

## ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ ЗАПИСИ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ ПУЧКАМИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*А. М. Березинская, А. М. Духовный, Д. И. Стаселько*

Проведено численное моделирование процессов преобразования частично когерентных пучков динамическими голограммами (ДГ) в переходных от нестационарного к стационарному режимам записи. Показано, что введение частотного сдвига в записывающие ДГ пучки приводит к значительному возрастанию пространственной когерентности преобразованного излучения и эффективности преобразования по сравнению со случаем записи ДГ вырожденными по частоте пучками. Дана количественная оценка быстродействия ДГ при записи пучками частично когерентного излучения и установлено, что быстродействие ДГ заметно возрастает с уменьшением нелинейности среды и интенсивности формирующих голограмму пучков.

Проблема записи динамических голограмм (ДГ) пучками частично когерентного излучения за последние годы привлекла внимание исследователей в связи с решением задач обращения волновых фронтов (ОВФ) и коррекции световых пучков, форма которых меняется во времени [1-5]. Результатом работ [1, 2] явилась теоретическая и экспериментальная оценка границы срыва ОВФ при обратном вынужденном рассеянии Манделъштама—Бриллюэна. В [3-5] теоретически и экспериментально были изучены зависимости эффективности преобразования (ЭП) и функции пространственной когерентности (ПК) преобразованного излучения от когерентности преобразуемого излучения в предельном случае нестационарной записи ДГ частично когерентными пучками, когда время релаксации среды  $\tau$  значительно превосходит длительность импульсов излучения  $t_n$  ( $\tau \gg t_n$ ) и характерное время изменения пространственной структуры записывающих ДГ пучков  $\Delta t$  ( $\tau > \Delta t$ ). Изучение этих зависимостей позволило определить область параметров преобразуемых пучков, в которой возможны эффективная перекачка энергии пучков с низкой ПК в пространственно когерентные пучки, а также стабилизация расходимости и направления распространения преобразованного излучения с дифракционной точностью. Целью данной работы явилось дальнейшее теоретическое изучение указанных зависимостей в режимах записи ДГ, соответствующих переходу от нестационарных к стационарным условиям, когда в отличие от [3-5] выполняются неравенства  $t_n, \Delta t \geq \tau$ .

Анализ уравнений, описывающих взаимодействие световых пучков в объемных фазовых ДГ при стационарном и нестационарном режимах записи голограмм [6, 7], показывает, что амплитуда и фаза усиленного ДГ слабого пучка зависят от глубины модуляции диэлектрической проницаемости решетки и фазового рассогласования решетки по отношению к образующей ее интерференционной картине, которое, согласно [6], определяет разложение амплитуды диэлектрической проницаемости для слабого пучка на вещественную (фазовую) и мнимую (амплитудную) части. Понятно, что скачок фазы сильного пучка мгновенно вызовет такой же фазовый сдвиг интерференционной картины (ИК) на границе ДГ, а поскольку решетка инерционна, то и мгновенное изменение ее рассогласования с интерференционной картиной, приводящее в итоге к изменению амплитуды и фазы преобразованной волны. Важным следствием этого

является снижение ПК преобразованного излучения, если в ДГ не возникнут достаточно быстрые процессы, устраняющие скачок рассогласования.

К числу таких процессов относятся движение ИК относительно образованной ею решетки и релаксационное стирание решетки, сформированной к моменту рассматриваемого скачка. Эффективным путем управления движением ИК является введение частотного сдвига записывающих ДГ пучков, приводящее к перемещению ИК с некоторой постоянной заданной скоростью. Движение ИК может возникнуть также и в отсутствие частотного сдвига пучков как результат их нестационарного взаимодействия. В этом случае скорость движения ИК не является постоянной и определяется изменением во времени и по глубине ДГ нелинейных фазовых набегов взаимодействующих пучков [7]. Данное обстоятельство делает процесс восстановления рассогласования ИК и решетки нерегулярным — переменным во времени и неоднородным по глубине ДГ, что затрудняет его протекание. В общем случае записи ДГ в переходных режимах смещенными по частоте пучками скорость бега ИК определяется суммой скоростей заданного постоянного и нерегулярного движений, соотношение которых зависит от разности частот пучков, инерционности среды, а также нелинейных фазовых набегов пучков в среде. Из сказанного выше следует, что при введении частотного сдвига между записывающими ДГ пучками, обеспечивающего достаточно высокую скорость регулярного движения ИК, можно ожидать повышения ПК преобразованного излучения по сравнению с записью ДГ пучками одинаковой частоты.

С целью проведения количественного анализа процессов записи ДГ пучками частично когерентного излучения в переходных режимах и нахождения условий их эффективного преобразования ДГ в пучки с высокой ПК были выполнены численные эксперименты, моделирующие рассмотренные выше ситуации. Необходимые для этого расчеты амплитуд и фаз преобразованных ДГ пучков, а также интегральных за импульс характеристик — степени ПК  $|\gamma_{12}|$  и энергетической ЭП  $\eta$  — проводились по методу, изложенному в [5], с использованием принятой там модели случайных скачков фаз интенсивной волны, взаимодействующей в объеме ДГ со слабой когерентной волной, через равные интервалы времени  $\Delta t$  ( $\Delta t = t_n/N$ , где  $N$  — число скачков фаз со случайным распределением в промежутке от  $-\pi$  до  $\pi$ ). В качестве точки отсчета степени ПК, относительно которой вычислялись значения  $|\gamma_{12}|$ , как и в [5], принималась та точка исходного сильного пучка, где он был когерентен по отношению к слабому. Экспериментально такая ситуация реализуется в схеме записи ДГ с формированием когерентной слабой волны из части волнового фронта пространственно-некогерентного интенсивного пучка, используемой на практике для решения задач коррекции волновых фронтов лазерных пучков [8]. Были изучены важные для практики случаи записи ДГ пучками одинаковой частоты (безразмерный сдвиг частот  $\bar{\omega} = \omega\tau = 0$ ), а также при частотном сдвиге  $\bar{\omega} = -1$ , обеспечивающем максимальную ЭП в стационарном режиме. Число скачков фазы интенсивного пучка в течение длительности импульса  $t_n$  принималось равным 20, что соответствовало  $|\gamma_{12}| = 0.1$ ; прозрачность среды  $T_0 = 0.8$ ; соотношение интенсивностей волн, падающих на ДГ,  $M = I_1(0, 0)/I_2(0, 0) = 25$ . Коэффициент стационарного усиления слабой волны в поле интенсивной  $G = \bar{G}l$  при принятой в расчетах длине нелинейной среды  $l = 1$  см изменялся в пределах  $5 \leq G \leq 20$ ; параметры  $\Delta t/\tau$  и  $t_n/\tau$ , характеризующие инерционность среды по отношению к интервалу когерентности  $\Delta t$  и общему времени записи голограмм  $t_n$ , варьировались в пределах более двух порядков (0.5—100 и 10—2000 соответственно) и охватывали интересующую нас переходную область.

Кроме того, для выяснения особенностей записи ДГ в переходных режимах частично когерентными пучками аналогичные расчеты ЭП проводились не только при  $|\gamma_{12}| = 0.1$ , но и при  $|\gamma_{12}| = 1$ , т. е. в случае записи голограмм пучками когерентного излучения.

Результаты расчетов степени ПК и ЭП при записи ДГ в переходных режимах представлены на рис. 1, 2. Здесь же для сравнения приведены данные, полученные в [5] при тех же значениях  $G$ ,  $T_0$ ,  $M$  и  $\bar{\omega} = 0$  в предельном случае нестационарной записи ( $t_n/\tau \ll 1$ ). Как следует из рис. 1, а; 2, а, в переходных режимах записи происходит значительное ухудшение ПК преобразованного

излучения по сравнению с предельными случаями нестационарного и стационарного режимов. Рассмотрим качественное объяснение «провала» значений ПК в зависимости от  $t_n/\tau$  на примере записи ДГ пучками одинаковой частоты. По мере перехода от нестационарной к стационарной записи голограмм проис-

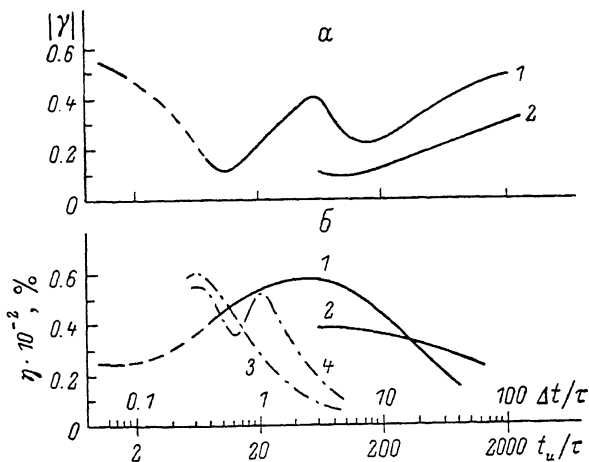


Рис. 1. Зависимость степени ПК излучения на выходе голограммы (а) и ЭП (б) при записи ДГ вырожденными по частоте пучками ( $\bar{\omega}=0$ ) от нормированных значений длительности импульса  $t_n/\tau$  и интервала когерентности  $\Delta t/\tau$ . Степень ПК интенсивного пучка на входе голограммы  $|\gamma_{12}|=0.1$  (1, 2), 1 (3, 4) и  $G=10$  (1, 3), 20 (2, 4).

ходит падение средней за интервал  $\Delta t$  скорости движения ИК относительно решетки вплоть до нуля при  $t_n/\tau \gg 1$ , что препятствует устранению скачков рассогласования нерегулярным движением ИК и приводит тем самым к сни-

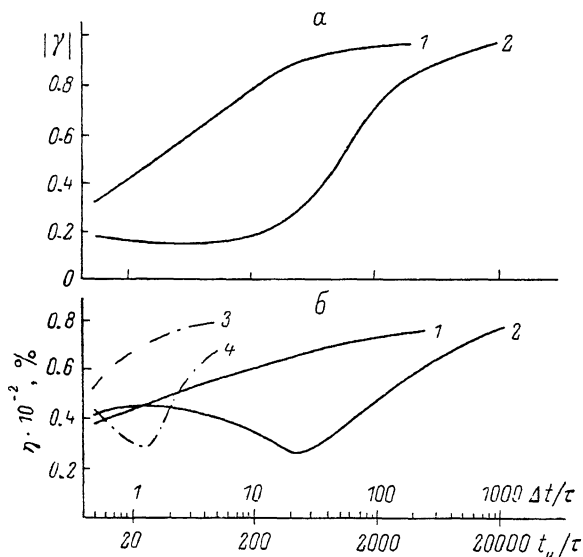


Рис. 2. Зависимость степени ПК излучения на выходе голограммы (а) и ЭП (б) при записи ДГ невырожденными по частоте пучками ( $\omega=-1$ ) от нормированных значений длительности импульса  $t_n/\tau$  и интервала когерентности  $\Delta t/\tau$ . Степень ПК интенсивного пучка на входе голограммы  $|\gamma_{12}|=0.1$  (1, 2), 1 (3, 4) и  $G=10$  (1, 3), 20 (2, 4).

жению степени ПК при увеличении отношения  $t_n/\tau$ . С другой стороны, при дальнейшем увеличении  $t_n/\tau$  до значений  $t_n/\tau > 10^2 \div 10^3$  релаксационное стирание решеток становится настолько быстрым, что обеспечивает восстановление первоначального рассогласования в течение малой доли интервала  $\Delta t$  и в итоге — рост значений ПК преобразованного излучения.

Следует отметить, что этот рост сопровождается значительным падением ЭП (рис. 1, б), так как в стационарном режиме энергообмен пучков одинаковой частоты прекращается [9]. Это делает невозможным достижение в переходном режиме записи ДГ несмещенными по частоте пучками одновременно высоких значений ЭП и степени ПК преобразованного излучения. Следовательно, нерегулярное движение ИК в переходных режимах записи является с этой точки зрения недостаточно эффективным.

Введение регулярного движения ИК при записи ДГ сдвинутыми по частоте пучками существенно меняет ситуацию. Как следует из рис. 2, это позволяет значительно повысить ПК преобразованного излучения и ЭП во всем исследованном диапазоне  $t_n/\tau$ , а при  $t_n/\tau > 10^3$  достигнуть степени ПК и ЭП, близких к единице. Это объясняется, с одной стороны, ускорением возврата рассогласования ИК и решетки после скачков фазы к прежним их значениям благодаря достаточно быстрому движению ИК, не зависящему от величины  $t_n/\tau$ , а с другой — выбором величины частотного сдвига  $\bar{\omega} = -1$ , оптимального с точки зрения достижения высокой ЭП пучков в стационарном режиме записи ДГ.

На рис. 3 показаны фрагменты процесса стабилизации фазовых соотношений в преобразованном пучке при  $\bar{\omega} = -1$  и различных соотношениях  $\Delta t/\tau$ . Видно, что с ростом отношения  $\Delta t/\tau$  уменьшаются как отклонения разности фаз по сечению слабого пучка на выходе ДГ, так и время возврата ее к исходному значению. При  $\Delta t/\tau = 50$  амплитуда отклонения  $\Delta\varphi$  не превышает  $\pi/4$  и  $\Delta\varphi$  возвращается к исходному значению за время  $\sim 0.3 \Delta t$ , что обеспечивает высокую степень ПК преобразованного ДГ излучения ( $|\gamma_{12}| \geq 0.9$ ), тогда как при  $\Delta t/\tau = 5$  размах колебаний  $\Delta\varphi$  достигает значений, близких к  $\pi$ , и  $\Delta\varphi$  не приходит к равновесному состоянию, в результате чего значения  $|\gamma_{12}|$  снижаются до 0.6—0.7.

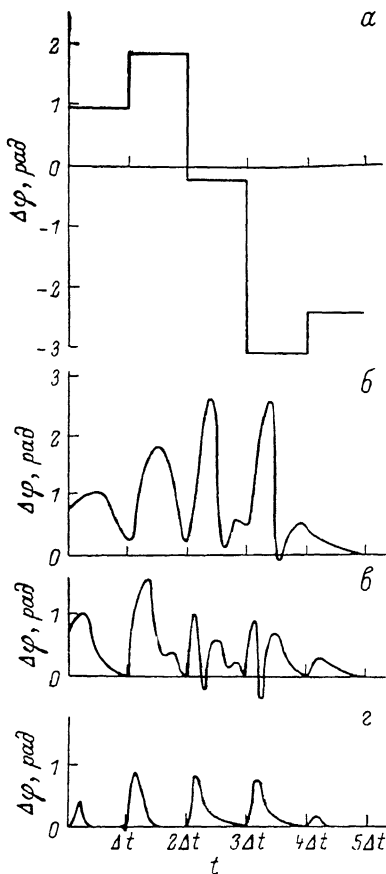


Рис. 3. Временные зависимости разности фаз по сечению интенсивного пучка на входе (а) и слабого на выходе (б—2) ДГ при  $\Delta t/\tau = 5$  (б), 10 (е), 50 (2) и  $\bar{\omega} = 1$ .

Из сравнения результатов расчета ЭП в переходных режимах при записи ДГ пучками когерентного и частично когерентного излучения (рис. 1, б; 2, б) следует интересная особенность, связанная со сдвигом зависимостей ЭП от  $t_n/\tau$  для частично когерентных пучков в сторону существенно больших значений  $t_n/\tau$  при сохранении характера этих зависимостей. Причина указанного сдвига состоит в изменении временного масштаба процесса установления стационарной записи голограмм. Если в случае записи ДГ пучками когерентного излучения стационарный режим устанавливается в течение всей длительности импульса  $t_n$ , то в рамках принятой модели частично когерентного излучения переход к стационарности должен происходить за интервал когерентности  $\Delta t \ll t_n$ , в течение которого фазы падающих на ДГ пучков остаются постоянными. Действительно, спад зависимостей  $\eta(t_n/\tau)$  с ростом отношения  $t_n/\tau$  при записи ДГ когерентными пучками и  $\bar{\omega} = 0$  (рис. 1, б, кривые 3, 4), согласно [7], объясняется прекращением нестационарного энергообмена за времена  $\sim 10 \div 30 \tau$  из-за исчезновения пространственного рассогласования решетки и образующей ее ИК, в результате чего падает интегральная за импульс ЭП. В случае же записи ДГ пучками частично когерентного излучения каждый ска-

чок фазы сильного пучка вызывает рассогласование ИК и решетки, возобновляемое, таким образом, в течение всей длительности импульса, что в результате и обеспечивает возможность достижения высоких ЭП для существенно больших значений  $t_n/\tau$ , чем при когерентной записи голограмм (рис. 1, б, кривые 1, 2). При достаточно больших величинах  $t_n/\tau$ , когда нестационарный энергообмен успевает прекратиться не только за время  $t_n$ , но и за более короткий интервал  $\Delta t$ , спад ЭП все же наступает. Что касается снижения  $\eta$  в области  $\Delta t/\tau < 0.1 \div 1$ , то здесь начинает сказываться влияние многократной записи смещенных случайным образом решеток за время их релаксации [6].

В отличие от записи ДГ пучками одинаковой частоты при  $\bar{\omega} = -1$  случайные скачки рассогласования, возобновляемые за время импульса, приводят не к увеличению, а спаду ЭП, поскольку они нарушают оптимальный фазовый сдвиг ИК относительно решетки, устанавливающийся в стационарном режиме записи

ДГ. Это ведет к значительному замедлению роста ЭП с увеличением отношения  $t_n/\tau$  при записи ДГ частично когерентными пучками по сравнению со случаем когерентных пучков (рис. 2, б).

Существенное влияние на процесс преобразования ДГ частично когерентных пучков в переходных режимах оказывает параметр  $G$ , который определяется нелинейной восприимчивостью среды и интенсивностью падающих на ДГ пучков и характеризует глубину модуляции диэлектрической проницаемости решетки и нелинейные фазовые набег пучков ДГ. Увеличение  $G$ , согласно [7], приводит к затягиванию переходных процессов на интервалах  $t_n$  (запись ДГ пучками с  $|\gamma_{12}| = 1$ ) и  $\Delta t$  ( $|\gamma_{12}| < 1$ ) и росту нелинейных фазовых набегов пучков. Это в свою очередь вызывает сдвиг зависимостей  $\eta(t_n/\tau)$  при записи ДГ когерентным и частично когерентным излучением в сторону больших значений  $t_n/\tau$  и увеличение вклада нерегулярной составляющей движения ИК по отношению к регулярной. Согласно развитым выше представлениям, последнее обстоятельство наряду с ростом нелинейных фазовых набегов должно снижать ПК преобразованного ДГ излучения, что подтверждается результатами расчетов (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1, а; 2, а).

Полученные в данной работе результаты могут быть использованы для количественной оценки быстродействия ДГ при изменении условий их записи. В качестве критерия быстродействия целесообразно принять минимальную величину временного интервала  $\Delta t$ , нормированного на время релаксации решетки  $\tau$   $(\Delta t/\tau)_{\min}$ , при которой частично когерентные пучки преобразуются ДГ в излучение со степенью ПК, близкой к единице (для определенности примем  $|\gamma_{12}| \geq 0.8$ ), а их ЭП мало отличается от ЭП когерентных пучков (для определенности — не более чем на 20 %) при аналогичных условиях записи ДГ. Из рис. 1, 2 следует, что запись ДГ несмещенными по частоте пучками не удовлетворяет указанным требованиям ни при каких значениях  $\Delta t/\tau$ , тогда как для  $\bar{\omega} = -1$  такие значения могут быть найдены. На рис. 4 они приведены как функция от параметра  $G$ . Как видно из этого рисунка, требования к малости времени релаксации среды возрастают с увеличением  $G$  (почти на порядок при изменении  $G$  вдвое), что объясняется увеличением вклада в результирующий переходный процесс нестационарного взаимодействия пучков, связанного с нерегулярным движением ИК.

В целом проведенное численное моделирование переходных процессов записи ДГ пучками частично когерентного излучения показало важное значение вклада частотного сдвига пучков для достижения высоких значений ЭП и ПК преобразованного излучения, а также резкую зависимость требуемых для этого величин времен релаксаций от нелинейности среды и интенсивности пучков, формирующих голограмму.

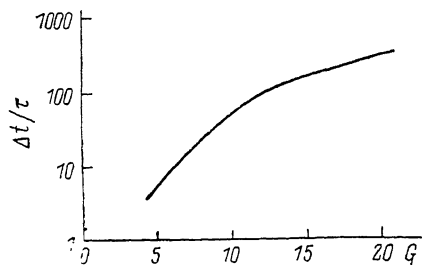


Рис. 4. Зависимость критерия быстродействия ДГ  $(\Delta t/\tau)_{\min}$  от параметра усиления  $G$ .

## Литература

- [1] *Сидорович В. Г.* Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 9, с. 542—545.
- [2] *Бубис Е. Л., Васильев М. В., Лецев А. А.* и др. Опт. и спектр., 1982, т. 53, № 5, с. 921—925.
- [3] *Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И.* Тр. IV Всес. конф. по голографии. Ереван, 1982, т. 1, с. 564—568.
- [4] *Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И.* Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 7, с. 402—406.
- [5] *Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И.* ЖТФ, 1984, т. 54, № 10, с. 1933—1941.
- [6] *Стаселько Д. И., Сидорович В. Г.* ЖТФ, 1976, т. 46, № 2, с. 359—365.
- [7] *Грозный А. В., Духовный А. М., Лецев А. А.* и др. В сб.: Оптическая голография. Л.: Наука, 1979, с. 92—122.
- [8] *Бондаренко М. Д., Гнатовский А. В., Соскин М. С.* УФЖ, 1969, т. 14, № 11, с. 1930—1932.
- [9] *Зельдович Б. Я.* Кр. сообщ. по физике, 1970, № 5, с. 20—25.

Поступило в Редакцию  
3 ноября 1986 г.

---