

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

Голографические методы в фотонике и оптоинформатике

ДВУХЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Руководство к лабораторной работе
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

2012

Шмаков, Сергей Сергеевич
Шандаров, Станислав Михайлович

Двухлучевая интерферометрия = Голографические методы в фотонике и оптоинформатики: методические указания к лабораторной работе для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика» / С.С. Шмаков, С.М. Шандаров; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск: ТУСУР, 2012. - 22 с.

Целью данной работы является ознакомление с физическим явлением интерференции монохроматических волн и основами интерференционных методов исследования прозрачных (фазовых) неоднородностей. На примере регистрации интерферограмм с использованием интерферометра с формированием опорной и предметной волн от отдельных источников света дать более глубокое понимание явления интерференции. На примере исследования пламени свечи показать возможность получения количественной информации о пространственном распределении показателя преломления методами оптической интерферометрии и на основе полученных знаний оценить распределение температуры в пламени.

Пособие предназначено для студентов очной и заочной форм, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» по дисциплине «Голографические методы в фотонике и оптоинформатики».

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ

Зав. кафедрой ЭП

_____ С.М. Шандаров

« ___ » _____ 2012 г.

Голографические методы в фотонике и оптоинформатике

ДВУХЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

РАЗРАБОТЧИКИ:

ассистент каф. ЭП

_____ С.С. Шмаков

профессор каф. ЭП

_____ С.М. Шандаров

2012

Содержание

1 Введение	5
2 Теоретическая часть	5
2.1 Интерференция двух монохроматических волн	5
1.2 Использование двухлучевой интерференции в измерительных приборах	8
2.3 Обоснование возможности регистрации интерференции волн, сформированных от двух отдельных источников света	9
2.4 Контрольные вопросы	15
3 Экспериментальная часть	15
3.1 Оборудование	15
3.2 Задание	19
3.2.1. Смоделировать в среде mathcad процесс интерференции двух плоских волн	19
3.3 Порядок выполнения работы и методические указания	19
3.4 Содержание отчета	20
Список литературы	21

1 Введение

До появления голографии интерферометрия занималась изучением газов и жидкостей, зеркал и линз. Классическая интерферометрия всегда занималась только прозрачными или зеркально отражающими объектами.

Примером достижения в области классической интерферометрии служат шахтные интерферометры для определения опасной концентрации метана. Контроль при производстве оптических изделий. Измерение толщины очень тонких покрытий и сверхточный контроль (с точностью в половину длины волны и меньше) расстояний или перемещений. Экспресс-оценка качества обработки поверхностей.

Классическая интерферометрия занимается только прозрачными или зеркальными, слабо искажающими зондирующее излучение объектами. По способу взаимодействия с зондирующим излучением появилось деление объектов на фазовые (прозрачные) и диффузные (то есть отражающие, но не зеркальные).

Цель работы: на практике ознакомить студентов с физическим явлением интерференции монохроматических волн и основами интерференционных методов исследования прозрачных (фазовых) неоднородностей. На примере регистрации интерферограмм с использованием интерферометра с формированием опорной и предметной волн от отдельных источников света дать более глубокое понимание явления интерференции. На примере исследования пламени свечи показать возможность получения количественной информации о пространственном распределении показателя преломления методами оптической интерферометрии и на основе полученных знаний оценить распределение температуры в пламени.

2 Теоретическая часть

2.1 Интерференция двух монохроматических волн

Интерференционные методы находят широкое применение при исследовании фазовых неоднородностей, в частности, при исследовании газовых потоков. В данной работе мы дадим некоторые соотношения, описывающие интерференцию электромагнитных волн. Рассмотрим простейший случай, а именно, интерференцию двух монохроматических волн. Пусть на экран P (рис. 2.1) падает две монохроматические линейно поляризованные волны E_1 и E_2 , с параллельными векторами поляризации. Это позволяет использовать скалярное приближение. В силу линейности уравнений Максвелла по E для суммарной волны в плоскости P имеем:

$$E_p(x, y, t) = E_1(x, y, t) + E_2(x, y, t).$$

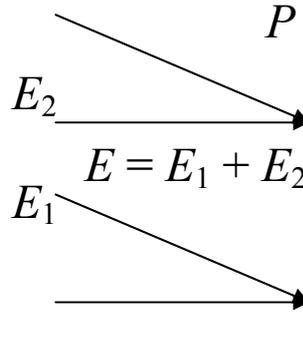


Рисунок 2.1 - Схема, поясняющая интерференцию двух волн

Для интенсивности излучения получим:

$$\begin{aligned}
 I(x, y, t) &= \langle [E_1(x, y, t) + E_2(x, y, t)]^2 \rangle = \\
 &= \langle [a_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1)]^2 + [a_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)]^2 + a_1 a_2 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \rangle = \\
 &= I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \langle \cos(\Delta\varphi + t\Delta\omega) \rangle + 2(I_1 I_2)^{1/2} \langle \cos((\omega_1 + \omega_2)t + \varphi_1 + \varphi_2) \rangle, \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

где $\Delta\varphi = \varphi_2(x, y) - \varphi_1(x, y)$, а $\langle \rangle$ обозначает усреднение по времени. Здесь и далее в некоторых случаях для сокращения записи зависимость переменных I , a и φ от координат (x, y) не обозначена.

Последнее слагаемое в (2.1) в результате усреднения по времени становится равным нулю, в итоге

$$\begin{aligned}
 I(x, y) &= I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2[I_1(x, y)I_2(x, y)]^{1/2} \times \\
 &\times \langle \cos(\Delta\varphi + t\Delta\omega) \rangle + 2(I_1 I_2)^{1/2} \langle \cos[\Delta\varphi(x, y) + t\Delta\omega] \rangle
 \end{aligned}$$

Если время интегрирования фотоприемника равно τ , то для косинусоидального множителя в последнем слагаемом получим:

$$\langle \cos(\Delta\varphi + \Delta\omega t) \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \cos(\Delta\varphi + \Delta\omega t) dt = \frac{2 \operatorname{sinc}(\tau\Delta\omega / 2)}{\tau\Delta\omega} \cos(\Delta\varphi - \tau\Delta\omega / 2 + t\Delta\omega).$$

В результате:

$$I = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{sinc}(\tau\Delta\omega / 2) \sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)} \cos(\Delta\varphi - \tau\Delta\omega / 2 + t\Delta\omega). \quad (2.2)$$

Уравнение (2.2) является основным соотношением для интерференции двух монохроматических волн. Слагаемое, содержащее косинус разности фаз интерферирующих волн, называется интерференционным членом.

Важными являются следующие характерные случаи.

1. Частоты обеих интерферирующих волн равны ($\Delta\omega = 0$). При этом

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)} \cos[\Delta\varphi(x, y)]. \quad (2.3)$$

Соотношение (2.3) описывает простейший случай интерференции двух волн. При этом в плоскости наблюдения формируется стационарная интерференционная картина. При равенстве интенсивностей волн $I_1(x, y) = I_2(x, y) = I_0$ выражение (2.3) существенно упрощается

$$I(x, y) = 2I_0(x, y)\{1 + \cos[\Delta\varphi(x, y)]\} \quad (2.4)$$

Например, для двух плоских волн с направлением волновых векторов, близких к нормали поверхности экрана Р (ось Oz) и параллельных плоскости (z, 0, y), разность фаз линейно зависит от координаты (y), т. е. $\Delta\varphi(x, y) = \Delta\varphi(y) = \cos(\varphi_0 + 2\pi\alpha y/\lambda)$, где α - угол между волновыми векторами интерферирующих волн. На экране наблюдается стационарная интерференционная картина в виде эквидистантных параллельных оси (Ox) полос с шагом $h = \lambda/\alpha$. Соотношение $\Delta\varphi(x, y)_{max} = 2m\lambda$ является уравнением для максимумов, а $\Delta\varphi(x, y)_{min} = (2m + 1)\lambda$ - для минимумов интерференционных полос. Число m (в общем случае дробное) называется порядком интерференционной полосы, или просто порядком интерференции.

2. $\Delta\omega \neq 0$, однако время интегрирования существенно меньше обратной величины $\Delta\omega$, т. е. $\tau\Delta\omega \ll 1$. При этом

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)} \cos[\Delta\varphi(x, y) + \Delta\omega t], \quad (2.5)$$

а аналогом (2.4) является выражение

$$I(x, y) = 2I_0(x, y)\{1 + \cos[\Delta\varphi(x, y) + \Delta\omega t]\} \quad (2.6)$$

В плоскости наблюдения реализуется нестационарная интерференционная картина. Интерференционные полосы движутся с фазовой скоростью $\Delta\omega$.

3. $\Delta\omega \neq 0$, а время интегрирования сравнимо с обратной величиной $\Delta\omega$, т. е. $\tau\Delta\omega \approx 1$. Интенсивность выражается соотношением (2.2). Так же как и в предыдущем случае, наблюдается нестационарная интерференционная картина. Контраст (видность) интерференционных полос $m = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$ зависит от времени интегрирования (экспозиции) фотоприемника.

4. $\Delta\omega \neq 0$, а время интегрирования много больше обратной величиной $\Delta\omega$, т. е. $\tau\Delta\omega \gg 1$. Интерферограмма не регистрируется, а интенсивность в плоскости экрана равна сумме интенсивностей исходных волн:

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) \quad (2.7)$$

Первый случай является наиболее распространенным, как при описании интерференции как таковой, так и в методах оптической интерферометрии. При этом иногда говорится о том, что интерференция света возможна только для волн с равной частотой, образованных от одного источника света. Однако это утверждение некорректно, так как интерференция электромагнитных волн при рассмотрении ее с точки зрения суперпозиции (сложения) электромагнитных полей, очевидно, существует в любом случае. Мы можем говорить только о невозможности существования *стационарной* интерференционной картины при несовпадении частот интерферирующих волн или при образовании их от отдельных, несогласованных по фазе источников света.

Например, при использовании дифференциальных схем ЛДА интерфе-

ренция двух волн с $\Delta\omega \neq 0$ используется для создания измерительного объема в схемах, позволяющих определять направление вектора скорости.

Кроме того, в дифференциальных схемах полезный сигнал с фотоприемника также описывается соотношениями для интерференции волн с $\Delta\omega \neq 0$. Другой характерный пример, демонстрирующий возможность регистрации заведомо нестационарной интерференционной картины, реализующейся при использовании отдельных источников света для формирования интерферирующих волн, рассматривается в данной лабораторной работе.

2.2 Использование двухлучевой интерференции в измерительных приборах

Эффекты, возникающие при интерференции двух монохроматических волн, находят широкое применение в различных приборах и методах оптических измерений. Рассмотрим некоторые из них.

Очень широко методы оптической интерферометрии используются для исследования фазовых неоднородностей. Под фазовыми объектами понимаются среды, при прохождении которых меняется только фаза световой волны. Характерными примерами подобных сред являются жидкости и газы, в частности воздух. Локальное изменение их температуры и / или плотности приводит к изменению показателя преломления и, как следствие, характера распространения излучения. К фазовым объектам относятся также прозрачные твердые среды (стекла, кристаллы, керамики и т. п.) и отражающие и преломляющие поверхности. Методы оптической интерферометрии эффективно используются для контроля их качества, в частности, контроля изготовления зеркал, линз и других оптических элементов. Рассмотрим возможности исследования фазовых объектов на примере регистрации газовых неоднородностей.

Пусть одна из волн проходит через оптическую неоднородность, имеющую некоторое пространственное распределение показателя преломления $n = n_0 + \delta n(x, y, z)$ (n_0 - показатель преломления для невозмущенной области). В результате для данной волны фаза $\varphi(x, y)$ в плоскости регистрации изменится в зависимости от $\delta n(x, y, z)$ на величину

$$\delta\varphi(x, y) = (2\pi / \lambda) \int_L \delta n(x, y, z) dz \quad (2.8)$$

Интегрирование производится по пути луча внутри неоднородности. При этом изменится и $\Delta\varphi$ в соотношении (3) $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \delta\varphi(x, y)$, что приведет к сдвигу интерференционной полосы. (При малых изменениях показателя преломления угловыми отклонениями лучей, возникающими вследствие преломления в исследуемом объекте, пренебрегают). Сдвиг полосы в некоторой точке экрана будет определяться соотношением

$$\delta t = t - t_0 = \delta\varphi(x, y) / 2\pi \quad (2.9)$$

где m_0 – порядок интерференционной полосы при отсутствии неоднородности, а m – порядок полосы в этой же точке при ее наличии. При этом $\delta m=1$ соответствует сдвигу на одну интерференционную полосу. По интерферограммам можно определить δm и, используя соотношения (2.7), (2.9), значение интеграла от изменения показателя преломления вдоль пучка, проходящего через неоднородность.

Приведенные рассуждения лежат в основе интерференционных методов. На практике для регистрации и измерения разности фаз световых лучей используются интерференционные установки различного типа. Наибольшее распространение получили интерферометры с амплитудным разделением пучков, и среди них интерферометр Маха – Цендера. Другим, широко известным, интерферометром, используемым для исследования фазовых неоднородностей, является интерферометр Майкельсона.

2.3 Обоснование возможности регистрации интерференции волн, сформированных от двух отдельных источников света

Основной особенностью всех типов двухлучевых интерферометров является использование одного источника света для формирования как предметной, так и опорной волн. Именно этот факт и приводит к трудностям в реализации оптической интерферометрии на крупных установках. Использование отдельного источника света для формирования опорной волны существенно упрощает ситуацию. До недавнего времени данный подход был невозможен. Однако с появлением высокоскоростных, чувствительных приемников изображения положение коренным образом изменилось и сделало реальным использование данного подхода. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

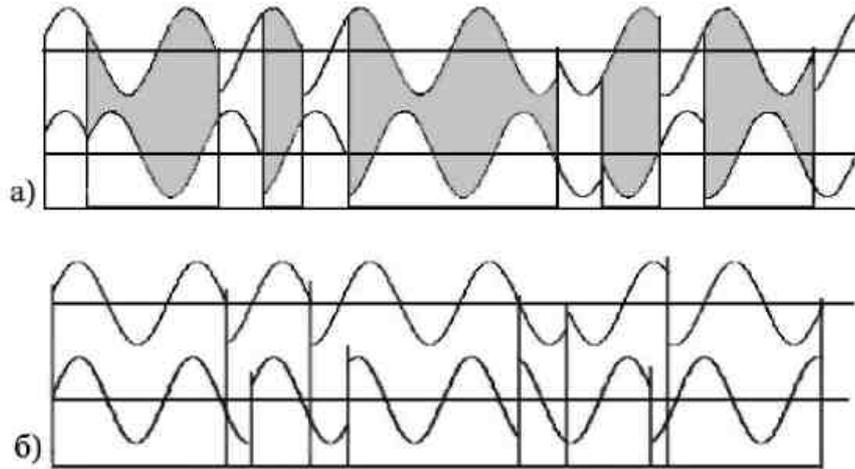
Одно из возможных представлений предполагает, что излучение света, в том числе и лазерным источником, происходит в виде последовательности волновых цугов, фаза которых принимает случайные значения. Если в интерферометре опорная и предметная волны сформированы от одного источника, то их случайные изменения фазы коррелированы. При условии, что разность хода ΔS интерферирующих волн не превышает существенно длину когерентности $L = c\tau$ (τ – время когерентности), возможно наблюдение стационарной интерференционной картины. Схематично данная ситуация представлена на рис. 2.2, а, где изображена последовательность цугов двух интерферирующих волн, образованных от одного источника. Заштрихованные области соответствуют прохождению одного и того же цуга для обеих волн. При этом их разность фаз постоянна. Именно эти промежутки времени и вносят вклад в образование стационарной интерференционной картины.

Предположим, что излучение лазеров происходит в виде цугов равной интенсивности длительностью, подчиняющейся распределению Пуассона, со средним временем τ_1 . Функция распределения для вероятности появления цуга длительностью больше t при этом имеет вид

$$P(t)=\exp(-t/\tau_1), \quad (2.10)$$

а дифференциальная функция распределения, определяющая вероятность появления цуга с длительностью, лежащей в диапазоне от t до $t + dt$:

$$P_d(t)=\exp(-t/\tau_1)dt/\tau_1. \quad (2.11)$$



а – опорная и предметная волны образованы от одного источника света; б – от отдельных источников света

Рисунок 2.2 - Схематичное изображение волновых цугов интерферирующих волн

Контраст (видность) интерференционной картины при этом определяется соотношением $m = \exp(-|\Delta S|/c\tau_1)$. При увеличении разности хода контраст уменьшается и стремится к нулю при $|\Delta S| \rightarrow \infty$.

Ситуация коренным образом меняется при использовании для формирования опорной волны отдельного источника излучения (рис. 2.2, б). Так как начало и длительность цугов для различных лазеров независимы друг от друга, то в плоскости фотоприемника фаза интерференционных полос будет меняться случайным образом при смене цуга любого из источников излучения. Вероятность появления промежутка времени длительностью больше t , без смены цуга ни для одного из лазеров, согласно теореме о произведении вероятностей, будет равна

$$P_2(t)=\exp(-2t/\tau_1), \quad (2.12)$$

т. е. среднее время стационарной интерференционной картины $\tau = \tau_1/2$, что составляет половину времени когерентности для отдельного источника света. (В дальнейшем время τ по аналогии с обычным случаем будем называть временем когерентности при интерференции волн от независимых источников света, или просто временем когерентности.)

Таким образом, изображение, регистрируемое за некоторое время экспозиции T , будет представлять сумму отдельных интерференционных картин с относительной интенсивностью (яркостью) I_i , пропорциональной времени

их существования t_i . При этом интенсивность отдельной интерференционной картины можно представить в виде $I_i \sim t_i \{1 + \cos[\varphi(x, y) + \Psi_i]\}$, где $\varphi(x, y)$ – изменение фазы, характеризующее исследуемый объект, а Ψ_i – сдвиг фазы, претерпевающий скачок на случайную величину при смене цуга излучения, любого из используемых лазеров. Яркость суммарной интерференционной картины будет определяться выражением

$$I_\Sigma \sim \sum_i t_i \{1 + \cos[\varphi(x, y) + \Psi_i]\} \sim 1 + m \cos[\varphi(x, y) + \Psi_\Sigma], \quad (2.13)$$

где m – контраст интерферограммы, Ψ_Σ – случайное, меняющееся от кадра к кадру, значение начальной фазы.

Случайное значение фазы Ψ_Σ не играет особой роли при получении количественной информации. Однако значение контраста является основным параметром, определяющим качество регистрируемых интерферограмм. Схематично I_Σ для отдельной реализации можно представить в виде вектора в фазовой плоскости $I_\Sigma = T + V$, являющегося суммой вектора T , лежащего на оси абсцисс, и вектора V (рис. 2.3). При этом $|T| = \sum_i |t_i|$, а вектор $V = \sum_i t_i$ представляет собой сумму векторов t_i со случайной фазой ψ_i . (Здесь и далее векторные величины обозначены жирными символами, а символами в обычном написании – модули этих величин.) При движении по изображению интерферограммы результирующая интенсивность будет меняться в зависимости от $\varphi(x, y)$, что соответствует вращению вектора V . Контраст интерференционной картины определяется соотношением

$$m = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}). \quad (2.14)$$

Максимумы интерференционных полос соответствует положению 1 вектора V и интенсивности $I_{max} = T + V$, а минимумы – положению 2 с $I_{min} = T - V$. Отсюда

$$K = V/T. \quad (2.15)$$

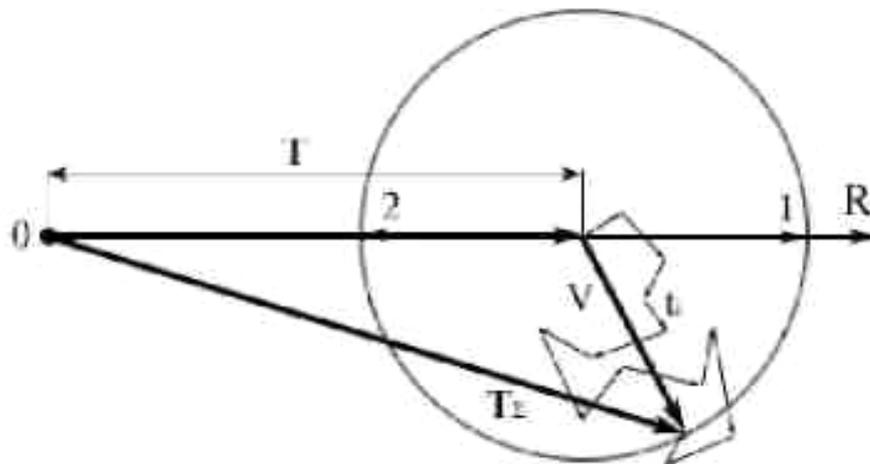


Рисунок 2.3 - Схема, поясняющая результат суммирования нескольких интерферограмм со случайными фазами

Модуль V принимает случайные значения для отдельных реализаций, т. е. имеет смысл говорить только о среднестатистическом значении (математическом ожидании) данного параметра $M(V)$. То же относится и к контрасту интерферограмм, который может меняться в диапазоне $m = 0 \div 1$.

Очевидно, что среднестатистический контраст должен уменьшаться с увеличением времени экспозиции T , т. е. и $M(V)$, и $M(K)$ есть некоторые функции от T .

Получить аналитическое выражение для $M(V)$ не представляется возможным, так как решение сводится к многократным эллиптическим интегралам второго рода. Однако достаточно просто получить соотношение для среднего квадрата модуля вектора V . Очевидно, что $M(V^2)$ также является функцией от T , т. е. $M(V^2) = F(T)$. Для отдельной реализации имеем

$$\begin{aligned} V^2 &= \left(\sum_i t_i \sin \psi_i \right)^2 + \left(\sum_i t_i \cos \psi_i \right)^2 = \\ &= \sum_i t_i^2 + 2 \sum_i \sum_{j \neq i} t_i t_j (\sin \psi_i \sin \psi_j + \cos \psi_i \cos \psi_j). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Средний квадрат вектора получим при усреднении выражения (2.15) по углам в диапазоне от 0 до 2π и всем возможным комбинациям длин цугов t_i с учетом вероятностей их появления. Так как t_i и Ψ_i - не зависящие друг от друга случайные величины, то интегрирование по углам суммы перекрестных членов в соотношении (2.15) дает 0, в результате имеем:

$$F(T) = \langle V(T)^2 \rangle = \sum_i t_i^2 \quad (2.17)$$

где значки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по возможным комбинациям t_i . Выражение для $F(T)$ можно получить из рекуррентного соотношения:

$$F(T) = \int_0^T e^{-t/\tau} t^2 dt / \tau + \int_0^T e^{-t/\tau} F(T-t) dt / \tau + e^{-T/\tau} T^2. \quad (2.18)$$

Первое слагаемое в (2.18) соответствует среднему квадрату длительности первого за время экспозиции цуга, при условии, что он короче времени экспозиции. Второе слагаемое является средней суммой квадратов цугов, прошедших за оставшееся время экспозиции после первого цуга. При этом весовым множителем подынтегральных выражений является вероятность появления первого цуга длительностью $t < T$. Третье слагаемое учитывает возможность появления первого и в этом случае единственного за время экспозиции цуга, длительностью больше T .

После взятия интеграла в первом слагаемом и замене переменной во втором ($t = T - t^*$) получим:

$$F(T) e^{T/\tau} = 2\tau^2 e^{T/\tau} - 2\tau^2 - 2\tau T + \frac{1}{\tau} \int_0^T e^{t^*/\tau} F(t^*) dt^*, \quad (2.19)$$

а после дифференцирования по T :

$$\frac{dF(T)}{dT} = 2\tau(1 - e^{-T/\tau}). \quad (2.20)$$

Решение уравнения (2.20), с учетом того, что $F(0) = 0$, дает

$$F(T) = 2T\tau + 2\tau^2(e^{T/\tau} - 1). \quad (2.21)$$

Для среднеквадратичного контраста $m^* = (\langle m^2 \rangle)^{1/2} = (\langle V^2 \rangle)^{1/2}/T$ имеем:

$$m^*(T) = \sqrt{F(T)} / T. \quad (2.22)$$

Представляет интерес два предельных случая зависимости среднеквадратичного контраста от времени экспозиции:

$$m^*(T)_{|T \rightarrow 0} \rightarrow 1; \quad (2.23)$$

$$m^*(T)_{|T \gg \tau} = (2\tau / T)^{1/2}. \quad (2.24)$$

Как и следовало ожидать, контраст интерферограмм стремится к максимально возможному $m^* = 1$ при уменьшении времени экспозиции. При увеличении T контраст стремится к нулю. Однако, как видно из (2.24), даже при временах экспозиции, в 100 раз больших времени когерентности $m^* \approx 14\%$, что является вполне приемлемой величиной для методов оптической интерферометрии.

При выводе полученных выше соотношений предполагался одночастотный режим генерации используемых лазеров. Можно показать, что для лазеров, генерирующих на нескольких частотах

$$m_{\nu=q}^*(T) = \frac{\sqrt{F(T)}}{T} \frac{\sqrt{\sum_q I_q^2}}{\sum_q I_q}, \quad (2.25)$$

где q - количество генерируемых частот, I_q - интенсивность отдельной частоты. При равной интенсивности излучения всех генерируемых частот

$$m_{\nu=q}^*(T) = \frac{\sqrt{F(T)}}{T\sqrt{q}} \quad (2.26)$$

Из соотношений (2.24) и (2.26) следует, что при временах экспозиции, существенно превышающих τ , увеличение числа генерируемых частот равносильно увеличению времени экспозиции в q раз.

Очевидно, что полученные для контраста соотношения будут выполняться только в случае равенства частот обоих источников света. При несовпадении частот интерференционные полосы движутся со скоростью, пропорциональной $\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$, что приводит к снижению контраста получаемых картин. Оценим необходимую точность совпадения частот. В случае, когда время экспозиции превышает время когерентности ($T > \tau$), итоговое изображение представляет собой результат суммирования некоторого количества интерферограмм со случайными фазами. Среднее время

стабильности фазы - τ . Для получения контрастной итоговой интерференционной картины необходимо, чтобы отдельные интерферограммы сами по себе были достаточно контрастны. При этом контраст интерферограммы для каждого цуга, так же как и для суммарной интерферограммы, будет определяться как

$$m^{**} \sim \chi m^*, \quad (2.27)$$

где $\chi = \sin(\pi T \Delta \nu) / (\pi T \Delta \nu)$. В случае ($T < \tau$) $\chi = \sin(\pi T \Delta \nu) / (\pi T \Delta \nu)$.

Для проверки соотношения (2.27) был проведен численный эксперимент с использованием метода Монте-Карло, результаты которого приведены на рис. 2.4.

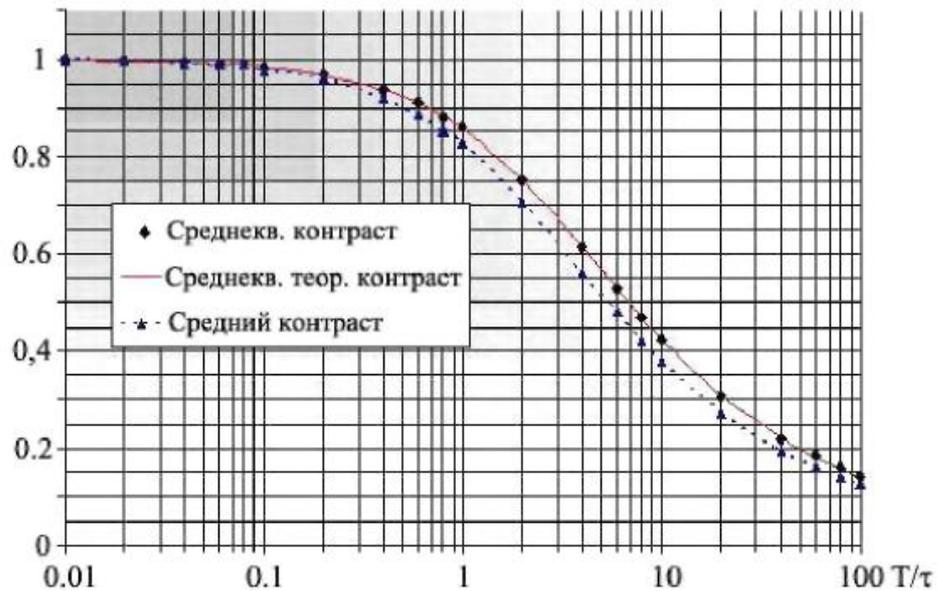


Рисунок 2.4 - Результаты численного эксперимента по оценке контраста

Результаты численного эксперимента совпали со значениями, полученными из аналитического выражения, с точностью до десятых долей процента. Этот факт, с одной стороны, указывает на правильность полученных соотношений, а с другой – служит подтверждением того, что используемая последовательность псевдослучайных чисел достаточно равномерна для наших целей, а реализованный алгоритм расчета верен и достаточно эффективен

Треугольники на пунктирной кривой – результаты для среднестатистического контраста. Как и следовало ожидать, они несколько ниже, чем соответствующие значения для среднеквадратичного контраста. Однако даже для времен экспозиции, в 100 раз больших времени когерентности, среднестатистический контраст интерферограмм превышает 10 %, что вполне достаточно для регистрации.

Время когерентности τ определяется средней длительностью цугов лазерного излучения $\tau_1 = 2\tau$. Для газовых лазеров характерные значения τ_1 составляют величины порядка 10^{-3} с. Современные телекамеры позволяют регистрировать изображения за времена $T \sim 10^{-6}$ с, что существенно меньше τ_1 .

Это дает возможность без особых трудностей использовать газовые лазеры для реализации схем с формированием опорной волны от отдельного источника света. При этом среднестатистический контраст регистрируемых интерферограмм в основном определяется разностью частот используемых лазеров (см. соотношение (2.27)).

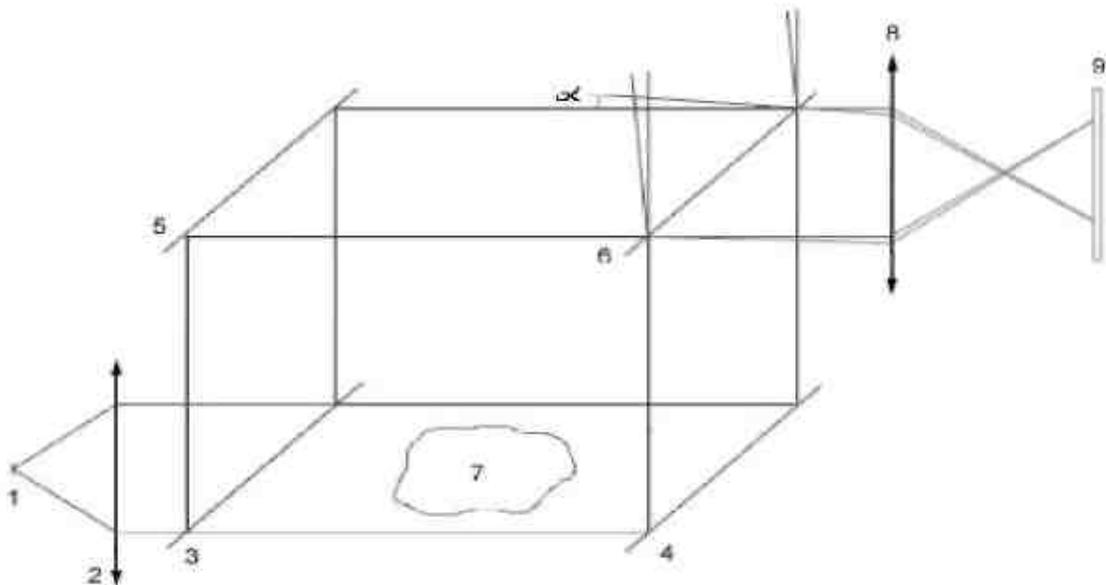
2.4 Контрольные вопросы

1. Соотношения, описывающие интерференцию волн
2. Скалярное приближение
3. Интерференционный член
4. Частоты двух интерферирующих волн
5. Значение интенсивности в плоскости экрана
6. Нестационарная интерференционная картина
7. Стационарная интерференционная картина
8. Сдвиг интерференционной полосы
9. Контраст интерференционной картины
10. Интенсивность интерференционной картины

3 Экспериментальная часть

3.1 Оборудование

На практике для регистрации и измерения разности фаз световых лучей используются интерференционные установки различного типа. Наибольшее распространение получили интерферометры с амплитудным разделением пучков, и среди них интерферометр Маха – Цандера (рис. 3.1).



1 – источник света; 2, 8 – объективы; 3, 6 – полупрозрачные зеркала; 4, 5 – зеркала; 7 – исследуемая неоднородность; 9 – плоскость регистрации

Рисунок 3.1 - Схема интерферометра Маха – Цандера

Точечный источник света 1 , расположенный в фокальной плоскости коллиматорной линзы 2 , создает параллельный пучок света, попадающий на полупрозрачное зеркало 3 . Это зеркало делит амплитуду падающего пучка на две равные части. Одна часть проходит через зеркало 3 , другая отражается от него. Затем оба пучка полностью отражаются зеркалами 4 , 5 и вновь объединяются вторым полупрозрачным зеркалом 6 . Один из пучков проходит к зеркалу 6 через исследуемую неоднородность 7 (измерительный), а другой – через невозмущенную область (опорный).

Объективом 8 изображение неоднородности проецируется на экран 9 , где наблюдается интерференционная картина. Таким образом, в плоскости наблюдения формируется стационарная (квазистационарная при изменении параметров неоднородности) картина, соответствующая случаю ($\Delta\omega = 0$).

При отсутствии неоднородности и симметричном относительно нормали к плоскости наблюдения угле падения пучков на экране будут наблюдаться прямые интерференционные полосы с шагом $h = \lambda/2\sin(\alpha/2)$, где α - угол между интерферирующими пучками. Для малых α шаг полос $h \approx \lambda/\alpha$. Наклоном зеркала 6 можно регулировать угол α , и тем самым - шаг и наклон интерференционных полос.

Так как информацию об изменении фазы в некоторой точке интерферограммы несет только относительное изменение порядка интерференции, величина $m(x, y)$ определяется с точностью до постоянного целого числа, присвоением какой-либо интерференционной полосе $m = 0$.

В общем случае по интерферограмме, полученной при одном направлении просвечивания неоднородности, невозможно однозначно определить 3-мерное распределение изменения показателя преломления $\delta n(x, y, z)$ по $\delta m(x, y)$. Однако при некоторых симметриях исследуемого объекта, например при $\delta n(x, y, z) = \delta n(x, y)$, имеется однозначное решение. При этом выражение (2.8) преобразуется к виду $\delta\varphi(x, y) = 2\pi L\delta n(x, y)/\lambda$, а (2.9) перейдет в

$$\delta m(x, y) = L\delta n(x, y)/\lambda. \quad (3.1)$$

Выражение (3.1) дает возможность определить изменение показателя преломления по сдвигу полос $\delta n(x, y) = \delta m(x, y)\lambda/L$. Знание $\delta n(x, y)$ позволяет, например, для газов определить изменение плотности, так как для них с высокой точностью выполняется линейная зависимость показателя преломления от плотности

$$n = 1 + \xi\rho, \quad (3.2)$$

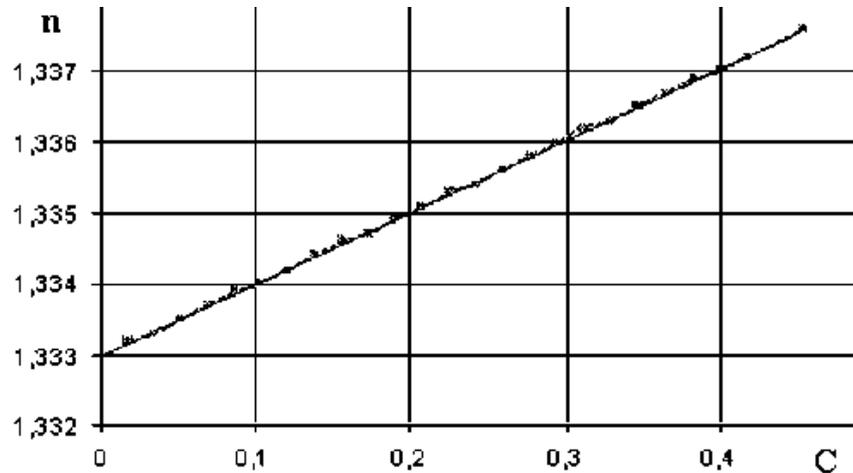
где ξ - постоянная Гладсона - Дейла (для разных газов разная), ρ - плотность газа.

Похожий вид имеет зависимость показателя преломления растворов многих веществ в воде при малых концентрациях. В этом случае

$$n = n_0 + \chi C, \quad (3.3)$$

где $n_0 = 1,333$ - показатель преломления дистиллированной воды, χ - неко-

торая постоянная, зависящая от вида растворимого вещества, C - концентрация раствора. Например, на рис. 3.2 приведена зависимость показателя преломления раствора соли NaCl от ее концентрации при температуре 25 °С. Из рисунка видно хорошее удовлетворение табличных данных соотношению (3.3) со значением $\chi = 1,01 \cdot 10^{-2}$ л/моль и $n = 1,333 + 1,01 \cdot 10^{-2} \cdot C$.



Точки – табличные данные

Сплошная линия соответствует уравнению $n = 1,333 + 1,01 \cdot 10^{-2} \cdot C$

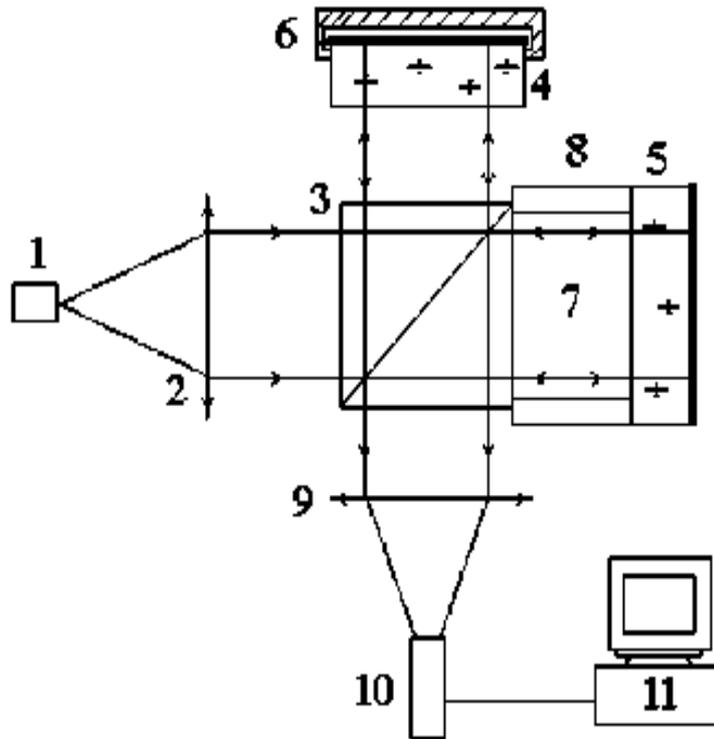
Рисунок 3.2 - Зависимость коэффициента преломления раствора соли в воде от концентрации C [моль/л].

Другим, широко известным, интерферометром, используемым для исследования фазовых неоднородностей, является интерферометр Майкельсона. Одна из возможных схем прибора, использовавшаяся для изучения процесса диффузии раствора соли в воде приведена на рис. 3.3. Расходящееся когерентное излучение от полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 0,65$ мкм 1, коллиматорной линзой 2 преобразуется в плоскопараллельный пучок и подается в интерферометр Майкельсона. Интерферометр образован светоделительным кубиком 3 и зеркалами 4, 5.

Одно из зеркал закреплено в оптической качалке 6, с помощью которой осуществляется настройка интерферометра и регулируется шаг и наклон интерференционных полос. Пучок света, проходящий через данное плечо, является опорным. В другом плече интерферометра расположена рабочая кювета 7.

Торцевыми стенками кюветы служат поверхность светоделительного кубика и подложки отражающего зеркала. Зеркальная поверхность расположена на задней поверхности подложки для исключения возможности ее повреждения раствором. Таким же образом расположено зеркало и в первом плече интерферометра. При этом зеркальная поверхность защищена конструктивными элементами качалки от случайных повреждений. Толщина кюветы составляла 13,5 мм. Боковые стенки кюветы 8 изготовлены из стекла. Выходящее из интерферометра излучение, пройдя собирающую линзу 9, подается на телекамеру 10. Видеосигнал с телекамеры поступает на

компьютер 11, где и запоминаются полученные изображения интерферограмм.



1 – полупроводниковый лазер; 2, 9 – линзы; 3 – светоделительный кубик; 4, 5 – зеркала; 6 – оптическая качалка; 7 – кювета; 8 – боковые стенки кюветы; 10 – телекамера; 11 – компьютер

Рисунок 3.3 - Установка для изучения процесса диффузии раствора соли в воде

На рис. 3.4 представлены интерферограммы, демонстрирующие процесс выравнивания по горизонтали концентрации раствора соли, добавленного в кювету с дистиллированной водой под действием силы тяжести. На последнем кадре резкая граница обусловлена рефракцией излучения, связанной с большими градиентами концентраций и вызванными этим большими градиентами преломления по вертикальной координате. Постепенно в результате диффузии она исчезает.

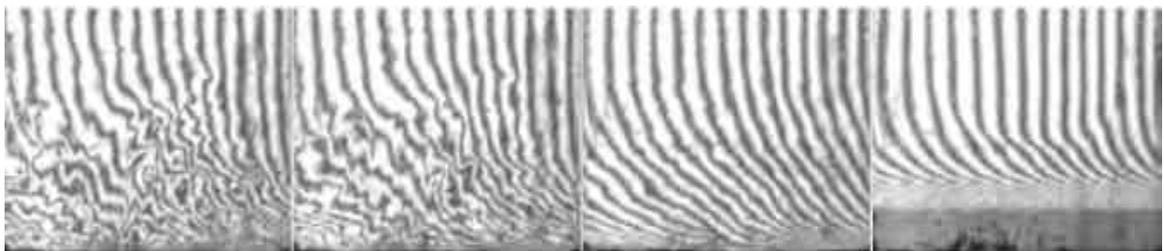


Рисунок 3.4 - Интерферограммы, демонстрирующие процесс растворения соли в воде

3.2 Задание

3.2.1. Смоделировать в среде mathcad процесс интерференции двух плоских волн

2.2. Собрать интерферометр Майкельсона или Маха-Цендера

2.3. Получить четкую интерференционную картину.

2.4. Изменяя положение подвижного зеркала, наблюдать за изменениями интерференционной картины.

2.5. Сделать несколько снимков интерференционной картины для разных положений зеркала.

2.6. В одно из плеч интерферометра поместить пламя свечи или спиртовки и зафиксировать изменения интерференционной картины.

2.7. Обработать интерферограмму

3.3 Порядок выполнения работы и методические указания

Используя теорию п.3 и других литературных источников, смоделировать в среде mathcad процесс интерференции двух плоских волн. Использовать Гауссов профиль пучка. Использовать случай, когда одна из волн распространяется параллельно одной из координатных осей, а другая имеет произвольное направление. Интерференционную картину изобразить с помощью поверхности (Surface Plot).

По указанию преподавателя собрать интерферометр Майкельсона или Маха-Цендера и получить четкую интерференционную картину.

В одно из плеч интерферометра поместить пламя свечи или спиртовки и зафиксировать изменения интерференционной картины. На рис. 3.5 приведена типичная интерферограмма пламени спиртовки.

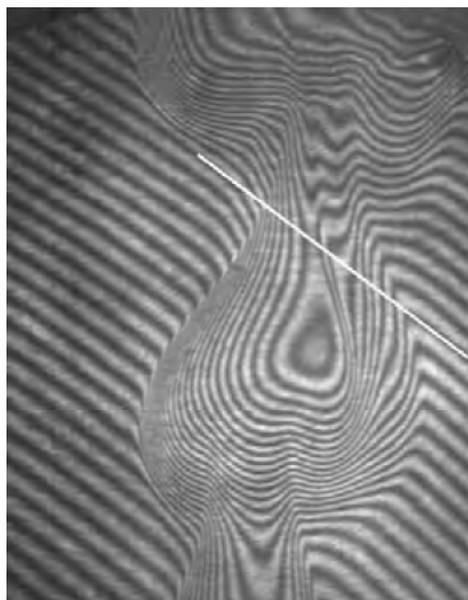


Рисунок 3.5 - Пример интерферограммы пламени спиртовки

На рис. 3.6 приведен фрагмент интерферограммы пламени свечи.

Для расшифровки интерферограммы необходимо произвести следующие действия.

1. Выбрать сечение пламени S .
2. Пронумеровать интерференционные полосы (с точностью до постоянного целого числа). Так как плотность (коэффициент преломления) к центру пламени убывает, номер интерференционной полосы в этом направлении тоже должен убывать.
3. Продолжить интерференционные полосы из невозмущенной области для определения их положения в отсутствии исследуемого объекта.

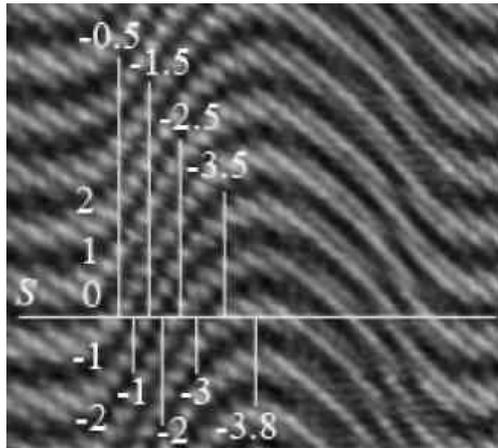


Рисунок 3.6 - Фрагмент интерферограммы пламени свечи

4. Получить значения номеров невозмущенных интерференционных полос $N_0(x_S)$ в выбранном сечении в зависимости от координаты x_S (координаты вдоль линии S). На рис. 10 $N_0(x_S) = \text{const} = 0$. При наклонных базовых интерференционных полосах, как на рис. 9, $N_0(x_S) \neq \text{const}$.

5. Получить значения номеров невозмущенных интерференционных полос в выбранном сечении в зависимости от координаты x_S .

6. Найти $\Delta N(x_S) = N(x_S) - N_0(x_S)$.

3.4 Содержание отчета

3.4.1. При составлении отчета необходимо руководствоваться общими требованиями и правилами оформления отчета о лабораторной работе.

3.4.2. В соответствующих разделах отчета необходимо представить:

- 1) задание;
- 2) схему устройства;
- 4) снимки интерференционной картины;
- 5) результаты обработки интерферограммы;
- 6) выводы.

Список литературы

1. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I., Bykov V.I., Petrov V. M., Kargin Yu.F.. Two-wave mixing on reflection dynamic gratings in sillenite crystals under phase modulation of signal beam // *Physics of Wave Phenomena*. - 2009. – V. 17, - No 1. - P. 39 – 44.
2. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. - СПб: Наука, 1992. – 320 с.
3. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Толстик А.Л, Шепелевич В.В. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах // *Квантовая электроника*. 2008. 38. 11. - С.1059-1069.
4. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах: монография. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. – 242 с.
5. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах: Пер с англ. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

Учебное пособие

Шмаков Сергей Сергеевич
Шандаров Станислав Михайлович

Двухлучевая интерферометрия

Методические указания к лабораторной работе
по дисциплине «Голографические методы в фотонике и
оптоинформатики»

Усл. печ. л. _____ Препринт
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40