

07

## Одновременные запись и считывание $\chi^{(2)}$ -голограмм в стеклах

© А.И. Валеев, В.М. Чуриков

Вузовско-академический отдел нелинейной оптики  
Института электрофизики УрО РАН и Челябинского государственного  
технического университета

Поступило в Редакцию 5 июня 1996 г.

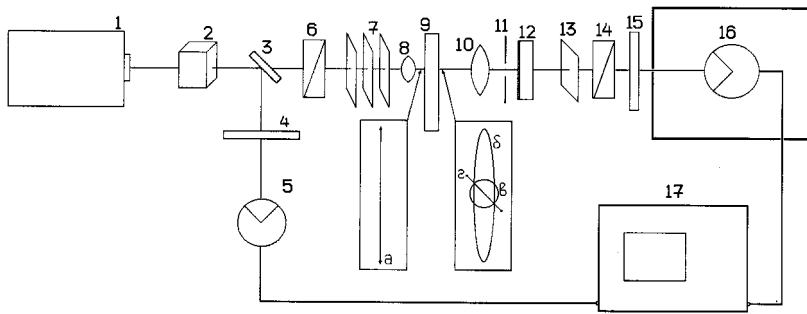
Предложен и реализован новый способ считывания  $\chi^{(2)}$ -голограмм, записываемых разночастотными пучками света с неколлинеарными поляризациями. Считывание и запись голограммы производились одновременно одним и тем же опорным пучком, что позволило избежать влияния считывающего излучения на записываемую голограмму.

В 1986 году Остерберг и Маргулис [1] впервые наблюдали эффективную генерацию второй гармоники и германосиликатном волокне. После длительного пропускания мощного излучения неодимового лазера (так называемого процесса приготовления) волокно начало преобразовывать инфракрасное (ИК) излучение во вторую гармонику. Это открытие было неожиданным, поскольку в стекле квадратичная восприимчивость равна нулю и не выполнено условие синхронизма. Столен и Том [2] показали, что процесс приготовления можно значительно ускорить, если вводить в волокно одновременно с ИК излучением его вторую гармонику. Было показано [2,3], что взаимно когерентные световые поля с частотами  $\omega$  и  $2\omega$  записывают в волокне решетку квадратичной восприимчивости ( $\chi^{(2)}$ -голограмму). Авторы работы [4] записали  $\chi^{(2)}$ -голограммы в объемных стеклах. Эксперименты по исследованию тензорных свойств  $\chi^{(2)}$ -решеток свидетельствовали о том, что в волокне [5,6] или объемном стекле [7,8] записывается пространственно-периодическое электростатическое поле с периодом, удовлетворяющим условию синхронизма для генерации второй гармоники. Однако эти эксперименты не давали ответа на вопрос о механизме записи такого поля. Более того, было показано [9], что этот механизм может отличаться для стекол различного типа. Дополнительную информацию

о механизме записи  $\chi^{(2)}$ -голограмм могли бы дать эксперименты по исследованию динамики записи  $\chi^{(2)}$ -голограмм при различных соотношениях между интенсивностями пучков  $\omega$  и  $2\omega$ . Однако такие исследования сталкиваются с серьезными проблемами. Дело в том, что для измерения уровня сигнала, восстановленного голограммой, необходимо прерывать запись. При этом происходит периодическое подтирание записываемой голограммы считывающим излучением [4], что приводит к искажению результатов. Очевидно, чем больше точек мы будем стремиться снять, тем эти искажения будут сильнее.

В настоящей работе мы предлагаем новый способ считывания  $\chi^{(2)}$ -голограмм, позволяющий, на наш взгляд, избежать указанных трудностей. Суть этого метода заключается в одновременной с записью регистрации сигнала, считываемого с голограммы тем же самым опорным пучком. Поскольку частота и направление распространения сигнала и внешней второй гармоники одинаковы, то эти волны можно разделить только в том случае, если их поляризации не совпадают. Тогда на выходе из образца внешнюю вторую гармонику можно погасить анализатором. При этом доля интенсивности сигнала, пропорциональная  $\sin^2 \theta$ , где  $\theta$  — угол между поляризациями внешней второй гармоники и сигнала, пройдет через анализатор и может быть зарегистрирована фотоприемником. В работе [7] было показано, что поляризации внешней и считанной второй гармоники не совпадают, если запись  $\chi^{(2)}$ -голограммы осуществляется линейно поляризованными волнами  $\omega$  и  $2\omega$ , угол между поляризациями которых отличен от нуля и  $90^\circ$ . В работе [10] наблюдалась интерференция между внешней второй гармоникой и сигналом, интенсивность которых уравнивалась выходным анализатором. Результаты этих работ указывали на возможность экспериментальной реализации предложенного метода.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался Nd:YAG лазер с модулированной добротностью и активной синхронизацией мод. Длительность импульса была 100 пс, в одном пучке — 30 импульсов, частота следования пучков 7 кГц. Средняя мощность ИК излучения в стекле была  $\sim 400$  мВт, вторая гармоника — около 0.1 мВт. Для записи голограмм использовалось стекло ЖС-4 из набора светофильтров ГОСТ 9411-81. Излучение лазера частично преобразовывалось во



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 — лазер; 2 — кристалл КТР; 3 — плоская пластина; 4, 15 — фильтр СЗС-23; 5 — фотодиод ФД-24; 6 — входной поляризатор; 7 — поляризационная система, состоящая из трех слюдяных пластин; 8, 10 — линзы; 9 — образец стекла; 11 — диафрагма; 12 — инфракрасное зеркало; 13 — двулучепреломляющая пластина; 14 — анализатор; 16 — ФЭУ; 17 — осциллограф.

вторую гармонику в кристалле КРТ и пропускалось через поляризационную систему, на выходе которой волны  $\omega$  и  $2\omega$  оказывались линейно поляризованными под углом  $45^\circ$  друг к другу. Для измерения интенсивности излучения использовался калиброванный фотодиод ФД-24. Излучение фокусировалось в образец стекла ЖС-4 микрообъективом с фокусным расстоянием 5 мм. Выходной анализатор (призма Глана) использовался для выделения сигнала второй гармоники, восстановленного записываемой голограммой. Сигнал регистрировался фотоэлектронным умножителем ФЭУ-127В. Анализатор практически полностью гасил внешнюю вторую гармонику в отсутствие стекла ЖС-4. В присутствии же стекла полного гашения добиться не удавалось по двум причинам. Во-первых, в поле мощной световой волны  $\omega$  в стекле возникает наведенное двулучепреломление (оптический эффект Керра), поэтому внешнее линейно поляризованное излучение  $2\omega$  (рис. 1, а) на выходе из стекла становилось эллиптически поляризованным. Во-вторых, в стекле происходила деполяризация света вследствие рассеяния. Таким образом, кроме восстановленного сигнала (рис. 1, з) через анализатор проходило также деполяризованное излучение (рис. 1, в) и

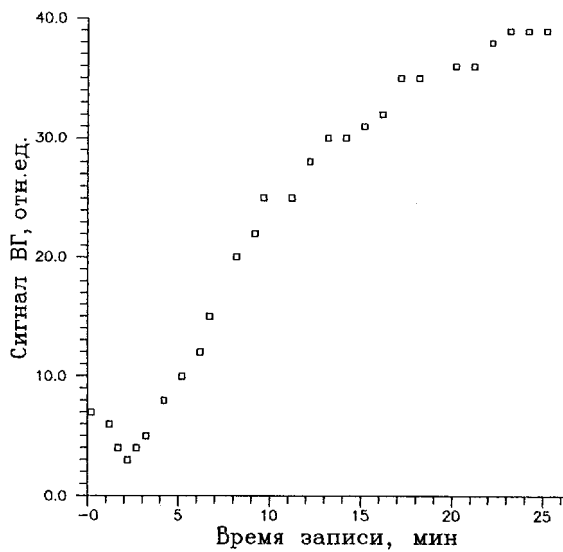
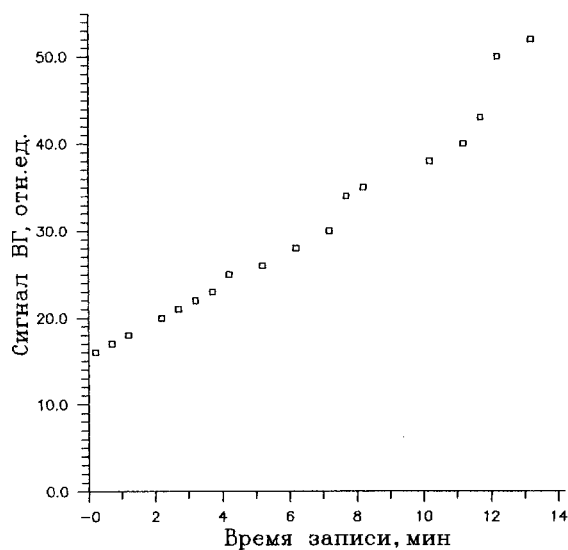


Рис. 2. Зависимость интенсивности второй гармоники, прошедшей через анализатор, от времени записи голограммы.

излучение, соответствующее малой оси эллипса (рис. 1, б). Очевидно, что сигнал, считанный с голограммы, по-разному складывается с деполяризованной и керровской частями паразитного сигнала. В первом случае происходит простое сложение интенсивностей, во втором складываются *амплитуды*, причем в противофазе, поскольку фазы волн, соответствующих большой и малой осям эллипса, отличаются на  $\pi/2$ , а фаза волны, соответствующей большой оси эллипса, т. е. внешней второй гармонике, отличается на  $\pi/2$  от фазы сигнала второй гармоники, считанного с голограммы [10]. Этим мы объясняем падение суммарной интенсивности второй гармоники в начале записи. В момент времени, когда амплитуда сигнала с голограммы становилась равной амплитуде, соответствующей малой оси эллипса, они компенсировали друг друга и ФЭУ регистрировал только деполяризованную часть излучения. Для проверки этого утверждения мы "выправляли" керровский эллипс с помощью двулучепреломляющей пластинки в самом начале записи. При этом



**Рис. 3.** Зависимость интенсивности второй гармоники от времени в случае, когда эллиптичность поляризации внешней второй гармоники компенсировалась двулучепреломляющей пластиной.

интенсивность, регистрируемая ФЭУ, уменьшалась до уровня, наблюдаемого в минимуме кривой на рис. 2. Из этого следует, что влияние эффекта Керра может быть исключено и паразитный сигнал будет определяться только деполяризованной составляющей. На рис. 3 представлена зависимость от времени интенсивности второй гармоники, проходящей во время записи через анализатор. В этом случае эллиптичность поляризации, возникающая из-за эффекта Керра, устранялась с помощью двулучепреломляющей пластины. Таким образом, если сигнал с голограммы не слишком велик по сравнению с паразитным, необходимо сначала исключить эффект Керра, а затем, при анализе результатов, вычесть интенсивность, соответствующую деполяризованному излучению. Если же сигнал достаточно сильный, то этими эффектами можно пренебречь.

Итак, в настоящей работе продемонстрирована возможность считывания  $\chi^2$ -голограммы одновременно с ее записью одним и тем же

пучком, не разделяя во времени эти два процесса. Предложенный метод может быть использован для исследования динамики роста и непрерывного контроля мощности записываемых  $\chi^{(2)}$ -голограмм, а также регистрации решеток квадратичной поляризуемости с малым временем жизни.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант N 96-02-16059-а). Авторы благодарны Б.Я. Зельдовичу и Ю.В. Микляеву за полезные обсуждения данной проблемы.

## Список литературы

- [1] Osterberg U., Margulis W. // Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 516.
- [2] Stolen R.H., Tom H.W. // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 585.
- [3] Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1987. V. 45. P. 562.
- [4] Зельдович Б.Я., Капицкий Ю.Е., Чуриков В.М. // Письма в ЖЭТФ. 1991. V. 53. P. 77.
- [5] Mizrahi V., Hibino Y., Stegeman G. // Opt. Commun. 1990. V. 78. P. 283.
- [6] Ouellette F., Hill K.O., Johnson D.C. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 515.
- [7] Bolshtyansky M.A., Churikov V.M., Karitzky Yu.E., Savchenko A.Yu., Zel'dovich B.Ya. // Pure Appl. Opt. 1992. V. 1. P. 289.
- [8] Churikov V.M., Kapitzky Yu.E., Lukyanov V.N., Zel'dovich B.Ya. // Sov. Lightwave Commun. 1991. V. 1. P. 389.
- [9] Dianov E.M., Kazansky P.G., Starodubov D.S., Stepanov D.Yu. // Sov. Lightwave Commun. 1992. V. 2. P. 83.
- [10] Bolshtyansky M.A., Churikov V.M., Kapitzky Yu.E., Savchenko A.Yu., Zel'dovich B.Ya. // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 1217.