

Г. В. КРИВОЩЕКОВ, Н. Г. НИКУЛИН,  
В. А. СМИРНОВ, Р. И. СОКОЛОВСКИЙ  
(Новосибирск)

### ПЕРЕХОДНОЙ ПРОЦЕСС В ЛАЗЕРЕ С АКТИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

В режиме синхронизации аксимальных мод резонатора излучение оптических квантовых генераторов (ОКГ) представляет собой серию очень коротких импульсов с весьма большой пиковой мощностью [1—3]. Существует несколько методов синхронизации мод. Самый простой из них состоит во введении в резонатор насыщающегося поглотителя. Именно этим методом к настоящему времени получены импульсы с рекордной длительностью и пиковой мощностью. К сожалению, воспроизводимость результатов от вспышки к вспышке плохая, что связано со статистическим характером процесса формирования импульсов в лазерах с насыщающимся поглотителем [3].

Синхронизация мод путем резонансного (с частотой, кратной межмодовой частоте) изменения параметров лазера [4, 5] открывает принципиальную возможность контролировать процесс формирования импульса. Не исключено, что именно этим методом можно получить стабильные и хорошо воспроизводимые сверхкороткие импульсы (СКИ) света.

Наиболее распространенный теоретический анализ процесса генерации в лазерах с резонансной модуляцией диэлектрической проницаемости [6—10] или потерь [4, 5, 8, 9, 11] основывается на спектральном подходе. Все фигурирующие в теории величины раскладываются в ряд по невозмущенным состояниям резонатора и затем анализируются уравнения, связывающие коэффициенты разложения. При рассмотрении данным методом переходного процесса в ОКГ возникает бесконечная цепочка связанных нелинейных уравнений, анализ которой затруднителен ввиду отсутствия разработанных математических методов. В подобной ситуации особую роль играет пространственно-временное описание процесса генерации. Такой подход позволяет рассматривать временную картину излучения лазера с синхронизованными модами как последовательное высвечивание «бегающего» импульса [12, 13]. Кроме того, на этом пути можно использовать результаты работ по распространению импульсов света в резонансных средах [14—16].

Настоящая работа посвящена анализу переходного процесса в ОКГ с активной модуляцией потерь при возбуждении сверхкоротких импульсов света.

Формирование СКИ начинается из случайных колебаний поля в инвертированной среде, которые под действием модулятора потерь пре-

образуются в световые импульсы. Полученные импульсы усиливаются в активной среде лазера, меняя от прохода к проходу свою форму из-за эффекта насыщения, дисперсии и модуляции. При большом коэффициенте усиления (порядка 10) можно считать, что развитие генерации начинается с первого (стартового) случайного импульса, «вырезанного» модулятором из шума. Длительность стартового импульса по порядку величины совпадает со временем обхода резонатора ( $10^{-9}$  с). Из-за большого коэффициента усиления амплитуда импульса быстро возрастает и, прежде чем импульс значительно сожмется, возникает генерация. Следовательно, в этом случае можно ограничиться только анализом влияния факторов насыщения и модуляции на характер эволюции импульса и пренебречь дисперсионными характеристиками среды.

Рассмотрим лазер бегущей волны. В качестве модели активной среды выберем ансамбль двухуровневых атомов с однородно уширенной линией усиления. Предположим, что изменение потерь осуществляется модулятором, коэффициент пропускания которого  $\rho(t)$  — периодическая функция с периодом, равным времени обхода резонатора  $T$ .

Если пренебречь дисперсией, то изменение импульса происходит только в активной среде и модуляторе. Обход свободного участка резонатора приводит лишь к запаздыванию.

Процесс прохождения светового импульса через активную среду при точном резонансе несущей частоты с частотой перехода  $\omega_0$  атомов описывается уравнениями [14—16] (одномерная модель):

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \delta E = \frac{2\pi\omega_0}{c} P; \quad (1a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \Gamma P = \frac{\mu^2}{\hbar} NE; \quad (1б)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \gamma(N - \bar{N}) = -\frac{1}{\hbar} PE. \quad (1в)$$

Здесь  $E(z, t)$ ,  $P(z, t)$ ,  $N(z, t)$  — медленные вещественные амплитуды поля, поляризации и инверсной заселенности соответственно;  $\delta$  — коэффициент линейных нерезонансных потерь;  $\Gamma$  — ширина линии перехода;  $\mu$  — матричный элемент дипольного момента;  $1/\gamma$  — время продольной релаксации;  $\bar{N}$  — начальная инверсная заселенность. Уравнения (1) путем перехода к новым переменным

$$z \rightarrow z, \quad t \rightarrow t - \frac{z}{c} \quad (2)$$

и введением интенсивности излучения

$$I = \frac{c}{8\pi} E^2$$

легко решаются при соответствующих начальных и граничных условиях для случая некогерентного взаимодействия импульса со средой ( $1/\gamma \gg \tau \gg 1/\Gamma$ ;  $\tau$  — длительность импульса) и отсутствия линейных потерь ( $\delta=0$ ). Соотношения между интенсивностями излучения на входе  $I_k(t, z=0)$  и на выходе  $\tilde{I}_k(t, z=l)$  и между значениями инверсной заселенности до прохода  $N_k(z)$  и после прохода  $N_{k+1}(z)$  импульса через активную среду имеют вид [17]:

$$\tilde{I}_k(t) = I_k(t) \left\{ 1 - \left[ 1 - e^{-\sigma \int_0^l N_k(z') dz'} \right] e^{-2\sigma c \int_0^t I_k(t') dt'} \right\}^{-1}; \quad (3)$$

$$N_{k+1}(z) = \frac{N_k(z) e^{-\sigma \int_0^z N_k(z') dz'} + e^{-\sigma \int_0^z N_k(z') dz'} - 1}{2\sigma \int_0^{\tau} I_k(t') dt'}, \quad (4)$$

где  $\sigma$  — сечение радиационного перехода на частоте  $\omega_0$ .

После действия модулятора  $\tilde{I}_k(t)$  преобразуется в импульс

$$I_{k+1}(t) = \rho(t) \tilde{I}_k(t). \quad (5)$$

Рекуррентные соотношения (3) — (5) были положены в основу расчетов эволюции формы импульса в зависимости от числа проходов. Расчет проводился на ЭВМ с точностью, лучшей чем 0,1% на проход. Стартовый импульс  $I_0(t)$  выбирался в виде импульса произвольной формы с длительностью, равной времени обхода резонатора ( $T = 5 \cdot 10^{-9}$  с). Закон пропускания  $\rho(t)$  полагался равным

$$\rho(t) = \rho_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \sin \frac{2\pi t}{T}\right), \quad (6)$$

где  $\rho_0$  — максимальное значение пропускания модулятора. Закон пропускания (6) соответствует электрооптическому модулятору при синусоидальном управляющем напряжении [18]. Начальный коэффициент усиления среды

$$G_0 = \exp\left\{\sigma \int_0^l N_0(z') dz'\right\}$$

( $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup> для кристалла рубина) и параметр  $\rho_0$  изменялись. Результаты расчетов при различных  $\rho$ ,  $G_0$  представлены на

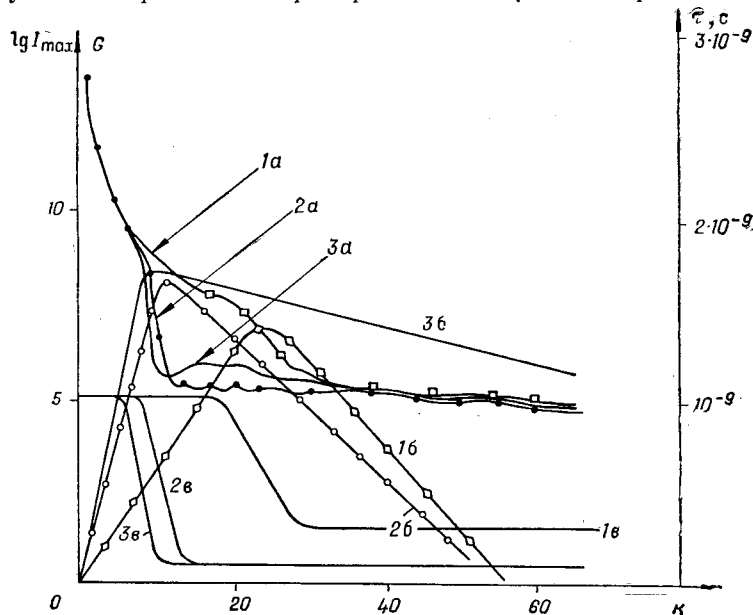


Рис. 1. Зависимости длительности импульса по полуширине  $\tau$  (кривые а), логарифма пиковой интенсивности излучения  $\lg I_{\max}$  (кривые б) и коэффициента усиления  $G$  (кривые в) от числа обходов резонатора  $k$ . Начальный коэффициент усиления  $G_0 = 10,2$ :  
1 —  $\rho_0 = 0,2$ ; 2 —  $\rho_0 = 0,65$ ; 3 —  $\rho_0 = 0,9$ .

рис. 1—3. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента усиления  $G$ ,  $\lg I_{\max}$  и длительности  $\tau$  импульса по полуширине от числа обходов резонатора  $k$  при различных  $\rho_0=0,2; 0,65; 0,9$  и фиксированном  $G_0=10,2$ . В процессе формирования СКИ можно выделить участки линейного сжатия, нелинейного сжатия, стабилизации ширины импульса. На участке линейного сжатия сокращение импульса происходит исключительно за счет модулятора:

$$I_k(t) = \rho^k(t) G_0^k I_0(t). \quad (7)$$

Затем начинается преимущественное усиление переднего фронта импульса, вследствие чего скорость сжатия последнего возрастает. Этот процесс соответствует началу нелинейного участка (см. кривые  $\nu$  на рис. 1). Усиление переднего фронта импульса приводит к тому, что максимум усиления и минимум потерь, соответствующих закону модуляции

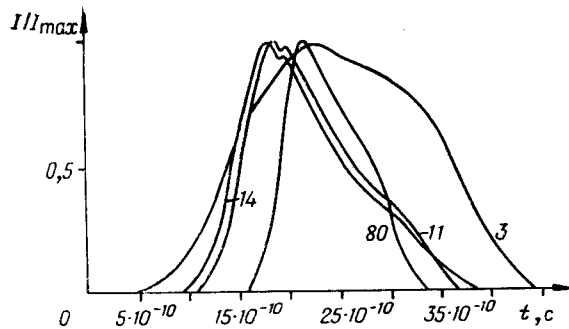


Рис. 2. Нормированные на единицу огибающие импульсов:  $G_0=10,2$ ;  $\rho_0=0,9$ ; номер кривой указывает число проходов импульса в резонаторе; по горизонтальной оси отложено время в единицах  $5 \cdot 10^{-10}$  с.

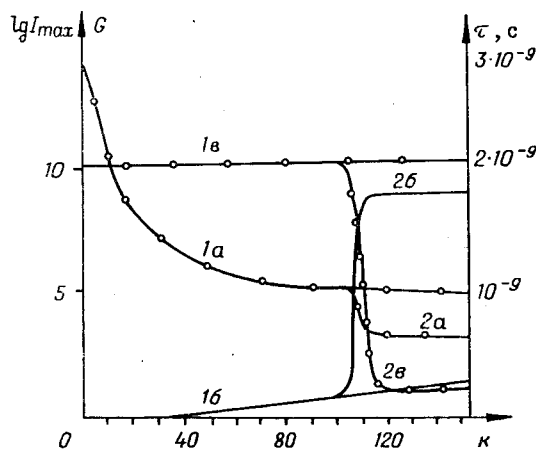


Рис. 3. Зависимости длительности импульса по полуширине  $\tau$  (кривые  $a$ ), логарифма пиковой интенсивности излучения  $\lg I_{\max}$  (кривые  $b$ ) и коэффициента усиления  $G$  (кривые  $\nu$ ) от числа обходов резонатора  $k$ :

1 —  $G_0=10,2$ ,  $\rho_0=0,1$ ; 2 — для включения добротности при  $k=100$  ( $\rho(t)=1,0$ ).

(6), оказываются разнесенными по времени. Совместное влияние этих факторов на передний и задний фронты импульса может оказаться примерно одинаковым.

Если бы накачка успевала восстанавливать инверсию, происходил бы процесс раздвоения и тем самым нелинейного уширения импульса. Однако из-за большой инерционности накачки это явление выражено весьма слабо (см. рис. 2). В общем случае оно приводит только к стабилизации ширины импульсов (см. рис. 1). По окончании нелинейного участка устанавливается стационарный коэффициент усиления и форма импульса слабо меняется от прохода к проходу. Энергия импульса убывает экспоненциально (см. рис. 1).

Проведенные расчеты показывают, что основной вклад в сокращение длительности импульса дает участок линейного сжатия. Понижением добротности резонатора можно добиться увеличения этого участка (см. рис. 3). Если после сжатия импульса мгновенно включить добротность, то возникает

очень короткий импульс с максимально возможной энергией. Эффект мгновенного включения добротности показан на рис. 3. Кривые 2 на этом рисунке относятся к случаю выключенного модулятора.

Экспериментально проверялось влияние времени  $\tau_d$  линейного развития генерации на длительность импульсов. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 4. Опыты проводились с лазером на рубине. Резонатор длиной 210 см был образован двумя плоскими зеркалами на клиновидных подложках. Коэффициенты отражения зеркал  $R_1 = 0,65$ ,  $R_2 = 0,99$ . Для устранения селекции все элементы внутри резонатора

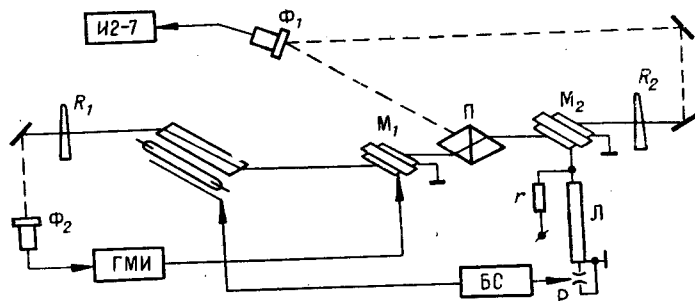


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

натора были расположены под углом Брюстера. Поперечные типы колебаний выделялись диафрагмой диаметром 1,2 мм. Электрооптический модулятор  $M_2$  на кристалле КДП помещался непосредственно у плотного зеркала (как показано в работе [13], в этом случае теория для генератора бегущей волны применима и к генератору стоячей волны). Генератором модулирующих импульсов служил отрезок коаксиального кабеля  $L$ . Перед включением модулятора  $M_2$  на кабель подается четвертьволновое напряжение, при котором потери в резонаторе наибольшие. В момент максимальной инверсии кабель  $L$  закорачивается разрядником  $P$  и на  $M_2$  поступает серия электрических импульсов. Период повторения импульсов  $T = 14 \cdot 10^{-9}$  с равен времени двойного прохода резонатора импульсом генерации. Длительность цуга составляла  $1,4 \cdot 10^{-6}$  с (100 импульсов).

На рис. 5 представлены осциллограммы импульсов генерации при различных временах  $\tau_d$  линейного развития генерации. Увеличение вре-

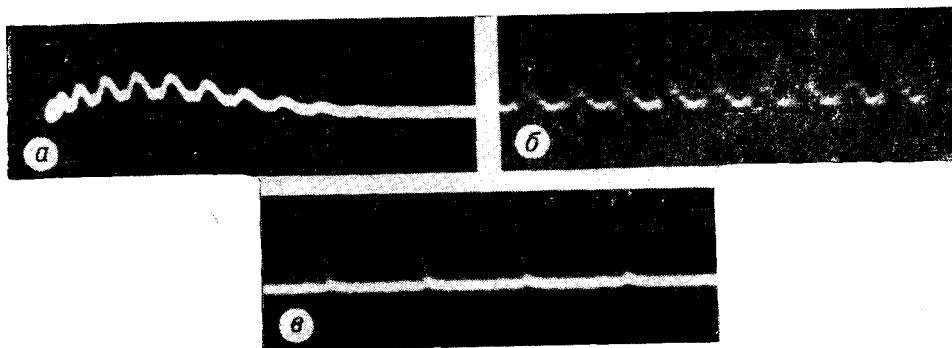


Рис. 5. Длительность импульсов генерации при различных значениях времени линейного развития:

$a - \tau_d = 140$  нс;  $б - \tau_d = 0,65$  мкс;  $в - \tau_d = 1,2$  мкс.

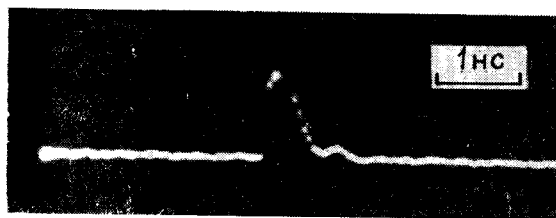


Рис. 6. Одиночный сверхкороткий импульс ( $\tau = 6 \cdot 10^{-10}$  с).

мени линейного развития достигалось уменьшением добротности резонатора. Из осциллограмм видно, что с ростом  $\tau_d$  происходит сокращение длительности импульсов. Это легко понять, если принять во внимание тот факт, что выход в генерацию происходит в начале нелинейного участка. В этом случае длительность импульса определяется сжатием на перна порядок (ср. осциллограммы *a* и *b* на рис. 5). Расхождение теории с экспериментом, по-видимому, связано с каким-либо из принятых допущений: 1) пренебрежением линейных потерь в активной среде, 2) выбором коэффициента усиления, вдвое превышающего экспериментальную величину, 3) выбором формы стартовых импульсов. Главная причина количественного расхождения теории и эксперимента может быть выяснена лишь после постановки количественных экспериментов, проведение которых предполагается.

Экспериментально осуществлен вывод одиночного СКИ (рис. 6). Первый импульс генерации поступал на фотодиод  $\Phi_2$  (ФЭК-14), который запускал генератор модулирующего импульса (ГМИ). С выхода ГМИ на электрооптический затвор  $M_1$  (КДП) через время  $5 \cdot 10^{-8}$  с поступал электрический импульс полуволнового напряжения длительностью  $2 \cdot 10^{-8}$  с (длительность фронта  $0,5 \cdot 10^{-9}$  с). Плоскость поляризации излучения поворачивалась на  $90^\circ$  и импульс генерации через призму Глана — Томсона П выводился из резонатора. Измеренная ширина спектра с помощью эталона Фабри — Перо составляла  $0,35 \text{ см}^{-1}$ , а спектр оказался гладким с точностью до межмодовой структуры.

Длительность одиночного импульса измерялась электронным методом (фотодиод ФЭК-15 и осциллограф И2-7) с предельным разрешением  $6 \cdot 10^{-10}$  с.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. De Maria, W. H. Glenn, Jr., M. S. Brienza, M. E. Mask. Picosecond Laser Pulses.— Proc. IEEE, 1959, v. 57, № 2.
2. P. W. Smith.— Mode-Locking of Lasers.— Proc. IEEE, 1970, v. 58, № 9.
3. Б. Я. Зельдович, Т. И. Кузнецова. Генерация сверхкоротких импульсов света с помощью лазеров.— Препринт ФИАН, № 67, М., 1971; УФН, 1972, т. 106.
4. L. E. Hargrove, R. L. Fork, M. A. Pollack.— Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulation.— Appl. Phys. Lett., 1964, v. 5.
5. M. Di Domenico. Small-signal Analysis of Internal (Coupling type) Modulation of Lasers.— J. Appl. Phys., 1964, v. 35.
6. S. E. Harris, O. P. McDuff. FM Laser Oscillation Theory.— IEEE J. Quant. Electron., 1965, QE-1.
7. E. O. Ammann, B. J. McMurtry, M. K. Oshman. Detailed Experiments of He-Ne FM Lasers.— IEEE J. Quant. Electron., 1965, QE-1.

8. A. E. Siegman, D. J. Kuizenga. Simple Analytic Expressions for AM and FM Mode-Locked Pulses in Homogeneous Lasers.— Appl. Phys. Lett., 1969, v. 14.
9. D. J. Kuizenga, A. E. Siegman. FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Lasers. Part I: Theory.— IEEE J. Quant. Electron., 1970, QE-6.
10. Ю. П. Егоров, А. С. Петров. Взаимная синхронизация аксиальных типов колебаний в газовых ОКГ при внутренней модуляции.— Радиотехника и электроника, 1967, № 8.
11. В. С. Летохов. Динамика генерации импульсного лазера с фазировкой мод.— ЖЭТФ, 1968, т. 54.
12. В. И. Беспалов. О предельных параметрах импульсов, генерируемых ОКГ в стационарном режиме с захватом мод.— ИВУЗ, Радиофизика, 1967, т. 11.
13. В. И. Беспалов, Э. Я. Дауме. Предельные параметры сверхкоротких импульсов, излучаемых ОКГ при резонансной модуляции потерь.— ЖЭТФ, 1967, т. 52.
14. П. Г. Крюков, В. С. Летохов. Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде.— УФН, 1969, т. 99.
15. G. L. Lamb, Jr. Analytical Descriptions of Ultrashort Optical Pulse Propagation in a Resonant Medium.— Rev. Mod. Phys., 1971, v. 43.
16. A. I csevgi, W. E. Lamb, Jr. Propagation of Light Pulses in a Laser Amplifier.— Phys. Rev., 1969, v. 185.
17. Т. М. Ильинова, Р. В. Хохлов. О нелинейных свойствах лазера как усилителя.— ИВУЗ, Радиофизика, 1965, т. 8.
18. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирование света. М., «Наука», 1970.

*Поступила в редакцию  
9 марта 1972 г.*

---