

05.1

© 1991

ВРЕМЕННОЙ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ РОСТ
РЕШЕТОК КВАДРАТИЧНОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ
В СТЕКЛЕБ.Я. З е л ь д о в и ч, Ю.Е. К а п и ц к и й,
В.М. Ч у р и к о в

Эффективная генерация второй гармоники волоконными световодами из плавленного кварца впервые наблюдалась в [1]. Поскольку ГВГ в изотропной среде запрещена по соображениям симметрии и фазового синхронизма, а также в связи с низкой стоимостью волоконных световодов по сравнению с нелинейными кристаллами, явление активно исследовалось в последние годы. Было показано, см. [2], что во время процесса приготовления в среде пишутся решетки $\chi^{(2)}$ -нелинейности, автоматически удовлетворяющие условию синхронизма. В [3] сообщали о записи таких решеток в заготовках для вытяжки волокна. Ранее [4] нами были записаны $\chi^{(2)}$ -решетки в различных стеклах и исследованы некоторые их свойства. Эффективность преобразования была от 10^{-9} до 10^{-6} на длине 70 мкм и зависела от типа стекла. Наблюдались отличия в свойствах для решеток, записанных в стекле и в кварцевых световодах. В настоящей работе мы докладываем о пространственном и временном росте $\chi^{(2)}$ -решеток в стекле и думаем, что эти результаты можно частично обобщить на волоконные световоды.

В эксперименте использовался *YAG:Nd* лазер с активной синхронизацией мод и активной модуляцией добротности. Длительность импульсов была 100 пс, частота повторения 6 кГц, в одном пучке было около импульсов. Излучение лазера частично преобразовывалось во вторую гармонику (ВГ) в кристалле КТР. Нужные поляризации вырезались системой поляризаторов. Оба пучка фокусировались линзой с фокусным расстоянием 9 мм в образец из стекла БС-7 из набора фильтров ГОСТ 9411-81. Интенсивность ИК излучения в центре фокальной перегретки была несколько ГВт/см², интенсивность ВГ - несколько десятков МВт/см². На выходе из образца излучение собиралось линзой. Интенсивность записывающего ИК излучения контролировалась, интенсивность сигнала ВГ (т.е. ВГ при считывании) измерялась фотоумножителем ФЭУ-127. Во время считывания записывающая ВГ отсекалась фильтром.

На рис. 1 представлена зависимость интенсивности сигнала ВГ от времени записи. Начальный участок кривой - часть А - имел четко выраженную параболическую зависимость. Это гово-

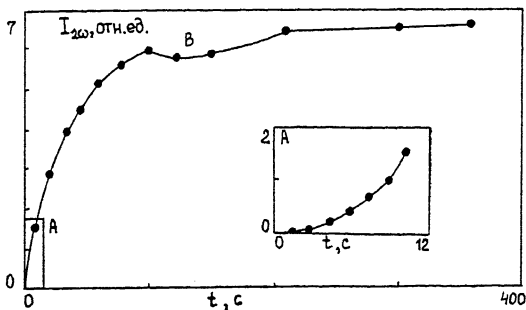


Рис. 1. Зависимость интенсивности сигнала ВГ от времени записи.

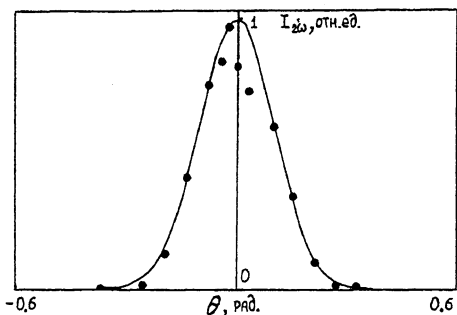


Рис. 2. Угловое распределение сигнала ВГ в дальней зоне для решетки, записанной до насыщения. Точки – экспериментальные данные; линия – приближение функцией $f(\vartheta) \sim \exp(-\vartheta^2/\theta^2)$.

рит о том, что величина $\chi^{(2)}$ – нелинейности растет линейно со временем на этом участке. Прогиб кривой перед выходом на насыщение – часть Б – не случаен. Он повторялся при записи решетки ИК и ВГ волнами с различными интенсивностями и как параллельными, так и ортогональными поляризациями. Аналогичный провал, только более сильный, мы наблюдали при записи $\chi^{(2)}$ –решеток в маломодовых волокнах [2]. Этот эффект мы объясняем локальными изменениями показателя преломления стекла под воздействием излучения. Это может привести к сдвигу интерференционной картины относительно решетки и (или) к изменению интеграла перекрытия между ИК и ВГ волнами, что приводит к большему спаду ВГ сигнала как раз в волокнах.

Мы измеряли пространственное распределение сигнала ВГ по углу в дальней зоне для случая решетки, записанной до насыщения. Для этого изображение ВГ сканировалось узкой щелью. На рис. 2 показаны экспериментальные точки и их приближение функцией Гаусса $f(\vartheta) \sim \exp(-\vartheta^2/\theta^2)$, где $\theta_{ВГ}^{СИГ} = 0.139$ рад. Этот же параметр для записывающих ИК и ВГ полей был $\theta_{ИК}^{3a\pi} = 0.233$ рад

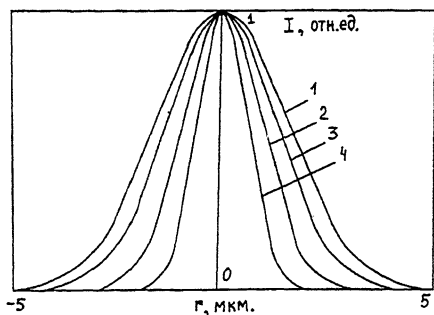


Рис. 3. Рассчитанные из экспериментальных данных пространственные распределения записывающих ИК и ВГ волн в ближней зоне – кривые 1 и 2 соответственно, сигнала – кривая 3, 4 – теоретическая кривая.

и $\theta_{gr}^{3a\pi} = 0.194$ рад соответственно. Распределения интенсивностей в дальней зоне для обеих записывающих волн и для восстановленного сигнала неплохо аппроксимируются гауссовской функцией. Если предположить, что центры фокальных перетяжек этих гауссовских пучков совпадают, то нетрудно рассчитать гауссовы распределения интенсивностей в фокальной плоскости. Соответствующие графики приведены на рис. 3: записывающих ИК и ВГ волн – кривые 1 и 2 соответственно и сигнала ВГ – кривая 3. Для сравнения приведен также график функции $f(x) \sim |I_{\omega}^{3a\pi}(x)|^4 I_{2\omega}^{3a\pi}(x)$, которая отвечала бы записи решетки $\chi^{(2)} \sim E_{\omega}^2 E_{2\omega}$ и считыванию $E_{2\omega} \sim \chi^{(2)} E_{\omega}^2$ – кривая 4. Видно, что рассчитанный сигнал ВГ в ближней зоне существенно шире, чем предполагалось; даже шире, чем записывающая ВГ волна. В свете вышесказанного нам представляется следующая картина пространственного роста решетки. На начальном этапе записи решетки у нас формируется распределение $\chi^{(2)}(x)$, соответствующее кривой 4. Потом, по мере приближения к насыщению, скорость роста в максимуме распределения замедляется, а в крыльях, которые еще далеки от насыщения, остается прежней, что приводит к уширению распределения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] O s t e r b e r g U., M a r g u l i s W. // Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 516-518; O s t e r b e r g U., M a r g u l i s W. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 1. P. 57-59.
- [2] З е л ь д о в и ч Б.Я., К а п и ц к и й Ю.Е. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 6.
- [3] L a w a n d y N.M. // Opt. Commun. 1989. V. 74. N 3, 4. P. 180-184; L a w a n d y N.M., S e l k e r M.D. // Opt. Commun. 1990. V. 77. N 4. P. 339-342; S e l k e r M.D., L a w a n d y N.M. //

Electron. Lett. 1989. V. 25. N 21. P. 1440-1441.

[4] З е л ь д о в и ч Б.Я., К а п и ц к и й Ю.Е., Ч у р и -
к о в В.М. // П и с ь м а в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 3.

Челябинский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
29 марта 1991 г.