

О ДИНАМИКЕ АКТИВНОЙ ФАЗИРОВКИ МОД В ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРЕ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТЕРЬ

Б. В. Аникеев

Впервые получены непосредственно в ОКГ ультракороткие импульсы с энергией порядка энергии насыщения усиления ($6 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-2}$), что важно для их эффективного усиления по энергии. Для режима гигантского импульса показана принципиальная возможность фазировки спектральных компонент излучения в пределах спектра генерации. Спектр генерации содержит частоты, сильно отличающиеся от мод резонатора.

Как хорошо известно, энергия одиночных импульсов в режиме самосинхронизации мод не превосходит $10^{-3} - 10^{-2} \text{ дж}$. Поэтому путем многокаскадного усиления не удавалось получить ультракороткие импульсы с энергией, превосходящей 10^2 дж [1]. В то же время метод активной фазировки мод [2–4] отличается устойчивостью режима фазировки к увеличению накачки, а выходная энергия ограничивается только оптической прочностью деталей лазера. В настоящей работе показано, что при использовании этого метода можно сформировать в ОКГ импульсы, приближающиеся по длительности к импульсам в методе самосинхронизации, но с энергией на два – три порядка более высокой.

В момент включения добротности поле спонтанного шума имеет равномерное распределение по частотам и фазам. За счет зависимости потерь в резонаторе от частоты развитие генерации идет в направлении сужения частотного спектра. Аналогичное сужение должно наблюдаться и в отношении спектра фаз. При совпадении частоты модуляции потерь Ω с межмодовой частотой $c/2L$ минимум потерь будет для комбинации полей, в которой их частоты расположены через $n\Omega$, а фазы совпадают с фазой модуляции потерь. Это очевидный факт, из которого следует, что после включения добротности должно происходить преимущественно развитие полей с определенной фазой, т. е. возникает их распределение $P(\phi, t)$ с максимумом на фазе модуляции. Для поля на частоте ω имеем:

$$\tilde{a}(\omega, t) = \int_{-\pi}^{\pi} a(\omega, t) \cos \phi P(\phi, t) d\phi = a(\omega, t) \overline{\cos \phi(t)}, \quad (1)$$

$$a(\omega, t) = E(\omega, t) \exp(i\omega t).$$

По аналогии с [5] интенсивность поля в резонаторе будет

$$I(t) = \sum_{m, n} a_m a_n \overline{\cos \phi_m} \overline{\cos \phi_n} \exp \{ i\Omega t (m - n) \} + \\ + \sum_n a_n^2 (1 - \overline{\cos^2 \phi_n}) = I_{\text{имп}}(t) + I_{\text{фон}}, \quad (2)$$

где $a_{m,n} = \int_{\omega_{m,n}-\pi/2}^{\omega_{m,n}+\pi/2} a(\omega) d\omega$, $\omega_{m,n}$ – собственные частоты резонатора.

Интерференция большого количества мод в первой сумме образует чисто импульсное поле $I_{имп}(t)$. Это поле совпадает по фазе с изменениями во времени пропускания модулятора потерь. Энергия поля теряется за счет потерь, которые претерпевает оставшаяся часть излучения, заключенная в $I_{фон}$. Это показывает, что при некоторых частотах осцилляции потерь в резонаторе последний проявляет избирательность к фазам своих мод. Фазовая избирательность зависит от потерь, которые модулятор вносит для части излучения, заключенной в $I_{фон}$. Зависимость амплитуд полей $a_{m,n}$ от времени определяет динамику развития компонент $I(t)$ на протяжении всего процесса генерации. Из (2) следует, что в начальный период генерации возможна фазировка в спектральном диапазоне, сравнимом по ширине со спектром генерации.

Этот результат находится в противоречии с результатами теоретической работы [4], базирующейся на амплитудно-временном подходе к описанию динамики лазера с фазировкой мод. Чтобы определить выбор между этими двумя описаниями, эксперимент был построен таким образом, чтобы его результаты можно было сравнить с работой [4]¹⁾. Для модулятора, использованного в нашем эксперименте:

$$\eta(t) \approx 1 - \sin^4(\Gamma_0 \cos \Omega t / 2), \quad (3)$$

где Γ_0 пропорциональна амплитуде электрических осцилляций на затворе (при полуволновом напряжении $\Gamma_0 = \pi/2$). В соответствии с [4] для длительности импульса после k -го прохода имеем

$$\tau_k = \left(-\frac{k}{384} \frac{d^4 \eta}{dt^4} \right)^{-1/4} = \frac{2}{\pi \Omega} \left(\frac{282}{k} \right)^{1/4}. \quad (4)$$

Если задаться $k = 20$ и $\Omega = 5,5 \cdot 10^8$ рад/сек, то $\tau_{20} > 2 \cdot 11$ нсек²⁾.

Эксперимент был проведен в рубиновом лазере с элементом РЛ2Б14-240/310 и показал, что эта оценка не соответствует экспериментальным результатам. Резонатор лазера состоял из клиновидной подложки с отражением 10% и призмы полного отражения в затворе. Рабочие поверхности всех оптических деталей в резонаторе ориентированы под углом Брюстера. Пропускание модулятора $\eta(t)$ изменялось так, как показано на рис. 1. Фотоэлементом ФК-3, согласованным с

¹⁾ Согласно [4] процесс образования ультракоротких импульсов есть монотонный, длительный (по сравнению с аксиальным периодом $2L/c$) процесс их сужения до предельной величины (определенной дисперсионным набегом фазы у спектральных компонент излучения), а не есть процесс их формирования непосредственно после момента включения добротности вследствие фазовой селективности резонатора.

²⁾ Больше, так как в эксперименте $\eta(t)$ имеет менее крутой максимум, чем в (3).

измерителем И2-7, были зарегистрированы импульсы излучения (рис. 2) с длительностью не больше $6 \cdot 10^{-10}$ сек, что значительно меньше оценки по формуле (4). Еще большее противоречие с (4) наблюдается,

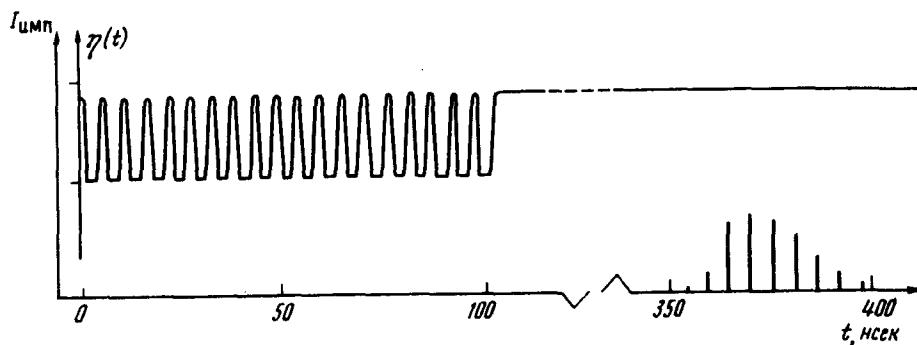


Рис. 1. Диаграмма взаимного расположения во времени осцилляций пропускания модулятора потерь $\eta(t)$ и импульсов генерации лазера $I_{\text{имп}}$

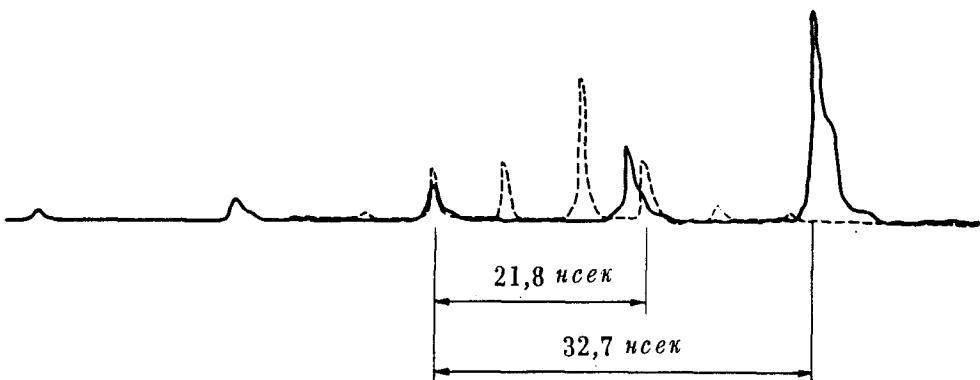


Рис. 2. Форма импульсов излучения. Сплошной линией изображена часть цуга импульсов генерации, получаем при накачке 10 – 30% над порогом. Точками изображен профиль цуга при накачке 70% над порогом. Энергия отдельных импульсов в этом случае достигает $6 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-2}$ при апертуре пучка $0,8 \text{ см}$

если учесть, что для получения показанных на рис. 2 импульсов при амплитудно-временном подходе необходимо действие модуляции в течение $4 \cdot 10^3$ проходов вместо 20, как в нашем эксперименте. Такие расхождения свидетельствуют в пользу вывода, сделанного из формулы (2) и показывают, что образование ультракоротких импульсов происходит уже непосредственно после включения добротности. То, что в данном эксперименте не достигнута минимальная длительность в соответствии с общей шириной спектра ($0,8 \text{ см}^{-1}$), объясняется низкой стабильностью частоты модуляции потерь Ω , которая была не менее $5 \cdot 10^{-3}$.

Представляет интерес также характер зависимости периода следования импульсов от длины резонатора. Как видно из рис. 3, частота следования импульсов остается постоянной в интервале перестройки и сов-

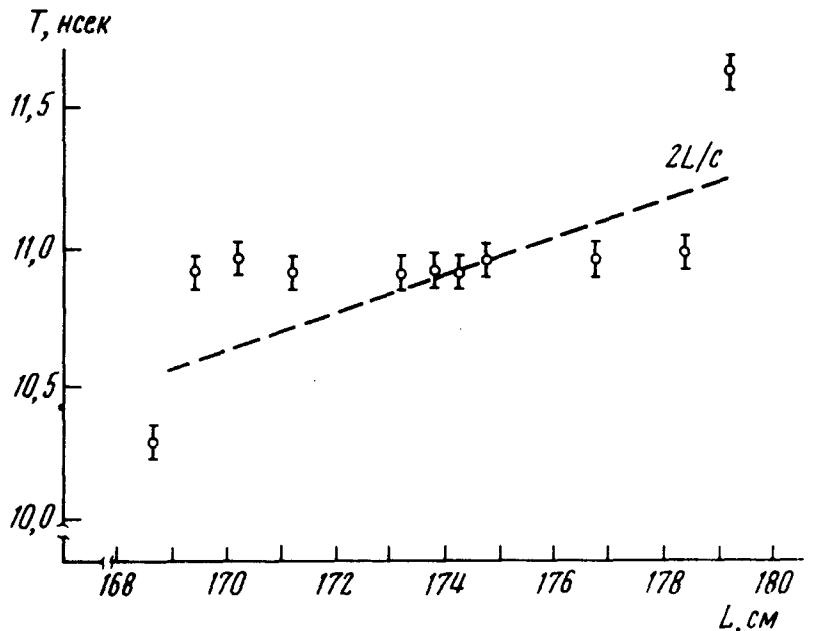


Рис. 3. Результаты измерения периода следования T импульсов излучения в зависимости от изменения длины резонатора L . В центре диапазона перестройки L частоты $c/2L$ и Ω совпадают. Зависимость получена при законе модуляции потерь, показанном на рис. 1.

падает с Ω . Полное время развития генерации в несколько раз превосходит участок развития, на котором действует модуляция потерь (рис. 1). Учитывая это, можно утверждать, что несовпадение частоты следования импульсов с межмодовой частотой свидетельствует об "инерциальности" спектра генерации. Развиваются частоты, несовпадающие на 12 – 25% с собственными частотами резонатора. На границах диапазона перестройки происходит скачкообразное изменение периода симметрично прямой $2L/c$. При дальнейшей расстройке фазировка мод исчезает. При 70%-ной накачке над порогом (рис. 2) интенсивность концентрируется в трех – четырех импульсах, энергия которых достигает $6 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-2}$ при апертуре пучка на выходе лазера $0,8 \text{ см}$.

В данной работе впервые реализована возможность получения в импульсном лазере с фазировкой мод ультракоротких импульсов с энергией, равной энергии насыщения усиления. Лазер, подобный исследованному здесь, может быть полезен для использования его в качестве задающего ОКГ в мощных усилительных установках типа [6], поскольку высокая энергия входного импульса позволяет эффективно усиливать его в субнаносекундном и пикосекундном диапазонах длительностей.

В заключение автор благодарит М.И.Данилейко и Э.М.Беленова за ценные консультации при выполнении данной работы.

Институт ядерных исследований
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
19 ноября 1973 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, П.Г.Крюков, В.С.Летохов, Ю.М.Матвеец, С.В.Чекалин.
Письма в ЖЭТФ, 10, 479, 1969.
 - [2] T. Deutsch. Appl. Phys. Lett., 7, 80, 1965.
 - [3] R.H. Pantell, R.L. Kohn. IEEE J., QE-2, 306, 1966.
 - [4] В.С.Летохов. ЖЭТФ, 54, 1392, 1968.
 - [5] René Dändliker, A. A. Grütter., Heinz P. Weber. IEEE J. QE-6,
687, 1970.
 - [6] Н.Г.Басов, О.М.Крохин, Г.В.Склизков, С.И.Федотов, А.С.Шиканов.
ЖЭТФ, 62, 203, 1972.
-