

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 168 – 173

5 февраля 1970 г.

**ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗМЕНЕНИЙ СПЕКТРА
НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ САМОСИНХРОНИЗАЦИИ
АКСИАЛЬНЫХ МОД**

В.В.Коробкин, А.А.Малютин, М.Я.Щелев

Эксперименты [1] по исследованию самосинхронизации мод в лазерах с просветляющимися фильтрами показали, что в них редко осуществляется полная самосинхронизация, под которой мы будем понимать наличие на аксиальном периоде одного пика с длительностью $\tau \sim 1/\Delta\nu$ ($\Delta\nu$ – ширина спектра) и энергией, по крайней мере на порядок превышающей энергию всех остальных пиков. Предложенный недавно статистический подход к развитию генерации из спонтанного шума [2,3] предсказывает возможность неполной синхронизации и дает для этой возможности некоторые количественные критерии. Пред-

ставляется интересным сравнить экспериментальные результаты с теоретическими. В поставленных с этой целью экспериментах была исследована как временная структура излучения неодимового лазера, так и развитие во времени спектрального распределения этого излучения.

Схема экспериментальной установки была аналогична описанной ранее в работе [1]. Длина резонатора неодимового лазера составляла 140 см, кювета с просветляющимся фильтром устанавливалась в середине резонатора. Выделение только аксиальных мод осуществлялось с помощью диафрагмы диаметром 2,7 мм.

В первой части работы исследовалась временная структура генерации. Временная развертка излучения лазера производилась с помощью электронно-оптической камеры (ЭОК). В отличие от работы [1], где исследовалась наиболее интенсивная часть импульса генерации, в настоящей работе производилось сравнение между собой различных стадий этого импульса. Для этого луч лазера разделялся на два, и оба луча направлялись на входную щель ЭОК с задержкой во времени одного относительно другого. Величина задержки могла изменяться от нуля до 100 нсек. Наиболее показательным является сравнение начала и конца гигантского импульса. По результатам эксперимента можно выделить три наиболее характерных случая: а) на аксиальном периоде существует только два интенсивных пика как в начале, так и в конце генерации; б) в начале и в конце генерации имеется много пиков на аксиальном периоде; в) в начале генерации имеется два пика, а в конце — их много. Эти три характерных случая приведены на рис.1 а, б, в соответственно. При обработке более 100 вспышек выяснилось, что каждый из указанных случаев встречается со следующими вероятностями: а) — 0,004; б) — 0,59 и в) — 0,37.

Вторая часть работы была посвящена исследованию развития во времени спектра генерации. В качестве спектрального прибора использовался дифракционный спектрограф с дисперсией $12,2 \text{ см}^{-1} / \text{мм}$.

Примеры полученных разверток приведены на рис.2. Отметим, что как и в интегральной регистрации [4,5] была обнаружена неравномерность спектра — на фоне спектра с шириной, достигавшей иногда 100 см^{-1} наблюдалась более интенсивная область ("ядро") с полушириной $\sim 5 \div 7 \text{ см}^{-1}$. Кроме того, на развертках спектра обнаружено, что как "ядро", так и крылья имеют четко выраженную структуру, в не-

которых случаях периодическую. Характерный размер этой структуры $\sim 1 \div 10 \text{ см}^{-1}$. Для каждого пичка на аксиальном периоде ширина спектра может меняться довольно сильно. Структура спектра также меняется от пичка к пичку. При переходе от одного аксиального периода к другому ширина спектра в пичке и его структура обычно воспроизводятся, хотя распределение интенсивности в крыльях может несколько изменяться. Обнаруженная структура спектра излучения в отдельных пичках не связана с какой либо паразитной селекцией. Это

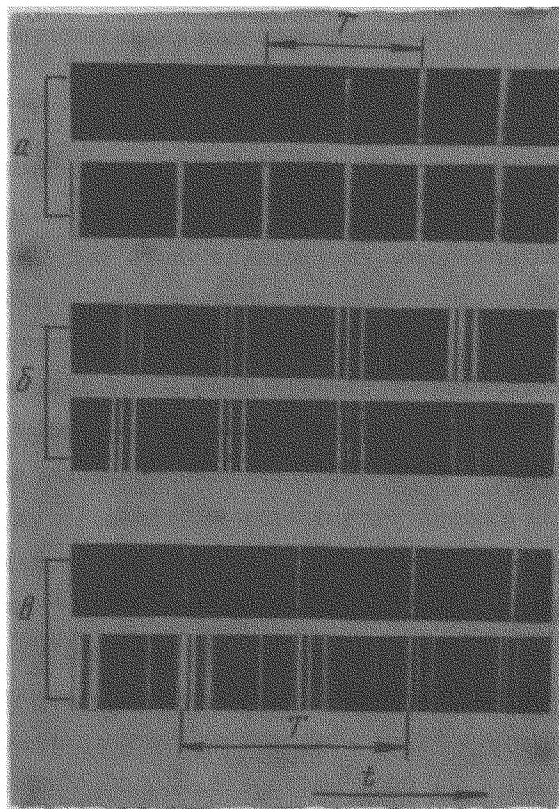


Рис. 1, а – г. Развитие временной структуры генерации неодимового лазера с самосинхронизацией мод. Верхние строчки для каждой вспышки – начало, нижние – конец гигантского импульса; задержка – 100 *нсек*. *T* – аксиальный период 9,4 *мсек*

проверялось при замене кюветы с просветляющимся фильтром на кювету с чистым растворителем. Соответствующая развертка спектра первого пичка свободной генерации приведена на рис.2,г. Видно, что и спектральная и временная структуры в этом случае имеют случайный характер.

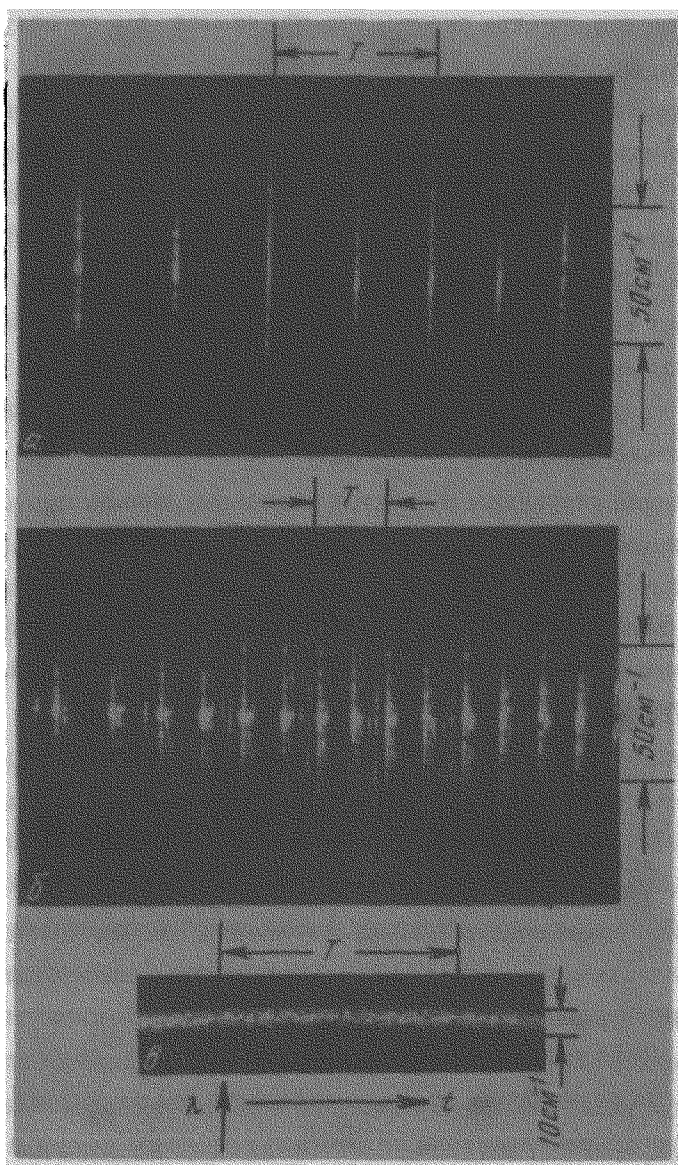


Рис.2,а,б. Временные развертки спектра пичков неодимового лазера с самосинхронизацией мод: а – случай хорошей, б – плохой самосинхронизации; в – развертка спектра первого пичка свободной генерации $T = 9,4 \text{ нсек}$

Перейдем теперь к обсуждению полученных результатов. Развитый в [2] подход позволяет вычислить вероятность полной синхронизации в зависимости от показателя нелинейного преобразования

$$P \approx \frac{\pi}{2} (\Delta\nu / \Delta\nu_0)^2$$

($\Delta\nu$ — полуширина спектра синхронизованных мод, $\Delta\nu_0$ — полуширина спектра исходного поля) и начального числа мод m . Величину $\Delta\nu_0$ с хорошей степенью точности можно считать равной полуширине спектра первого пика свободной генерации. Для $\Delta\nu = 100 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta\nu_0 = 10 \text{ см}^{-1}$ получаем $P \approx 160$. Начальное число мод $m = \Delta\nu_0 / \delta\nu$, где $\delta\nu$ — расстояние между соседними аксиальными модами. В нашем случае $m \approx 4 \cdot 10^3$. Для полученных значений P и m теория [2] предсказывает вероятность полной синхронизации $\sim 0,5$. Полученная экспериментально вероятность полной синхронизации в самом начале гигантского импульса (случай *а* и *в* рис.1) равна 0,41, а в конце его (случай *а*) только 0,04.

Существование структуры в спектре отдельных пиков свидетельствует об их весьма сложной временной структуре, что подтверждает результаты работы [1]. При изменении относительной интенсивности таких близких пиков за время гигантского импульса должны наблюдаться и некоторые изменения в структуре спектра от одного аксиального периода к другому.

Наличие ядра в спектре отдельных пиков может быть объяснено существованием у коротких пиков широкого пьедестала или асимметрией пиков, обусловленных, например, конечным временем релаксации просветляющего фильтра.

На основании приведенных экспериментальных данных можно считать, что статистическая теория удовлетворительно описывает только стадию формирования самосинхронизации до начала самого гигантского импульса. По-видимому, насыщение усиления, а также, возможно, какие-то другие нелинейные эффекты ответственны за усложнение временной структуры генерации во время гигантского импульса, подобное тому, что приведено на рис.1,б. Структура в спектре пиков и соответствующая ей временная структура, наблюдаемые в течение всего гигантского импульса, как для случаев хорошей, так и плохой самосинхронизации, пока не находят удовлетворительного объяснения.

В заключение авторы благодарят Т.И.Кузнецову, В.С.Летохова, П.П.Пашину и А.М.Прохорова за полезные обсуждения.

Литература

- [1] А.А.Малютин, М.Я.Шелев, Письма в ЖЭТФ, 9, 445, 1969.
 - [2] Т.И.Кузнецова. ЖЭТФ, 57, 1673, 1969.
 - [3] В.С.Летохов, Препринт ФИАИ, № 106, 1968.
 - [4] J.A.Armstrong. Appl. Phys. Lett., 10, 16, 1967.
 - [5] J.A.Giordmaine, P.M.Rentzepis, S.L.Shapiro, K.W.Wecht. Appl. Phys. Lett., 11, 216, 1967.
-