

## ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ И САМОФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ САМОСИНХРОНИЗАЦИИ МОД

*В.В.Коробкин, А.А.Малютин, А.М.Прозоров*

В настоящей работе были обнаружены явления самофокусировки и фазовой самомодуляции излучения в активном элементе неодимового лазера [1, 2], работающего в режиме самосинхронизации мод; и показано, что эти эффекты существенно влияют на характер генерации этого лазера.

Для оценки нелинейных изменений показателя преломления активного элемента лазера, возникающих при самомодуляции и самофокусировке, рассмотрим распространение светового импульса, меняющегося во времени по закону

$$E(t) = E_0 \exp \{ i \omega_0 t \} \exp \{ - (t/\tau_0)^2 \}$$

( $E_0$  — амплитуда,  $\omega_0$  — частота поля,  $\tau_0$  — длительность импульса), в среде с зависящим от интенсивности показателем преломления  $n = n_0 + n_2 |E|^2$ . Если  $n_2$  имеет малое по сравнению с длительностью импульса время релаксации, то набег фазы (при малых искажениях огибающей) при распространении этого импульса в среде длиной  $L$  будет [3]:

$$\delta \phi(t) = - \frac{2\pi}{\lambda n_0} L \delta n(t),$$

где  $\delta n(t) = n_2 |E(t)|^2$ , а  $\lambda$  — длина волны излучения. Тогда на выходе из среды поле можно представить в виде

$$E_{\text{вых}}(t) = E(t) \exp \{ i \delta \phi(t) \}.$$

При этом распределение спектра в выходном излучении будет определяться интегралом Фурье

$$F(\Delta\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 \exp \{ i \Delta\omega t + i a \exp \{ -2(t/\tau_0)^2 \} \} \exp \{ -(t/\tau_0)^2 \} dt,$$

где  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ;  $\alpha = -2\pi L n_2 E_0^2 / \lambda n_0$ . На рис.1 приведены рассчитанные численно при разных значениях  $\alpha$  распределения спектра  $|F(\Delta\omega)|^2$ . Расчет выполнен только для малых значений параметра  $\alpha$ , так как в случае больших  $\alpha$  нужно учитывать изменения поля из-за самофокусировки. Действительно, из расчета следует, что заметные изменения спектра должны происходить при  $\alpha \approx 2$ , что соответствует  $\delta n \approx 1,6 \cdot 10^{-6}$  (для  $L = 30$  см,  $\lambda = 10^{-4}$  см). Требуемое же изменение показателя преломления среды для самофокусировки излучения на длине  $L$  [4]

$$L = (\alpha/2) \sqrt{n_0/n_2} (E_m - E_{кр})^{-1},$$

где  $\alpha$  — радиус пучка,  $E_{кр} = \lambda/2\pi\sigma \sqrt{n_2}$  — критическая, а  $E_m$  — необходимая напряженность поля, дает

$$\delta n_m = n_2 E_m^2 \approx 5 \cdot 10^{-6}$$

(при  $\sigma = 10^{-1}$  см). Отметим, что изменение показателя преломления  $\delta n \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$  достигается, например, при  $n_2 \approx 10^{-13}$  CGSE и мощности  $\sim 1$  ватт/см<sup>2</sup>.

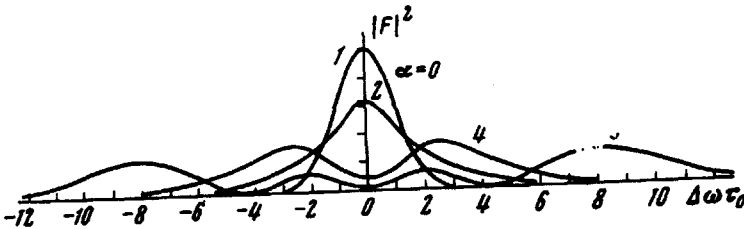


Рис. 1. Рассчитанные на машине плотности спектра  $|F(\Delta\omega)|^2$  при разных величинах параметра фазовой модуляции  $\alpha$ .  $\tau_0$  — длительность исходного светового импульса

Таким образом, для  $\delta n \approx 5 \cdot 10^{-6}$  должна наблюдаться как фазовая самомодуляция, так и самофокусировка излучения.

Для экспериментов нами использовался лазер с кольцевым резонатором ( $T = 8,5$  нсек). Длина активного элемента составляла 30 см. В качестве модулятора добротности использовался краситель № 3955, растворенный в нитробензоле, толщина применявшейся кюветы 2 мм. Выделение аксиальных мод осуществлялось диафрагмой  $\phi 2,7$  мм.

Спектральный состав излучения и его изменение во времени исследовалось, как и ранее [5], с помощью дифракционного спектрографа и электронно-оптической камеры (ЭОК), работавшей в режиме линейной развертки. При исследовании изменений распределения интенсивности поля, связанных с самофокусировкой, на фотокатод ЭОК отображалось с увеличением изображения диафрагмы установленной в резонаторе лазера (расстояние от диафрагмы до активного элемента  $\sim 5$  см). При этом скорость линейной развертки и увеличение выбирались так, чтобы изображения распределения поля по диафрагме для каждого пучка самосин-

хронизации на экране ЭОК не перенакладывались. Так как длительность пиков достаточно мала ( $\sim 2+5 \cdot 10^{-12}$  сек), то смазывания изображения не происходило и разрешение составляло  $\sim 10$  штрих/мм.

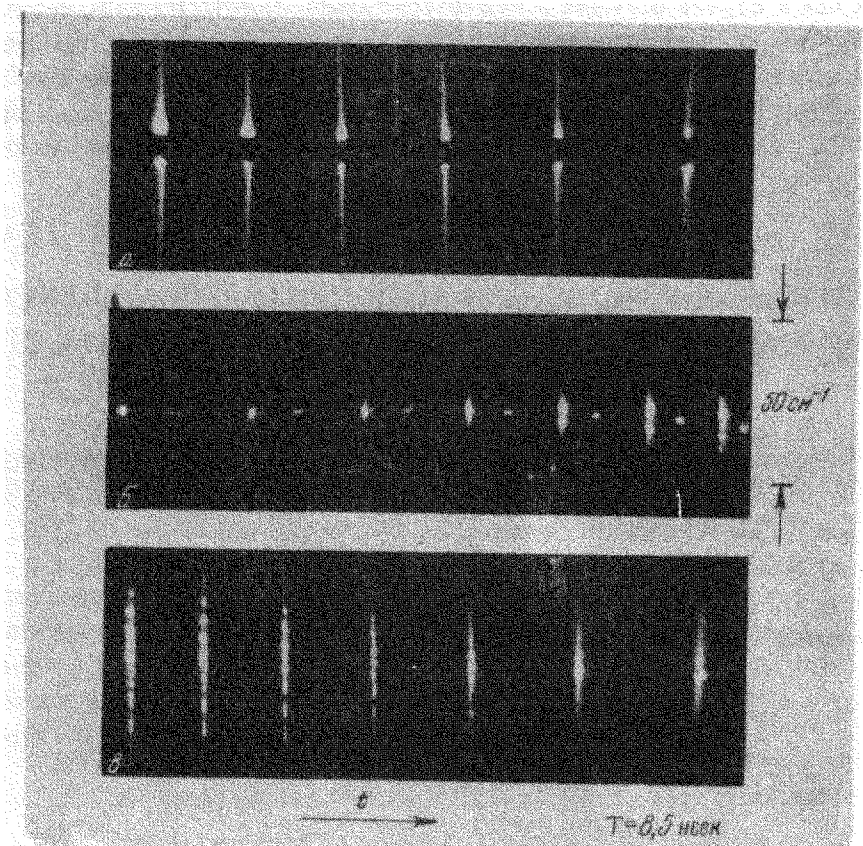


Рис. 2. Временные развертки спектра пиков самосинхронизации: *a* — для слабого и *b* и *в* — сильных световых полей

На рис.2, *a* — *в* приведены развертки спектра излучения, относящиеся к разным вспышкам и для разных задержек запуска ЭОК. Рис.2, *a* показывает вид спектра для малых значений  $E_0$ , что достигалось увеличением начального пропускания просветляющегося фильтра. Центральная часть спектра закрыта диафрагмой, какая-либо структура (с точностью  $\sim 0,5$  см $^{-1}$ ) в крыльях спектра отсутствует. Рис.2, *б* и 2, *в* получены для больших значений  $E_0$  соответственно в начале и середине импульса. Отчетливо видно появление структуры спектра, характер развития которой на рис.2, *б* полностью совпадает с рассчитанным (рис.1) и соответствует увеличению  $\alpha$  для каждого последующего пика самосинхронизации.

На рис.3, *a*—*в* приведены последовательные картины распределения поля по диафрагме в резонаторе лазера. Так как в этом случае для получения достаточного пространственного разрешения расстояние от лазера до ЭОК было уменьшено, а время задержки срабатывания камеры ( $\sim 20$  нсек)

не позволило сфотографировать начальную стадию развития генерации, то приведенные картины соответствуют моментам времени через 20, 50 и 150 нсек после срабатывания ЗОК. Показанные картины свидетельствуют о значительном перераспределении интенсивности излучения при больших величинах поля в резонаторе. Отметим, что распределение интенсивности излучения лазера в режиме свободной генерации было равномерным.

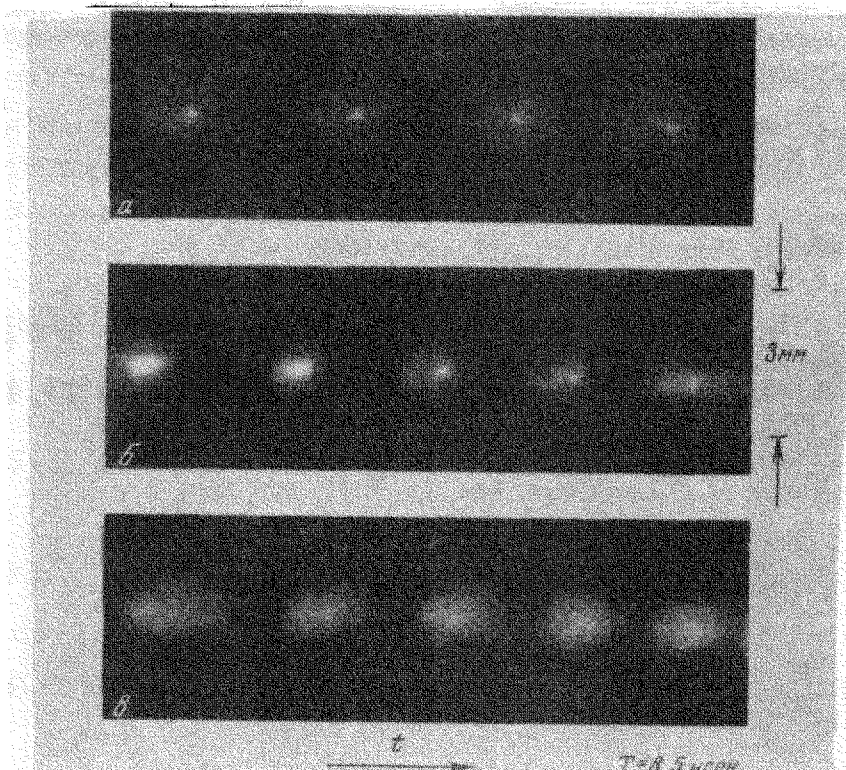


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения по диафрагме в резонаторе лазера для различных стадий гигантского импульса

Таким образом, фазовая самомодуляция в значительной мере объясняет структуру спектра излучения лазера с самосинхронизацией мод [5], а также расхождение экспериментальных данных по измерению длительности сверхкоротких импульсов по двухфотонным методам и по ширине спектра

Необходимо отметить, что основной вклад в фазовую модуляцию дает изменение показателя преломления активного элемента. Изменение показателя преломления в нитробензоле (растворитель просветляющегося красителя) играет существенно меньшую роль. При толщине кюветы 2 мм для самофокусировки в нитробензоле нужно  $\delta n \approx 10^{-1}$ , что намного больше  $\delta n$  необходимого для самофокусировки в стекле. Кроме того, время релаксации  $n_2$ , определяемого эффектом Керра для нитробензола,  $\sim (3-5) \cdot 10^{-11}$  сек [6, 7]. При использовании же световых импульсов с длительностью  $\tau_0 \approx 10^{-12}$  сек механизм нелинейности  $n$

носит, по-видимому, в основном электронный характер [2, 8] и  $n_2$  имеет один и тот же порядок величины как для стекол, так и для большинства жидкостей.

В заключение авторы благодарят Т.И.Кузнецову, В.Н.Лугового и П.П.Пашинина за полезные обсуждения данной работы.

Физический институт  
им.П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 июля 1970 г.

### Литература

- [1] R.R.Alfano, S.L.Shapiro. Phys. Rev. Lett., 24, 592, 1970
  - [2] Н.Г.Басов и др. Препринт ФИАН, № 91, 1969.
  - [3] F.Shimizu. Phys. Rev. Lett., 19, 1097, 1967.
  - [4] P.L.Kelley. Phys. Rev. Lett., 15, 1005, 1965.
  - [5] В.В.Коробкин, А.А.Малютин, М.Я.Щелев. Письма в ЖЭТФ, 11, 168, 1970.
  - [6] В.С.Старунов, Е.В.Тиганов, И.Л.Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, 4, 262, 1966.
  - [7] M.A.Duguay, I.W.Hansen. Appl. Phys. Lett., 15, 192, 1969.
  - [8] R.G.Brewer, C.H.Lee. Phys. Rev. Lett., 21, 267, 1968.
-