) \cdot \mathbf{r}) \exp(j\omega t) d\omega, \quad (2)$$

где $E_{\text{in}}(\omega)$ – спектр Фурье комплексной амплитуды падающей волны $E_{\text{in}}(\mathbf{r}, t)$, ω – круговая частота излучения, $\rho'(\omega)$ – волновой вектор падающего на голограмму излучения.

Рассматривались собственно дифракционные явления (влияние преломления и френелевского отражения от поверхностей исключалось), для чего средний показатель преломления голограм-

мы полагался равным показателю преломления окружающей среды.

Для описания воздействия фазовой объемной решетки вида (1) на проходящий световой импульс использовалось представление частотных передаточных функций объемных голограмм, полученных в теории связанных волн [3]. При этом поле внутри голограммы представлялось в виде суммы волн нулевого порядка $R(\mathbf{r}, t)$ и дифрагированной $S(\mathbf{r}, t)$, каждая из которых, в свою очередь, описывалась суперпозицией плоских монохроматических волн, распространяющихся в одном направлении [4],

$$E(\mathbf{r}, t) = R(\mathbf{r}, t) + S(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega, z) \exp(-j\rho(\omega) \cdot \mathbf{r}) \exp(j\omega t) d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, z) \exp(-j\sigma(\omega) \cdot \mathbf{r}) \exp(j\omega t) d\omega, \quad (3)$$

где $R(\omega, z)$, $S(\omega, z)$ – комплексные амплитуды плоских компонентов волн нулевого порядка и

дифрагированной; z – координата по оси OZ , нормальной к поверхности голограммы; $\rho(\omega)$ – волновой вектор волны нулевого порядка, $|\rho(\omega)| = \beta(\omega) = \omega n/c$, c – скорость света в вакууме, $\sigma(\omega)$ – волновой вектор дифрагированной волны. Вектор $\mathbf{E}$ нормален плоскости XOZ . Внутри голограммы [3] $\sigma(\omega) = \rho(\omega) - \mathbf{K}$ (см. рис. 1).

Учитывая линейность волновых уравнений теории связанных волн для объемных голограмм, комплексные амплитуды плоских компонентов можно записать в виде [5]

$$R(\omega, z) = \Pi_R(\omega, z) E_{\text{in}}(\omega), \quad (4)$$

$$S(\omega, z) = \Pi_S(\omega, z) E_{\text{in}}(\omega).$$

Здесь $\Pi_R(\omega, z)$, $\Pi_S(\omega, z)$ – частотные передаточные функции объемной пропускающей фазовой голограммы [6]:

$$\Pi_R(\omega, z) = \exp(-j\xi(\omega)) \left[\cos \left[\sqrt{\xi(\omega)^2 + v(\omega)^2} \right] + j \left[\xi(\omega) \sin \sqrt{\xi(\omega)^2 + v(\omega)^2} / \sqrt{\xi(\omega)^2 + v(\omega)^2} \right] \right], \quad (5)$$

$$\Pi_S(\omega, z) = -j\sqrt{\rho_z(\omega)/\sigma_z(\omega)} \exp(-j\xi(\omega)) v(\omega) \sin \sqrt{\xi(\omega)^2 + v(\omega)^2} / \sqrt{\xi(\omega)^2 + v(\omega)^2}, \quad (6)$$

где брэгговская расстройка и сила решетки определяются соответственно как

$$\xi(\omega) = \left[\beta(\omega)^2 - |\sigma(\omega)|^2 \right] T / (4|\sigma_z(\omega)|), \quad (7)$$

$$v(\omega) = \omega \beta(\omega) n_1 T / (2c \sqrt{|\sigma_z(\omega)| \rho_z(\omega)}).$$

Здесь подстрочный индекс z означает проекцию вектора на ось OZ , T – толщина голограммы.

Численные эксперименты проводились для условий, соответствующих реальной голографической регистрирующей среде (полиметилметакрилат с фенантренхином) [7, 8] и параметрам излучения лазера на сапфире с титаном (длина волны излучения $\lambda = 810\text{--}815$ нм, длительность импульсов излучения 20–30 фс). Спектр Фурье комплексной амплитуды падающей волны задавался в виде

$$E_{\text{in}} = \exp \left[- \left(\omega - 2,32 \times 10^{15} \right)^2 / 2 \left(0,075 \times 10^{15} \right)^2 \right] \quad (8)$$

и соответствовал импульсу с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 812$ нм и длительностью $\tau \approx 27$ фс по уровню $1/e$ максимальной интенсивности (см. рис. 1б).

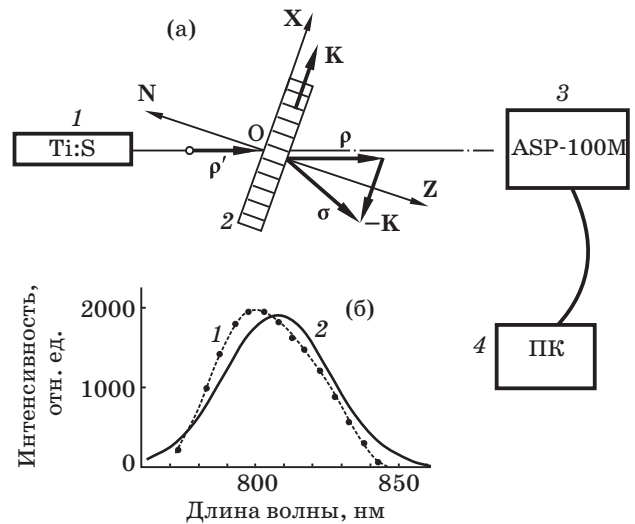


Рис. 1. а – схема эксперимента. 1 – фемтосекундный лазер, 2 – объемная пропускающая голограмма с векторной диаграммой реконструкции, 3 – автоматизированный спектрометр ASP-100M, 4 – компьютер, N – нормаль к поверхности голограммы; б – спектр падающего на голограмму излучения. 1 – экспериментальный, 2 – расчетный.

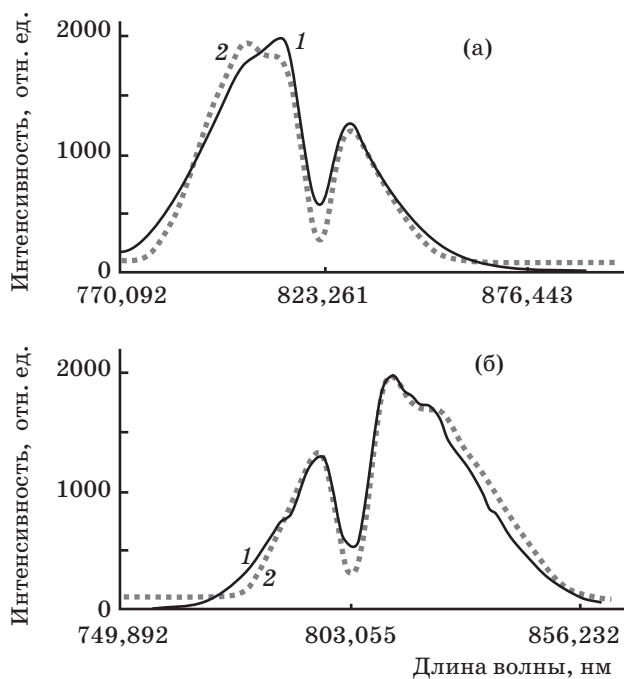


Рис. 2. Спектр излучения в нулевом порядке дифракции на выходе голограммы. $n_1 = 0,0001$, $d = 0,00295$ мм, $T = 2,52$ мм, $\lambda_0 = 812$ нм. а – угол падения $\theta = 0,094$ рад, б – $\theta = 0,092$ рад, 1 – расчет, 2 – эксперимент.

Средний показатель преломления регистрирующей среды принимался равным $\tilde{n} \approx 1,49$ [8]. При расчетах учитывалась материальная дисперсия среды как дисперсия полиметилметакрилата в области частот $[2 \times 10^{15}, 4,1 \times 10^{15}] \text{ с}^{-1}$ [9]

$$n(\omega) = 1,48474 - 0,00441\omega / 10^{15} + 0,00191\left(\omega / 10^{15}\right)^2. \quad (10)$$

При указанных условиях проведено численное моделирование эволюции формы и спектра сверхкороткого (немонохроматического) импульса при дифракции излучения на объемной пропускающей фазовой решетке.

Полученные для различных значений параметров n_1 и T зависимости говорят о сложном характере связи между параметрами голограммы и формой и спектром импульсов как дифрагированного, так и прямопроходящего излучения (см. рис. 2, 3). Как видно из графиков, спектр импульсов может претерпевать существенные изменения (и в нулевом, и в первом порядках дифракции), которые определяются характером частотной передаточной функции голограммы-решетки. Изменения спектров сопровождаются сложным изменением формы огибающей импульсов излучения.

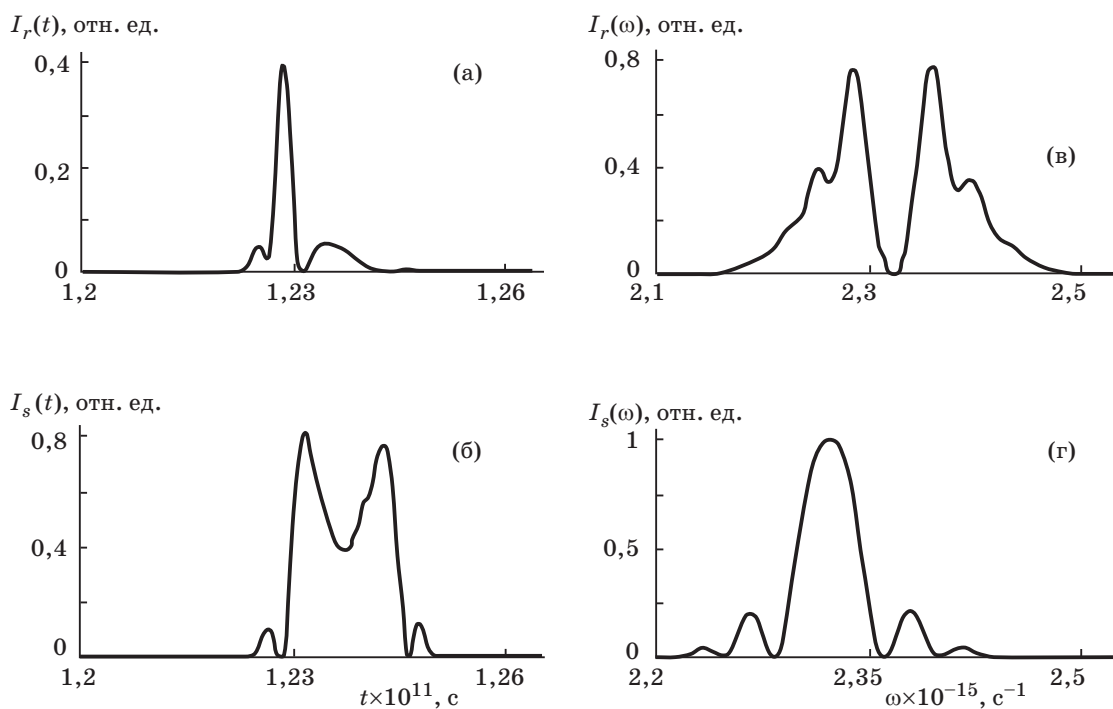


Рис. 3. Форма и спектр импульса на выходе голограммы. а, в – в нулевом порядке дифракции; б, г – в первом порядке дифракции, $n_1 = 0,0005$, $d = 0,00295$ мм, $T = 2,45$ мм.

Однако при некоторых значениях n_1 и T в структуре огибающей импульса в первом порядке дифракции $I_s(t)$ появляется определенная регулярность. А именно, формируются два фемтосекундных максимума (пичка) с длительностью (τ_{out}), несколько превышающей длительность импульса падающего излучения, и имеющих один относительно другого временную задержку Δt (см. рис. 4а). Спектр импульса $I_s(\omega)$ в этом случае приобретает характерный вид с глубокой модуляцией по интенсивности (рис. 4в). Как показывают расчеты, задержка (временной интервал) Δt изменяется при изменении угла падения излучения на голограмму (θ). График зависимости $\Delta t(\theta)$ приведен на рис. 5.

Для оценки корректности расчетной модели был проведен контрольный эксперимент по дифракции фемтосекундного импульса на объемной пропускающей фазовой голограмме-решетке с известными параметрами [8, 10]: $T \approx 2,52$ мм, $n_1 \approx 10^{-4}$, $\tilde{n} \approx 1,49$, $d \approx 2,95 \times 10^{-3}$ мм. Условия дифракции были выбраны так, чтобы получить характерные и ожидаемые изменения параметров импульса, фиксируемые прямыми измерениями:

а) минимум в спектре нулевого порядка, определяемый контуром спектральной селективности объемной голограммы и соответствующий

условиям Брэгга для заданной длины волны и заданной решетки [11];

б) “смещение” этого минимума по спектру при изменении угла падения излучения на голограмму и соответствие этого “смещения” изменению условий Брэгга.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Источником излучения в эксперименте служил фемтосекундный лазер 1 на сапфире с титаном “Фемос-2” (Новосибирского государственного университета). Средняя мощность его излучения 80–100 мВт, энергия в импульсе до 100 нДж, частота повторения импульсов длительностью 15–50 фс порядка 80 МГц. Пучок излучения диаметром примерно 2 мм в поперечном сечении имеет гауссово распределение интенсивности. Расходимость пучка – порядка десятых долей миллирадиана. Излучение лазера с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 812$ нм и длительностью импульса $\tau \approx 27$ фс (по уровню $1/e$ максимальной интенсивности) падает на объемную пропускающую фазовую голограмму-решетку 2, установленную на поворотном столике, обеспечивающем изменение углового положения с точностью до 0,05 мрад. Излучение нулевого порядка дифракции с выхода голограммы подается на вход автоматизированного спектрометра ASP-100M (ООО “Авеста-Проект”),

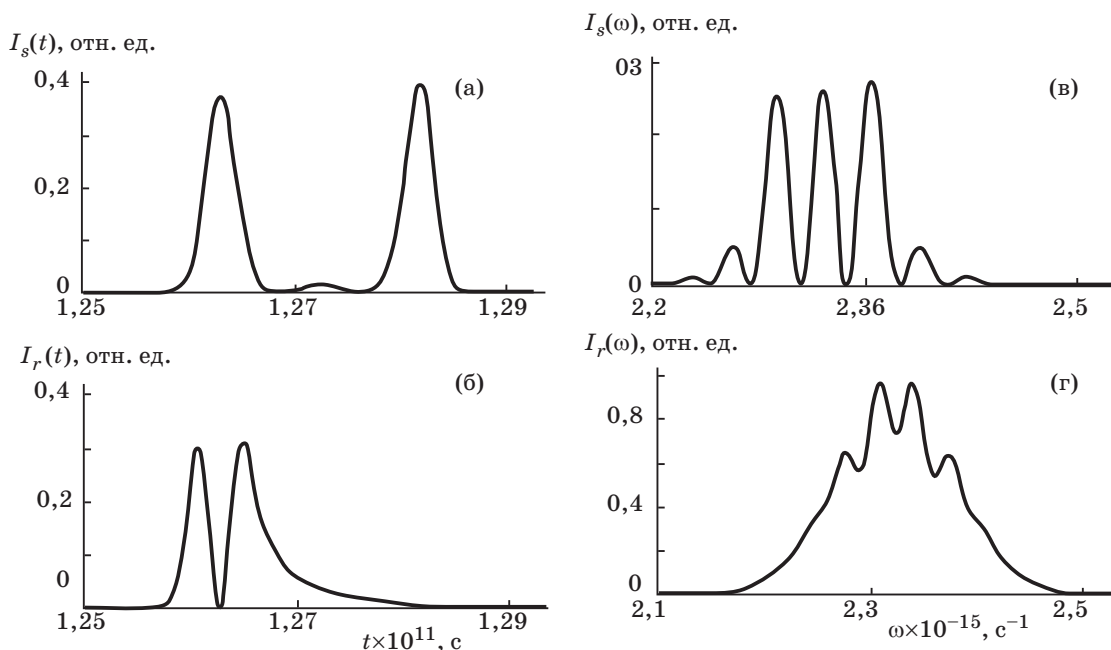


Рис. 4. Формирование в первом порядке дифракции пары фемтосекундных пичков. а, в – форма и спектр импульса на выходе голограммы в первом порядке дифракции; б, г – форма и спектр импульса на выходе голограммы в нулевом порядке дифракции; $\lambda_0 \approx 812$ нм, $T \approx 2,52$ мм, $n_1 \approx 2,66 \times 10^{-4}$, $\tilde{n} \approx 1,49$, $d \approx 0,00295$ мм, $\theta \approx 0,093$ рад.

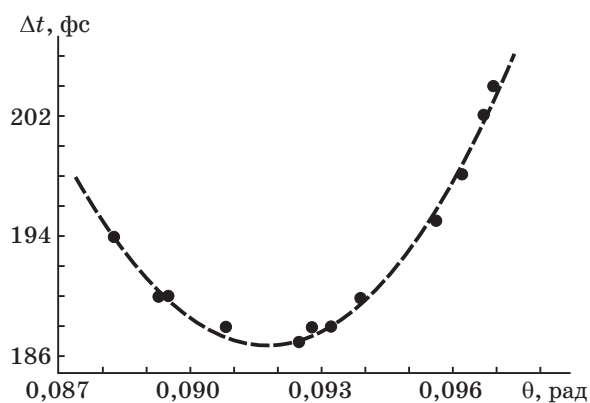


Рис. 5. Зависимость временного интервала Δt от угла падения излучения на голограмму.

связанного с персональным компьютером (ПК). Результаты измерения распределения интенсивности в исследуемом спектре излучения выводятся в виде графика на монитор ПК, а также формируют соответствующий файл с массивом численных данных, позволяющий проводить обработку результатов измерений. Результаты измерений и расчетов распределения интенсивности в спектрах нулевого порядка дифракции фемтосекундного импульса излучения представлены на рис. 2.

Приведенные графики показывают, что в экспериментальных спектрах нулевого порядка дифракции наблюдаются, как и предполагалось, минимум интенсивности и смещение положения этого минимума в сторону более высоких или низких частот в зависимости от угла падения излучения на голограмму. При этом экспериментальным кривым соответствуют расчетные зависимости.

По данным экспериментальных графиков и расчетных кривых (рис. 2.) были определены положения спектральных минимумов ($\omega_{\min}$) в зависимости от угла падения излучения на голограмму (см. таблицу). Как видно из приведенных в таблице данных расчетные значения соответствуют экспериментальным.

Зависимость положения спектральных минимумов $\omega_{\min}$ от угла падения излучения θ

θ , рад	0,0905	0,0919	0,0926	0,0932	0,0939	0,0949	0,0955	0,0963	0,097
Экспериментальные значения $\omega_{\min} \times 10^{-15}, \text{с}^{-1}$	2,22	2,23	2,24	2,27	2,29	2,31	2,33	2,35	2,39
Расчетные значения $\omega_{\min} \times 10^{-15}, \text{с}^{-1}$	2,22	2,24	2,25	2,27	2,29	2,31	2,33	2,35	2,39

Таким образом, при численном анализе воздействия объемной фазовой пропускающей полимерной голограммы-решетки на фемтосекундный (немонохроматический) световой импульс продемонстрировано, что временная и спектральная структуры импульса на выходе голограммы, как в 0-м, так и в 1-м порядках дифракции в целом сложным образом зависят от параметров решетки. При этом соответствие результатов расчетов и данных контрольного эксперимента позволяют говорить о корректности расчетной модели.

В то же время при моделировании установлено, что для определенных значений параметров решетки возможно сформировать в 1-м порядке дифракции импульс с определенной формой огибающей в виде пары фемтосекундных пиков, временной интервал между которыми меняется в зависимости от угла падения излучения на голограмму. Такая особенность может быть, например, использована в системах обработки, передачи и кодирования информации, экспериментах по исследованию свойств различных оптических сред.

Автор выражает благодарность С.Э. Путилину за помощь в проведении экспериментов и Ю.Л. Корзину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
2. Оптика наноструктур. СПб.: Недра, 2005. 361с.
3. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram grating // Bell Syst. Techn. 1969. V. 48. № 9. P. 2909–2947.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
5. Корзинин Ю.Л., Киба И.А. Канализация энергии в объемных пропускающих фазовых решетках // Сб. трудов и официальных материалов V Междунар. конфер. "Голография ЭКСПО-2008". СПб.: 2008. С. 123–127.

6. *Solytar L., Cook D.J.* Volume Holography and Volume Gratings. London: Academic Press, 1988.
 7. *Вениаминов А.В., Седунов Ю.Н., Попов А.П., Бандюк О.В.* Постэкспозиционное поведение голограмм под влиянием диффузии макромолекул // *Опт. и спектр.* 1996. Т. 81. В. 4. С. 676–680.
 8. *Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Черкасов А.С., Гаврилюк Е.Р., Андреев П.В.* Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхином // *Оптический журнал.* 2000. Т. 67. № 12. С. 27–33.
 9. *Физические величины. Справ. / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З.* М.: Энергоатомиздат, 1991.
 10. *Ионина Н.В., Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А.* Предэкспозиционный контроль образцов полимерной регистрирующей среды // *Сб. трудов V Международной конференции “Прикладная оптика-2002”, СПб., 2002. Т. 2. С. 144–146.*
 11. *Андреева О.В., Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Городецкий А.А., Кушнаренок А.П., Лукомский Г.В., Парамонов А.А.* Исследование спектральной селективности объемных голограмм с помощью импульсного излучения фемтосекундной длительности // *Опт. и спектр.* 2004. Т. 96. № 2. С. 190–196.
-