

- [5] Колбачев Г. В., Самышкин Е. А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2032—2036.
 [6] Божан П. А., Сорокин А. Р. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88—95.
 [7] Клименко К. А., Королев Ю. Д. // Тез. докл. VI Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Ч. I. Томск, 1986. С. 85—87.
 [8] Günterschulze A. Z. // Phys. 1928. В. 49. Н. 5. S. 358—378.
 [9] Günterschulze A. Z. // Phys. 1930. В. 59. Н. 7. S. 433—445.
 [10] Королев Ю. Д., Месляц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 256 с.
 [11] Kowalski T. Z., Zajac J. // Proc. XVII Intern. Conf. on Phenom. in Ion. Gases. Budapest, 1985. Vol. 1. P. 400.

Институт сильноточной электроники
 СО АН СССР
 Томск

Поступило в Редакцию
 9 января 1989 г.
 В окончательной редакции
 14 апреля 1989 г.

07

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

ЗАПИСЬ ГОЛОГРАММ С МОДУЛИРОВАННЫМ ВО ВРЕМЕНИ ОБЪЕКТНЫМ ПУЧКОМ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. П. Гаращук, Т. П. Гаращук, В. В. Ивазник, А. А. Камшилин

В работах [1, 2] исследовалась запись голограмм вибрирующих объектов в фоторефрактивных кристаллах, когда период колебаний объекта много меньше характерного времени записи голограмм в среде τ . В этом случае в фоторефрактивном кристалле происходит формирование усредненных во времени голограмм, что дает возможность достаточно быстро получать информацию о характере и параметрах колебаний реальных объектов.

В настоящей работе рассматривается голографическая запись вибрирующих объектов в реверсивной среде с конечным временем записи τ , равным времени стирания голограммы, причем особое внимание уделено случаю, когда период колебаний объекта сравним с величиной τ . Эксперимент проводился на кубических фоторефрактивных кристаллах со структурой селенита, обладающих наиболее высокой чувствительностью среди реверсивных голографических материалов. Восстановление записанной голограммы осуществлялось непрерывно и одновременно с записью дополнительным считывающим пучком с той же длиной волны, что и у записывающих.

Рост дифракционной эффективности голограммы во времени в фоторефрактивном кристалле можно аппроксимировать в виде $[1 - \exp(-t/\tau)]^2$, т. е. мы предполагаем экспоненциальный отклик среды на записывающий сигнал [3]. Тогда амплитуда восстановленной с голограммы волны может быть представлена в виде

$$A_b(t) = I_0 \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) A(t') dt', \quad (1)$$

где I_0 — постоянная, зависящая от параметров записывающей среды и излучения; $A(t)$ — промодулированная во времени комплексная амплитуда одного из записывающих пучков.

Комплексная амплитуда восстановленного сигнала для случая гармонической модуляции фазы объектного пучка с частотой ω и амплитудой z будет равна

$$A_b(t) = I_0 \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) \exp\left(i \frac{4\pi z \cos \omega t'}{\lambda}\right) dt'. \quad (2)$$

Фазовая модуляция может быть, в частности, осуществлена с помощью зеркала, колеблющегося по гармоническому закону. Здесь предполагается без ограничения общности, что объектная волна является плоской однородной и падает на модулирующее зеркало нормально. Используя известное соотношение

$$A_b(t) = I \exp\left(\frac{i4\pi z \cos \omega t}{\lambda}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n J_n\left(\frac{4\pi z}{\lambda}\right) \exp(in\omega t),$$

выражение (2) преобразуем к виду

$$A_b(t) = I'_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n J_n \left(\frac{4\pi z}{\lambda} \right) \frac{\exp(in\omega t) - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{1 + in\omega\tau}.$$

Для установившегося процесса ($t \gg \tau$)

$$A_b(t) = I'_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (i)^n J_n \left(\frac{4\pi z}{\lambda} \right) \frac{\exp(in\omega t)}{1 + in\omega\tau}. \quad (3)$$

Анализ выражения (3) показывает, что при $\omega\tau \gg 1$ имеет место запись усредненной во времени голограммы, а при $\omega\tau \ll 1$ восстанавливается голографическое изображение объекта в реальном времени. В промежуточном случае в формировании восстановленного сигнала будет участвовать конечное число членов ряда (3). Причем количество значащих членов будет определяться величинами $\omega\tau$ и аргумента

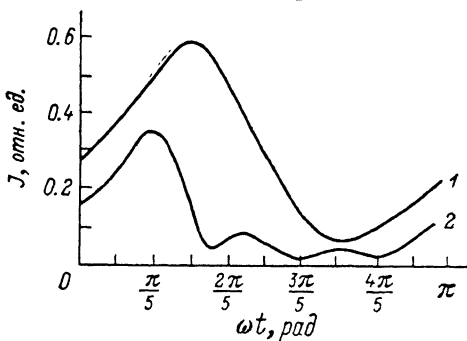


Рис. 1. Расчетная зависимость интенсивности восстановленного пучка от времени, нормированной на интенсивность в восстановленном пучке в отсутствие модуляции, J при $\omega\tau=1$ для различных амплитуд колебаний z .

z , мкм: 1 — 0.15, 2 — 0.5.

функции Бесселя. Поскольку ненулевые члены ряда содержат коэффициенты, зависящие от времени, то сигнал будет содержать переменную составляющую.

На ЭВМ была рассчитана интенсивность восстановленного сигнала. Вид зависимости интенсивности от времени при $\omega\tau=1$ для различных z приведен на рис. 1. Как видно, вос-

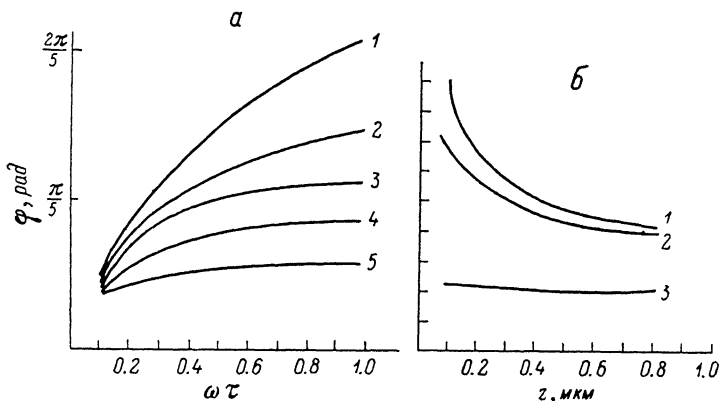


Рис. 2. Расчетная зависимость фазового сдвига φ восстановленного сигнала относительно фазы колебаний от $\omega\tau$ для различных амплитуд колебаний z (а) и от z для различных $\omega\tau$ (б).

$a - z$, мкм: 1 — 0.05, 2 — 0.15, 3 — 0.25, 4 — 0.75, 5 — 2; б — $\omega\tau$: 1 — 1, 2 — 0.6, 3 — 0.1.

становленный сигнал наряду с постоянной имеет переменную составляющую с частотой, равной удвоенной частоте модулирующего сигнала и смещенной относительно последней по фазе. Фазовый сдвиг φ является функцией $\omega\tau$ и z . На рис. 2, а, б приведены расчетные зависимости. При значениях $\omega\tau=0.1$ фазовый сдвиг практически не зависит от амплитуды колебаний: при изменении z от 0.05 до 2 мкм фаза изменяется лишь на $\pi/100$. Для больших амплитуд ($z \geq 1$ мкм) фаза изменяется не более чем на $\pi/10$ при изменении $\omega\tau$ в широком диапазоне от 0.1 до 1.

Эксперимент проводился на установке, схема которой приведена на рис. 3. В качестве регистрирующей среды использовался кристалл $\text{Vl}_2\text{TiO}_{20}$ размером $15 \times 10 \times 2$ мм. Кристалл ориентирован таким образом, что вектор поляризации записывающих голограмму пучков перпендикулярен плоскости падения и кристаллографическому направлению [001]. Для модуляции объектного пучка использовалось зеркало, укрепленное на конце стальной пла-

стинки, другой конец которой жестко закреплен. Пластинка приводилась в колебательное движение электромагнитом, управляемым сигналом от генератора низкой частоты. Запись голограмм осуществлялась He—Ne лазером на длине волны 0.63 мкм. Интенсивность света в объектном и опорном пучках составляла порядка 10^{-1} — 10^{-2} Вт/см². Восстановление голограммы осуществлялось непрерывно по методу обращения волнового фронта с помощью считывающего пучка, распространяющегося навстречу опорному пучку. Восстановленный

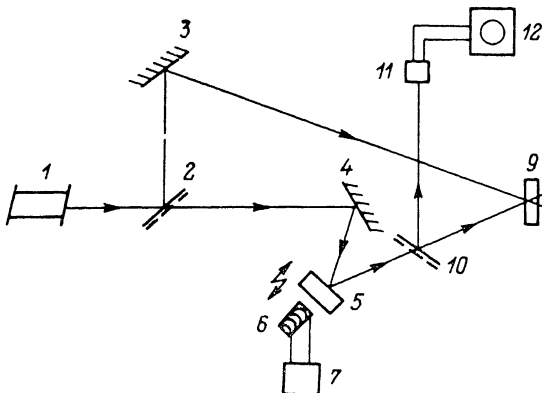


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

1 — лазер; 2 — делительные полупрозрачные зеркала; 3, 4, 8 — поворотные зеркала; 5 — вибрирующий объект; 6 — электромагнит; 7 — низкочастотный генератор; 9 — ФРК; 10 — полупрозрачное зеркало для отвода восстановленного пучка; 11 — ФЭУ; 12 — запоминающий осциллограф.

с голограммы пучок регистрировался ФЭУ. Сигнал наблюдался на экране запоминающего осциллографа.

Была измерена величина характерного времени записи голограммы τ . При этом кривая роста интенсивности интерполировалась функцией $[1 - \exp(-t/\tau)]^2$. Измерения показали, что значения τ , определяемые для различных участков кривой выхода голограммы на ста-

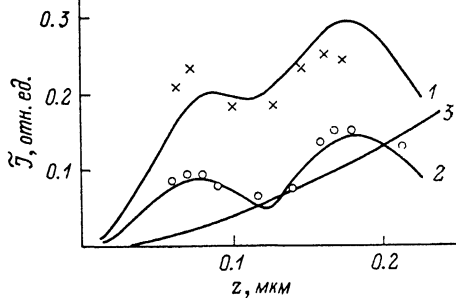
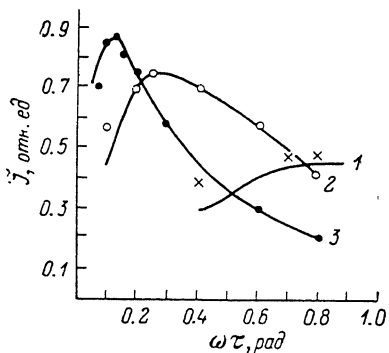


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные зависимости переменной составляющей интенсивности восстановленного пучка, нормированной на интенсивность в восстановленном пучке в отсутствие модуляции, \bar{J} от $\omega\tau$ для различных амплитуд z .

$z, \text{мкм}$: 1 — 0.08, 2 — 0.44, 3 — 1.1.

Рис. 5. Расчетные и экспериментальные зависимости переменной составляющей интенсивности восстановленного пучка, нормированной на интенсивность в восстановленном пучке в отсутствие модуляции, \bar{J} от амплитуды z для различных $\omega\tau$.

$\omega\tau$: 1 — 2, 2 — 1, 3 — 0.1. Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент.

ционарный режим записи, различаются. Для сравнения с результатами расчета бралось среднее значение характерного времени записи.

На рис. 4 приведены экспериментальные и расчетные кривые, показывающие зависимость размаха переменной составляющей интенсивности восстановленного пучка, нормированной на интенсивность в отсутствие колебаний, \bar{J} от величины $\omega\tau$ для различных амплитуд колебаний z . Кривая, описывающая эту зависимость имеет максимум, положение которого изменяется: с увеличением z максимум смещается в сторону меньших $\omega\tau$. У кривых, соответствующих амплитудам колебаний $z > 1$ мкм, максимум становится достаточно резким, что

можно использовать для быстрого и простого определения характерного времени записи голограммы в среде τ . Из рис. 4 видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых.

Нормированная величина размаха переменной составляющей интенсивности J зависит также от амплитуды колебаний z . На рис. 5 приведены расчетные для $\omega\tau=2, 1, 0.1$ и экспериментальные для $\omega\tau=2, 1$ кривые. Зависимость носит флуктуирующий характер, а при малых значениях z близка к линейной. Величина линейного участка увеличивается с уменьшением $\omega\tau$. Например, при $\omega\tau=0.1$ он простирается до $z=0.5$ мкм. Как видно из рис. 5, экспериментальные и расчетные кривые имеют одни и те же особенности. Проведение измерений для малых амплитуд колебаний ($z < 0.1$ мкм) вызвало трудности, связанные с недостаточной стабильностью установки в области рабочих частот ($\omega \approx 1$ Гц).

Расчет и эксперимент показали, что при увеличении амплитуды колебаний зависимость интенсивности восстановленного пучка от времени приобретает вид, показанный на рис. 1 (кривая 2) и 6. Расстояние между глобальными максимумами соответствует полупериоду колебаний, а количество «пичков», появившихся между максимумами, зависит от амплитуды колебаний. Появление первого «пичка» соответствует амплитуде колебаний, равной $\lambda/2$, а каждого последующего — увеличению на $\lambda/4$. Количество «пичков» не зависит от частоты колебаний, но их величина изменяется с изменением частоты. Экспериментально четко различается до 32 «пичков».

Физическая природа возникновения «пичков», очевидно, связана с неполным стиранием решетки, соответствующей крайним положениям объекта. «Пичок» возникает, когда интерференционная картина при промежуточных положениях объекта совпадает с решеткой, записанной для крайних положений вибрирующего объекта.

Результаты теоретического и экспериментального исследования записи голограмм в фоторефрактивном кристалле с объектным пучком, промодулированным во времени, и в отсутствие перекачки, позволяют сделать следующие выводы.

Использование записи голограмм в фоторефрактивных кристаллах с одновременным считыванием дает возможность измерять параметры колебаний объектов на низких частотах, когда период колебаний сравним с характерным временем записи голограмм.

Переменная во времени составляющая интенсивности восстановленного пучка в голограмме сигнала в отсутствие энергообмена между записывающими пучками наблюдается только в случае, когда характерное время записи голограмм сравнимо с периодом модулирующего сигнала. Это существенно отличается от случая нестационарного энергообмена между пучками, рассмотренного в работе [4], где переменная составляющая наблюдалась при $\omega\tau \gg 1$. При больших амплитудах модуляции объектного пучка ($z > 1$ мкм) зависимость переменной составляющей от величины $\omega\tau$ имеет резкий максимум, что может быть использовано для простого и удобного определения как величины τ , так и связанной с ней чувствительности фоторефрактивного кристалла к голографической записи.

Для амплитуд колебаний объекта, превышающих полудлину волны света, записывающего голограмму, на осциллограмме интенсивности восстановленного пучка наблюдается характерная структура небольших «пичков», количество которых позволяет оценить амплитуду колебаний.

Список литературы

- [1] Marrakchi A., Huignard J. P., Herriau J. P. // Opt. Commun. 1980. Vol. 34. N 1. P. 15—18.
- [2] Huignard J. P., Marrakchi A. // Opt. Lett. 1981. Vol. 6. N 12. P. 622—624.
- [3] Степанов С. И., Трофимов Г. С. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 3. С. 559—566.
- [4] Князьков А. В., Кожеевников Н. М., Кузьминов Ю. С. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1737—1741.

Куйбышевский государственный университет

Поступило в Редакцию
28 января 1988 г.

В окончательной редакции
16 февраля 1989 г.

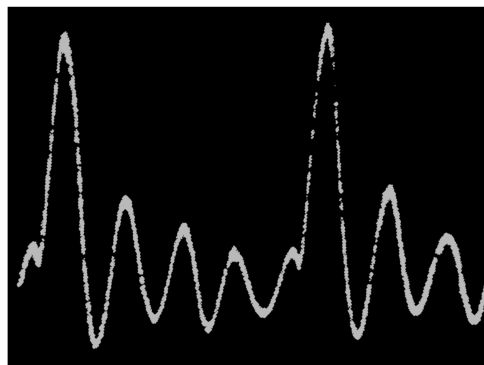


Рис. 6. Осциллограмма интенсивности восстановленного пучка для $\omega\tau=0.5$, $z=0.7$ мкм.