

07

©1993 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ОБЪЕМНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

Н.Н.Всеволодов, В.Б.Котов, В.К.Салахутдинов

Дифракция световой волны на объемной дифракционной решетке в динамической фоточувствительной среде носит, вообще говоря, существенно самосогласованный характер. Дифрагированная волна, интерферируя с падающей волной, вызывает перезапись решетки, что в свою очередь приводит к изменению светового поля. Рассмотрена самосогласованная дифракция в фотореверсивной среде типа биохром. Показано, что гармоническая первоначально решетка с течением времени испытывает искажения амплитуды и фазы. Дифрагированная световая волна на выходе из среды оказывается амплитудно- и фазомодулированной. При указанных в работе условиях временная зависимость интенсивности дифрагированного света становится импульсоподобной. Произведена оценка влияния изменения под действием падающей волны пространственно независимой части диэлектрической проницаемости.

Введение

В связи с появлением нового класса фоточувствительных реверсивных сред [1] и началом использования их в качестве динамического голографического носителя [2,3] становится актуальным изучение самосогласованных процессов, происходящих при дифракции световых волн на записанной в таких средах объемной решетке (голограмме). Задача о взаимодействии двух или нескольких волн в динамической среде по существу уже стала классической [4]. С точки зрения технических приложений (оптическая коммутация, обработка изображений, ассоциативная память и т.д.) не меньший интерес представляет изучение самосогласованной дифракции на уже имеющейся объемной решетке, так как при этом происходит взаимодействие разнородных носителей информации — решетки и световой волны. Теоретическому рассмотрению этого вопроса и посвящена настоящая работа. В качестве фоточувствительной среды, как и в [3], берется биохром (БХ) [1], хотя им не исчерпывается список сред, для которых справедливо проведенное рассмотрение [5].

Рассмотрим плоский бесконечный слой БХ $0 \leq x \leq L$. Чтобы не учитывать поляризационные эффекты, будем считать, что волновые векторы всех световых волн лежат в плоскости xy , а векторы напряженности электрического поля параллельны оси Oz . При этом характеристикой среды, определяющей распространение световых волн, является компонента ε_{zz} комплексного тензора диэлектрической проницаемости, которую в дальнейшем обозначаем ε . При принятой геометрии все величины не зависят от z . Для простоты не будем учитывать отражений на границах слоя. Предположим, что в момент времени $t = 0$ в БХ имеется объемная решетка, являющаяся результатом записи интерференционной картины двух плоских когерентных волн. На слой со стороны отрицательных x падает плоская монохроматическая световая волна, длина волны которой лежит в области фоточувствительности незасвеченной (А) формы БХ и вне области фоточувствительности засвеченной (В) формы. Ограничиваясь учетом только двух форм фоточувствительной субстанции, можно изменение диэлектрической проницаемости свести к изменению доли В-формы С согласно уравнению

$$\varepsilon = \varepsilon_A + C\gamma,$$

где ε_A и $\varepsilon_A + \gamma$ — диэлектрические проницаемости А- и В-форм соответственно.

Далее, можно написать

$$C(t, x, y) = \bar{C}(t, x) + \tilde{C}(t, x, y),$$

где \bar{C} — С, усредненная по области пространства, размер которой велик по сравнению с длиной волны λ , но мал по сравнению с L (предполагается, что $\lambda \ll L$), а \tilde{C} описывает дифракционную решетку [3].

Предположим также, что затуханием волн можно пренебречь, а дифракционная эффективность решетки в любой момент времени мала, так что можно ограничиться линейным по \tilde{C} приближением. Запишем z -компоненту напряженности электрического поля в виде $E(t, x, y) \exp(-i\omega t)$, где

$$E(t, x, y) = E_n(t, x, y) + E_d(t, x, y),$$

$$E_i(t, x, y) = \hat{E}_i(t, x) \exp\left(i \int_0^x k_{ix}(t, x') dx' + ik_{iy}y\right), \quad i = \text{п, д.}$$

Здесь индексы п, д обозначают принадлежность к падающей и дифрагированной волнам, $k_x(t, x)$, k_y — x - и y -компоненты волновых векторов, причем $k_{dy} = k_{ny} + K_y$, где K_y — y -компонента волнового вектора решетки, так что можно написать

$$\tilde{C}(t, x, y) = 2^{-1}C^+(t, x) \exp(iK_y y) + KC.$$

k_{ny} совпадает в силу граничных условий с таковой при $x < 0$, а $k_x(t, x)$ определяется из дисперсионного уравнения

$$k_x^2(t, x) + k_y^2 = \bar{\varepsilon}(t, x)\omega^2/c^2, \quad \bar{\varepsilon}(t, x) = \varepsilon_A + \bar{C}(t, x)\gamma.$$

Для определенности считаем $k_{dx} > 0$, т.е. имеем пропускающую голограмму.

Из условий малости затухания и дифракционной эффективности следует, что $|\hat{E}_d| \ll |\hat{E}_n|$, \hat{E}_n можно считать заданной величиной $\hat{E}_n(t, x) = E_0$, \bar{C} (следовательно, и $\bar{\varepsilon}$, k_{nx} , k_{dx}) определяется только интенсивностью падающей волны и поэтому не зависит от x (дополнительно предполагается, что $\bar{C}(0, x)$ не зависит от x). Действуя аналогично [4], используя модификацию метода связанных волн [6], нетрудно получить систему уравнений

$$\frac{\partial \hat{E}_d(t, x)}{\partial x} = C^+(t, x) \frac{i\omega^2\gamma}{4c^2 k_{dx}} E_0 \exp\{i[k_{nx}(t) - k_{dx}(t)]x\}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C^+(t, x)}{\partial t} = & \hat{E}_d(t, x) 2p E_0^* (1 - \bar{C}(t)) \exp\{i[k_{dx}(t) - k_{nx}(t)]x\} - \\ & - C^+(t, x) (p|E_0|^2 + \tau^{-1}), \end{aligned} \quad (2)$$

где τ — характерное время темновой релаксации B -формы, p характеризует фоточувствительность при данной длине волны, а $\bar{C}(t)$ — известная функция

$$\begin{aligned} \bar{C}(t) = & \bar{C}(0) \exp\left[-(p|E_0|^2 + \tau^{-1})t\right] + \frac{p|E_0|^2}{p|E_0|^2 + \tau^{-1}} \times \\ & \times \left(1 - \exp\left[-(p|E_0|^2 + \tau^{-1})t\right]\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Для удобства в дальнейшем используем безразмерные величины $\xi = x/L$, $\theta = t/\tau$, $e = \hat{E}_d/E_0$, $\nu = p|E_0|^2\tau$, $\eta = \omega^2\gamma L/(8c^2 k_{dx})$, $K = K_x L$, $\kappa_i = k_{ix}L$, $i = n, d$. При этом уравнения (1), (2) принимают вид

$$\frac{\partial e(\theta, \xi)}{\partial \xi} = C^+(\theta, \xi) 2i\eta \exp\{i(\kappa_n(\theta) - \kappa_d(\theta))\xi\}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial C^+(\theta, \xi)}{\partial \theta} = e(\theta, \xi) 2\nu \exp\{i(\kappa_d(\theta) - \kappa_n(\theta))\xi\} (1 - \bar{C}(\theta)) - C^+(\theta, \xi)(\nu + 1), \quad (5)$$

причем

$$\bar{C}(\theta) = (\bar{C}(0) - \bar{C}_\infty) \exp\{-(\nu + 1)\theta\} + \bar{C}_\infty, \quad (6)$$

где \bar{C}_∞ — стационарное значение $\bar{C}(\theta)$ при заданной интенсивности света.

Граничные условия для системы уравнений (5), (6) примем в виде

$$e(\theta, 0) = 0, \quad \theta \gg 0; \quad C^+(\theta, \xi) = C^0 \exp(iK\xi), \quad 0 \ll \xi \ll 1.$$

Первое из них соответствует отсутствию дифрагированной волны при $x = 0$, а второе означает наличие в начальный момент времени гармонической решетки. Если в $C^+(\theta, \xi)$ выделить „быструю“ зависимость от координаты, т.е. ввести функцию

$$C'(\theta, \xi) = C^+(\theta, \xi) \exp \{i(\kappa_n(\theta) - \kappa_d(\theta))\xi\},$$

то получим следующие уравнения и граничные условия:

$$\frac{\partial e(\theta, \xi)}{\partial \xi} = 2i\eta C'(\theta, \xi), \quad (7)$$

$$\frac{\partial C'(\theta, \xi)}{\partial \theta} = e(\theta, \xi) 2\nu(1 - \bar{C}(\theta)) + C'(\theta, \xi) \left[-(\nu + 1) + 1 \frac{\partial(\kappa_n(\theta) - \kappa_d(\theta))}{\partial \theta} \xi \right], \quad (8)$$

$e(\theta, 0) = 0$, $\theta \geq 0$; $c^+(\theta, \xi) = C^0 \exp(i\delta\xi)$, $0 \leq \xi \leq 1$, где введено обозначение $\delta = K + \kappa_n(0) - \kappa_d(0)$.

Случай, когда не надо учитывать изменение $\bar{\epsilon}$

Изменение $\bar{\epsilon}$ нет необходимости учитывать, если экспоненциальные множители в (4), (5) можно считать не зависящими от времени, т.е. при $|\Delta(\kappa_n - \kappa_d)| \ll 1$, где Δ обозначает изменение в процессе считывания. Ограничиваясь линейным по $\Delta\bar{C}$ приближением, с помощью дисперсионного уравнения нетрудно получить

$$\kappa_d(\theta) - \kappa_n(\theta) = \kappa_d(0) - \kappa_n(0) + 4\eta (\bar{C}(\theta) - \bar{C}(0)) (\kappa_n - \kappa_d) / \kappa_n. \quad (9)$$

Отсюда получаем условие пренебрежения изменением $\bar{\epsilon}$

$$4 |\eta \Delta \bar{C} (\kappa_n - \kappa_d) / \kappa_n| \ll 1. \quad (10)$$

Неравенство (10) может быть выполнено при достаточно малой максимальной дифракционной эффективности БХ голограмм, что соответствует малости $|\eta|$ [7], при почти симметричной схеме записи-считывания, когда $\kappa_n \approx \kappa_d$, либо за счет выбора $\bar{C}(0)$ и интенсивности падающей волны, так чтобы $\bar{C}(0) \approx \bar{C}_\infty$, что в свою очередь означает малость $|\Delta\bar{C}|$. При выполнении неравенства (10) можно пренебречь вторым слагаемым в квадратных скобках в уравнении (8). Теперь коэффициенты последнего не зависят от координаты, с помощью преобразования Лапласа по ξ нетрудно найти следующее представление решений системы (7), (8):

$$e(\theta, \xi) = 2i\eta C^0 \exp \{-(\nu + 1)\theta\} \int_0^\xi d\xi' \exp \{i\delta(\xi - \xi')\} I_0 \left(\sqrt{i\eta G(\theta) \xi'} \right), \quad (11)$$

$$C'(\theta, \xi) = C^0 \exp \{-(\nu + 1)\theta\} \left[I_0 \left(\sqrt{i\eta G(\theta) \xi} \right) + \right.$$

$$+i\delta \int_0^{\xi} d\xi' \exp\{i\delta(\xi - \xi')\} I_0\left(\sqrt{i\eta G(\theta)\xi'}\right), \quad (12)$$

где $I_n(z)$ — модифицированные функции Бесселя [8] и использовано обозначение

$$G(\theta) = 16\bar{C}_\infty [\theta + (\bar{C}_\infty - \bar{C}(0))(1 - \exp\{-(\nu + 1)\theta\})].$$

Заметим попутно, что при $(\nu + 1)\theta \ll 1$ $G(\theta) = 16\nu(1 - \bar{C}(0))\theta$, а при $(\nu + 1)\theta \gg 1$ $G(\theta) = 16\bar{C}'_\infty[\theta + \bar{C}_\infty - \bar{C}(0)]$.

Входящий в (11), (12) временной множитель $\exp\{-(\nu + 1)\theta\}$ описывает неизбежную релаксацию решетки со временем под действием падающей волны; в частности, при $\theta \rightarrow \infty$ $e, C' \rightarrow 0$. Другим, в известной мере конкурирующим процессом является перезапись решетки под действием интерференционной картины падающей и дифрагированной волн. При определенных условиях последний процесс может быть определяющим. Здесь важную роль играет комбинация $\eta G(\theta)$. При $|\eta|G(\theta) \ll 1$ I_0 можно заменить единицей и (11), (12) приводят к обычным формулам [7] дифракции на гармонической решетке, амплитуда которой экспоненциально спадает со временем. Самосогласованность становится заметной при $|\eta|G(\theta) \simeq 1$. Отметим, что подобное условие было найдено в [2] для частного случая функции $G(\theta)$.

Рассмотрим подробнее ситуацию при $\delta = 0$, что соответствует выполнению в начальный момент времени условия фазового синхронизма (условия Брегга). Подставляя $\delta = 0$ в (11), (12), получаем

$$e(\theta, \xi) = 4i\eta C^0 \exp\{-(\nu + 1)\theta\} \frac{\sqrt{\xi}}{\sqrt{i\eta G(\theta)}} I_1\left(\sqrt{i\eta G(\theta)\xi}\right), \quad (13)$$

$$C'(\theta, \xi) = C^0 \exp\{-(\nu + 1)\theta\} I_0\left(\sqrt{i\eta G(\theta)\xi}\right). \quad (14)$$

Аргумент функций Бесселя является комплексной величиной с отличной от нуля вещественной и мнимой частями (исключая случай чисто мнимой η), поэтому, вообще говоря, имеют место амплитудная и фазовая модуляции e и C' . Тенденция роста со временем абсолютных значений функций Бесселя может при $(\nu + 1)\theta \leq 1$ преобладать над спадом за счет экспоненциального множителя. При этом достаточно больших $|\eta|$ наблюдается импульсоподобное изменение интенсивности на выходе из слоя. Воспользовавшись асимптотикой I_1 при $|\eta|G(\theta) \gg 1$, получаем

$$e(\theta, 1) = 2i\eta C^0 \sqrt{2/\pi} (i\eta G(\theta))^{-3/4} \exp\left\{-(\nu + 1)\theta + \sqrt{i\eta G(\theta)}\right\}. \quad (15)$$

На рис. 1, 2 представлены рассчитанные по формуле (14) временные зависимости нормированной интенсивности дифрагированного света на выходе из слоя $i(\theta) = |e(\theta, 1)/(2i\eta C^0)|^2$. Нормирующий множитель выбран так, чтобы при $\delta = 0$ было $i(0) = 1$. Как и следовало ожидать, в случае формирования импульса дифрагированного света $i(\theta)$ имеет максимум $\theta \simeq \nu^{-1}$.

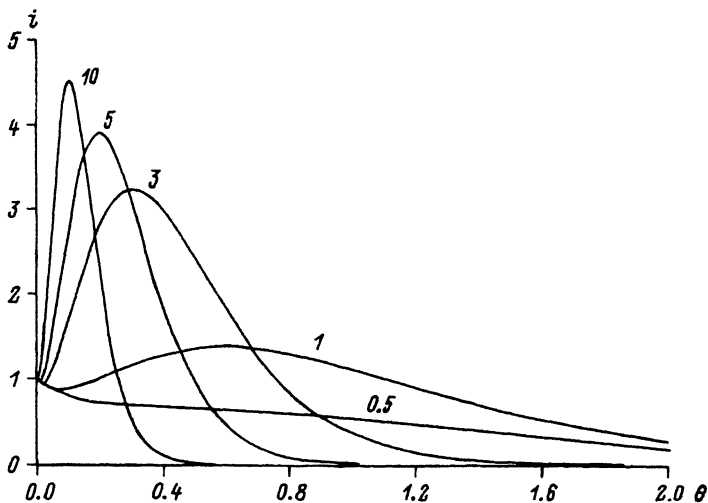


Рис. 1. Зависимости нормированной интенсивности дифрагированного света i от безразмерного времени θ .

$\bar{C}(0) = 0$, $\delta = 0$, $\eta = \pm 5$; цифры у кривых — значения ν .

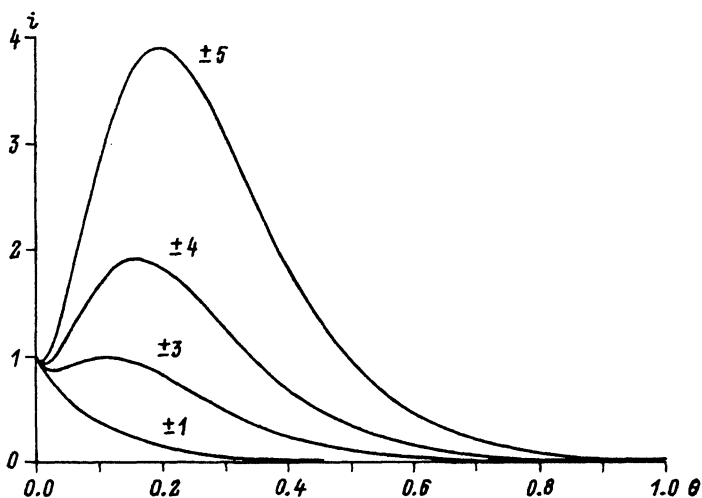


Рис. 2. $i(\theta)$ при $\bar{C}(0) = 0$, $\delta = 0$, $\nu = 5$.

Цифры у кривых — значения η .

Угловая селективность динамической голограммы

Как уже было указано, при $\delta = 0$ объемная дифракционная решетка с течением времени приобретает дополнительную фазовую модуляцию. Это говорит о том, что с точки зрения получения максимальной интенсивности дифрагированного света на выходе из слоя значение $\delta = 0$, вообще говоря, не является оптимальным. Сказанное подтверждает рис. 3, где представлены зависимости $i(\theta)$ для разных δ , рассчитанные с помо-

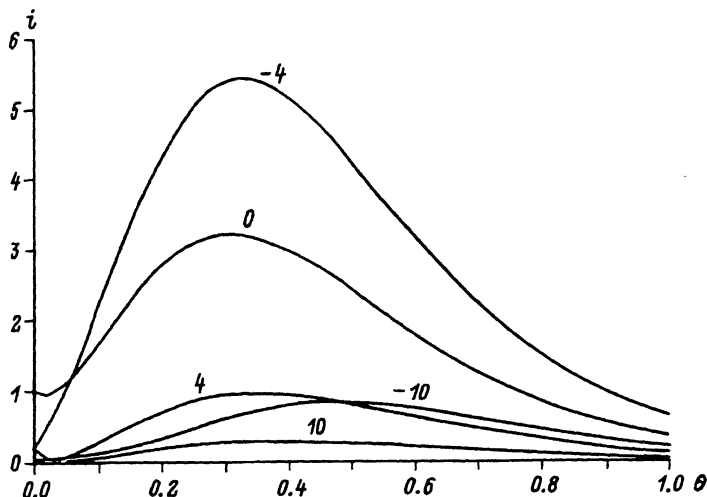


Рис. 3. $i(\theta)$ при $\bar{C}(0) = 0$, $\nu = 3$, $\eta = -5$.
Цифры у кривых — значения δ .

щью формулы (ii). Важно отметить существенное различие кривых, соответствующих δ , отличающимся только знаком.

Более естественно рассматривать изменение со временем зависимостей $i(\delta)$, описывающих угловую селективность объемной решетки в терминах фазовой расстройки δ . Здесь уместно сделать следующее замечание. При сделанных предположениях мы могли бы рассматривать не плоскую решетку с волновым вектором (K_x, K_y) , соответствующую выписанному выше начальному условию для C^+ , а произвольное распределение $\bar{C}(0, x, y)$. Тогда для каждой плоской компоненты в Фурье-разложении $\bar{C}(0, x, y)$ в силу линейности уравнений по \bar{C} будут справедливы полученные формулы. Поэтому $e(\delta)/2i\eta C^0$ даёт в терминах фазовой расстройки угловую передаточную функцию для перехода от начального распределения \bar{C} к полю дифрагированной волны при заданной падающей плоской волне.

В начальный момент времени $\theta = 0$ $i(\delta)$ совпадает с таковой для обычной голограммы [7]: $i(\delta)$ имеет главный максимум при $\delta_{\max} = 0$ и симметрична относительно δ_{\max} . При малых временах смещение δ_{\max} и изменение формы кривой невелико. Ограничиваясь квадратичным по δ приближением, с помощью формулы (11) можно получить при $|\eta|G(\theta) \ll 1$ для вещественных η

$$i(\delta) = \exp \{-2(\nu + 1)\theta\} [\alpha - \beta(\delta - \delta_{\max})^2],$$

где $\alpha = 1 + \eta^2 G^2(\theta)/192$, $\beta = 1/12 - \eta^2 G^2(\theta)/11520$, $\delta_{\max} = \eta G(\theta)/4$.

Отсюда видно, во-первых, что знак δ_{\max} совпадает со знаком η . Во-вторых, характеризуя ширину максимума величиной $\sqrt{2\alpha/\beta}$, находим уширение максимума со временем

$$\sqrt{2\alpha/\beta} = 2\sqrt{6} (1 + \eta^2 G^2(\theta)/320).$$

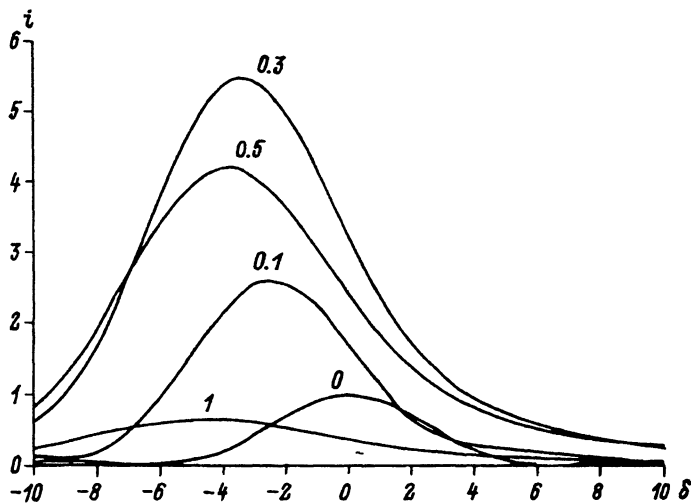


Рис. 4. Зависимости нормированной интенсивности дифрагированного света i от фазовой расстройки δ .

$\bar{C}(0) = 0$, $\nu = 3$, $\eta = -5$; цифры у кривых — значения θ .

Как показывают расчеты по формуле (11), оба процесса — смещение δ_{\max} и уширение главного максимума имеют место и в дальнейшем, хотя второй процесс выражен слабо (рис. 4). Воспользовавшись трактовкой $i(\delta)$ как квадрата модуля угловой передаточной функции, можно сказать, что при считывании происходит сканирование по волновым векторам имеющейся в начальный момент времени БХ голограммы. Подчеркнем, что сказанное относится к случаю, когда можно пренебречь изменением $\bar{\epsilon}$.

Учет изменения $\bar{\epsilon}$

Вернемся к системе уравнений (7), (8) и ограничимся рассмотрением начального этапа процесса считывания $(\nu + 1)\theta \ll 1$, когда $\bar{C}(\theta)$ меняется почти линейно. Дополнительно предположим, что $\bar{C}(0)$ не слишком близка к единице. При этом в (8) можно положить $\bar{C}(\theta) = \bar{C}(0)$, согласно (9),

$$\frac{\partial(x_{\text{п}}(\theta) - x_{\text{д}}(\theta))}{\partial\theta} = 4\eta(\nu + 1) \frac{x_{\text{п}} - x_{\text{д}}}{x_{\text{п}}} (\bar{C}(0) - \bar{C}_{\infty}).$$

Член $-(\nu + 1)C^1$, в правой части уравнения (8) описывает затухание $\exp\{-(\nu + 1)\theta\}$ и при сделанных предположениях может быть отброшен. Таким образом, получаем систему из уравнения (7) и уравнения

$$\frac{\partial C'(\theta, \xi)}{\partial\theta} = e(\theta, \xi)2\nu(1 - \bar{C}(0)) + C'(\theta, \xi)4i\eta(\nu + 1) \frac{x_{\text{п}} - x_{\text{д}}}{x_{\text{п}}} (\bar{C}(0) - \bar{C}_{\infty}) \xi. \quad (16)$$

Заметим, что полученная система является полезной (т.е. не приводящей к превышению точности) при достаточно больших $|\eta|$. Коэффициенты уравнений (7), (16) не зависят от времени, поэтому удобно произвести

преобразование Лапласа по времени. Для изображения Лапласа решения $e(s, \xi) = L[e(\theta, \xi)]$ нетрудно получить представление

$$e(s, \xi) = 2i\eta C^0 \left(s - 4i\eta(\nu + 1) \frac{\kappa_n - \kappa_d}{\kappa_n} (\bar{C}(0) - \bar{C}_\infty) \xi \right)^{-\chi} \int_0^\xi d\xi' \exp \{i\delta\xi'\} \left(s - 4i\eta(\nu + 1) \frac{\kappa_n - \kappa_d}{\kappa_n} (\bar{C}(0) - \bar{C}_\infty) \xi \right)^{\chi-1}, \quad (17)$$

где введено обозначение

$$\chi = \bar{C}_\infty \frac{1 - \bar{C}(0)}{\bar{C}(0) - \bar{C}_\infty} \frac{\kappa_n - \kappa_d}{\kappa_n}.$$

Исследуем сначала случай выполнения условия фазового синхронизма в начальный момент времени $\delta = 0$. Достаточно простые формулы получаются при $\chi = \pm m$, где m — целое положительное число. Впрочем, физически целые значения χ ничем не выделены, и есть основания полагать, что решения при $\chi = \pm m$ дают достаточно полное представление о более общей ситуации. Подставляя $\chi = \pm m$ в (17) и делая обратное преобразование Лапласа, получаем

$$e(\theta, \xi) = 2i\eta C^0 \xi \exp \{4i\eta\nu m^{-1} (1 - \bar{C}(0)) \xi \theta \Theta(\chi)\} \times \times \sum_{l=1}^m \frac{(m-1)!}{(m-l)! l! (l-1)!} \{4i\eta\nu m^{-1} (1 - \bar{C}(0)) \xi \theta\}^{l-1}, \quad (18)$$

где $\theta(\chi) = 1$ при $C\chi > 0$ и $\theta(\chi) = 0$ при $\chi < 0$.

Как и следовало ожидать, формула (18) при $m \rightarrow \infty$ переходит в (13) при $(\nu + 1)\theta \ll 1$, которая описывает при достаточно больших $|\eta|$ резкое увеличение интенсивности дифрагированного света, а также его амплитудно-фазовую модуляцию с изменением фазы $\propto \sqrt{\theta}$. При $\chi = 1$ (18) дает

$$e(\theta, \xi) = 2i\eta C^0 \xi \exp \{4i\eta\nu (1 - \bar{C}(0)) \xi \theta\}.$$

Интенсивность дифрагированной волны на выходе из слоя постоянна, $i(\theta) = 1$, а модуляция фазы $\propto \theta$.

При $\chi = -1$ (18) принимает вид

$$e(\theta, \xi) = 2i\eta C^0 \xi,$$

т.е. отсутствует какая-либо модуляция дифрагированного света. При этом $C'(\theta, \xi) = C^0$. Это означает, что решетка полностью отслеживает связанное с изменением $\bar{\epsilon}$ изменение величины $\kappa_n(\theta) - \kappa_d(\theta)$ — условие фазового синхронизма выполняется в любой момент времени. Заметим, однако, что равенство $\chi = -1$ возможно лишь при $\bar{C}(0) > \bar{C}_\infty$.

На рис. 5 представлены рассчитанные с помощью формулы (18) зависимости $i(\theta)$ для разных целых χ . Хорошо видно, что при увеличении m

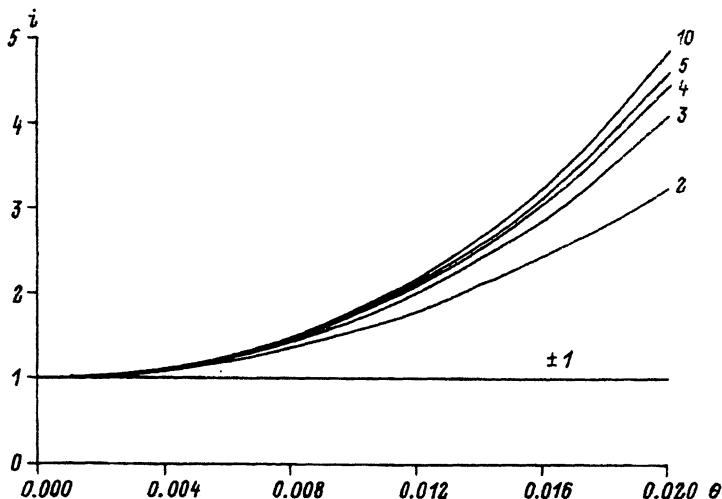


Рис. 5. $i(\theta)$ с учетом изменения $\bar{\epsilon}$ при $\bar{C}(0) = 0$, $\nu = 3$, $\eta = +25$, $\delta = 0$.
Цифры у кривых — значения χ .

увеличивается скорость изменения i со временем. Таким образом, несимметричность считывания $\chi_n \neq \chi_d$ является фактором, препятствующим формированию импульса дифрагированного света при $\delta = 0$.

Переходя к вопросу об угловой селективности, заметим, что обозримые формулы могут быть получены для целых χ и при $\delta \neq 0$. Так, для $\chi = 1$

$$e(\theta, \xi) = 2i\eta C^0 \xi \exp \{4i\eta\nu(1 - \bar{C}(0))\xi\theta\} (\exp\{i\delta\xi\} - 1)/(i\delta\xi).$$

Временная и угловая зависимости здесь разделены, причем $i(\theta, \delta) = |\sin(\delta/2)/(\delta/2)|$, что совпадает с аналогичным выражением для обычных голограмм. $\delta_{\max} = 0$ (для главного максимума) в любой момент времени.

Для $\chi = 2$

$$e(\theta, \xi) = 2i\eta C^0 \xi \exp \{2i\eta\nu(1 - \bar{C}(0))\xi\theta\} \times \\ \times \left(\frac{\exp\{i\delta\xi\} - 1}{i\delta\xi} + 2i\eta\nu(1 - \bar{C}(0))\xi\theta \frac{\exp\{i\delta\xi\} - 1 - i\delta\xi}{(i\delta\xi)^2} \right).$$

Здесь картина более сложная: $i(\delta)$ при $\theta \neq 0$ несимметрична относительно $\delta = 0$. Знак смещения главного максимума определяется знаком η (при вещественных η) так же, как и в случае $\chi \rightarrow \infty$, рассмотренном выше. При малых временах и смещениях $\delta_{\max} = 2\eta\nu(1 - \bar{C}(0))\theta$. Соответствующие кривые представлены на рис. 6.

При $m > 2$ ситуация аналогична случаю $m = 2$. Заметим, что выражение для $e(\theta, \xi)$ при $\chi = m$ может быть получено из (18) путем добавления в каждый член суммы по l дополнительного множителя

$$l! \left(\exp(i\delta\xi) - \sum_{k=0}^{l-1} \frac{(i\delta\xi)^k}{k!} \right) (i\delta\xi)^{-l}.$$

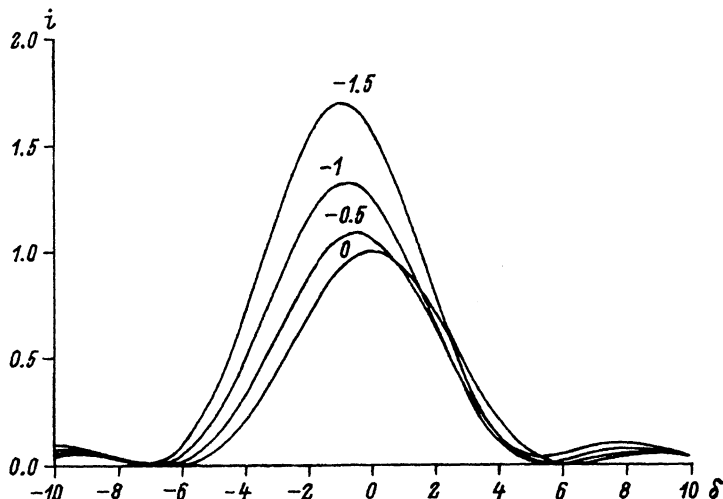


Рис. 6. $i(\delta)$ при $\bar{C}(0) = 0$, $\chi = 2$.
 Цифры у кривых — значения $2\eta\nu\theta$.

Итоги. Качественная картина

Проведенное исследование позволяет нарисовать следующую картину взаимодействия плоской световой волны с объемной дифракционной решеткой в слое фоточувствительной среды типа биохром. Падающая волна дифрагирует на решетке. Под действием интерференционной картины падающей и дифрагированной волн происходит перезапись объемной решетки. Если последняя имеет в начальный момент времени гармоническую зависимость диэлектрической проницаемости, то в дальнейшем происходит искажение первоначального распределения даже при выполнении в начальный момент условия фазового синхронизма. Изменения испытывают как амплитуда, так и фаза решетки. Это происходит, по-первых, потому, что амплитуда дифрагированной волны существенно зависит от координаты. Во-вторых, при дифракции происходит изменение фазы (за исключением случая, когда изменение диэлектрической проницаемости при поглощении света является чисто мнимой величиной с отрицательной мнимой частью). В-третьих, происходит изменение пространственно-независимой части диэлектрической проницаемости, что приводит к изменению условия фазового синхронизма. Искажение решетки сопровождается фазовой и амплитудной модуляцией световой волны на выходе из слоя. При достаточно больших толщине слоя и интенсивности падающей световой волны возможно резкое возрастание интенсивности дифрагированного света, которое ограничивается по времени процессом разрушения решетки под действием падающей волны. Возникновение модуляции фазы решетки приводит к тому, что с точки зрения получения наибольшей интенсивности дифрагированной волны оптимальным оказывается некоторое нарушение условия фазового синхронизма, причем соответствующая оптимальная фазовая расстройка зависит от времени. При наличии набора описываемых независимо дифракционных решеток (гармонических в начальный момент времени) и

заданной плоской падающей волне отмеченный факт можно трактовать как временное сканирование по волновым векторам решеток. При существенном влиянии изменения пространственно независимой части диэлектрической проницаемости картина еще больше усложняется. Хотя, как правило, для получения максимальной интенсивности дифрагированного света это влияние оказывается вредным фактором.

Список литературы

- [1] *Всеволодов Н.Н.* Биопигменты-фоторегистраторы. М.: Наука, 1988.
- [2] *Birge R.R., Fleitz P.A., Gross R.B. etc.* // *Fnn. Intern. Conf. IEEE Eng. Med. Biol. Soc.* 1990. Vol. 12. N 4. P. 1788-1790.
- [3] *Киселев Б.С., Котов В.Б., Салахутдинов В.К.* Препринт Научного Совета "Кибернетика". М., 1991.
- [4] *Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С.* // *УФН.* 1979. Т. 129. № 1. С. 113-137.
- [5] *Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И.* Лазеры на динамических решетках. М.: Наука, 1990.
- [6] *Kogelnik H.* // *Bell. Syst. Tech. J.* 1969. Vol. 48. P. 2909-2947.
- [7] *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1983.
- [8] *Справочник по специальным функциям / Под ред. М.Абрамовица, И.Стиган.* М.: Наука, 1979.

Научный Совет
по комплексной проблеме "Кибернетика"
Москва

Поступило в Редакцию
5 июня 1991 г.