

зультатов указывает на соответствие теории и эксперимента. Экспериментальные исследования подтверждают выводы о перспективности использования режима двукратной дифракции в устройствах управления оптическим излучением и оптической обработки информации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. [2] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1976. 17, № 3. С. 305. [3] Антонов С. Н., Проклов В. В. // ЖТФ. 1987. 53, № 2. С. 306. [4] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н., Траоре Б. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. «Проблемы оптической памяти». Ереван, 1987. Ч. 1. С. 174. [5] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н., Траоре Б. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29, № 5. С. 50. [6] Азаматов З. Т., Беликов И. Б., Волошинов В. Б. и др. // Там же. 1984. 25, № 1. С. 59.

Поступила в редакцию  
17.05.88

ВЕСТИ. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 4

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826.038.824

### ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРАХ НА КРАСИТЕЛЕ С СИНХРОННОЙ НАКАЧКОЙ

Д. П. Криндач, В. И. Новодережкин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Теоретически и экспериментально исследованы зависимости длительности импульса и параметра чирпа от длины волны генерации в непрерывном лазере на красителе с синхронной накачкой.

Процессы фазовой модуляции оказывают существенное влияние на характеристики лазеров на красителе, работающих в режиме стационарной синхронизации мод [1, 2]. В случае пассивной и комбинированной синхронизации мод фазовая модуляция возникает в результате насыщения поглощения и эффекта Керра в растворе поглощающего красителя [3—5]. В работе [6] на основе численного расчета показано, что сильная фазовая модуляция может наблюдаться и в лазерах с синхронной накачкой вследствие насыщения усиления. Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию непрерывного лазера на красителе с синхронной накачкой с учетом эффектов фазовой модуляции.

Будем считать, что в стационарном режиме эволюция светового импульса при прохождении внутрирезонаторных элементов определяется малыми относительными добавками к комплексной амплитуде, сумма которых равна нулю за полный обход резонатора. Представляя поле в виде

$$E(\eta, z) = A(\eta, z) \exp\{i\omega_L \eta - ikz\} + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где  $k$  — волновой вектор,  $\omega_L$  — несущая частота, и используя ту же

процедуру вывода, что и в [7, 8], можно получить следующее уравнение для амплитуды:

$$\left[ \frac{(1/2) G_0^{\max} J(t)}{1 - i\Delta} e^{-\tilde{\mu}(t)} - \frac{K_0}{2} + i\delta - \delta^2 + i\varphi - (\tau_f + 2i\tau_f\delta - h) \frac{d}{dt} + \left( \tau_f^2 + \frac{i}{2} p \right) \frac{d^2}{dt^2} \right] A(t) = 0, \quad (2)$$

где

$$\tilde{\mu}(t) = \frac{2\sigma/(1 + \Delta^2)}{h\omega_L} \int_{-\infty}^t |A(t')|^2 dt', \quad t' = \eta - z \frac{dk}{d\omega} \Big|_{\omega_L},$$

$$\Delta = \tau_0 (\omega_0 - \omega_f), \quad \tau_0 = 2/\Delta\omega_0,$$

$$\delta = \tau_f (\omega_f - \omega_L), \quad \tau_f = 2/\Delta\omega_f, \quad h = 2\Delta L/c,$$

$\omega_0, \Delta\omega_0$  — центральная частота и полная ширина на полувысоте линии усиления;  $\omega_f, \Delta\omega_f$  — аналогичные величины для перестроенного фильтра (передаточную функцию фильтра и форму линии усиления считаем лоренцевыми);  $\Delta$  — расстройка частоты фильтра относительно центра линии усиления;  $\delta$  — расстройка частоты лазерной генерации относительно центральной частоты фильтра;  $\sigma, h\omega_L$  — сечение перехода и энергия кванта;  $\Delta L$  — расстройка длины резонатора;  $p$  — дисперсия, создаваемая внутрирезонаторными дисперсионными элементами;  $\varphi$  — изменение фазы за обход;  $G_0^{\max}, J(t)$  — ненасыщенное усиление в центре линии и интеграл накачки ( $0 \leq J(t) \leq 1$ );  $K_0$  — потери в резонаторе.

Первый член, стоящий в скобках, записан в предположении, что время релаксации усиливающей среды  $T_0$  велико по сравнению с длительностью импульса накачки, а к моменту прихода очередного импульса накачки остаточное усиление от предыдущего отсутствует. Мнимая часть первого члена определяет фазовую модуляцию, возникающую при  $\Delta \neq 0$  и связанную с процессами накачки и насыщения усиливающей среды. При  $\Delta = 0, \delta = 0, p = 0$  уравнение (2) совпадает с полученным в [7, 8]. Полагая

$$A(t) = A_0 \exp \left\{ -\frac{t^2}{\tau^2} (1 - ib) \right\}, \quad (3)$$

$$J(t) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{th} \frac{t - t_0}{\tau_p} \right], \quad (4)$$

где  $\tau, \tau_p, t_0$  — длительности импульсов генерации и накачки и их относительная задержка,  $b$  — параметр чирпа, и считая, что временная зависимость усиления при слабом насыщении представляема в виде квадратичного трехчлена, можно свести (2) к системе шести алгебраических уравнений с неизвестными  $\varphi, \mu, \delta, G, \tau, b$ , где  $\mu \equiv \tilde{\mu}(\infty)$  — безразмерная плотность энергии импульса, а  $G$  — встречаемое импульсом усиление, связанное с  $t_0$  соотношением

$$G = \frac{(1/2) G_0^{\max}}{1 + \Delta^2} \left[ 1 + \operatorname{th} \frac{(t - t_0)}{\tau_p} \right]. \quad (5)$$

Условия применимости данной модели:

$$\tau_0 \ll \tau_f \ll \tau \ll \tau_p \ll T_0; \quad h, \sqrt{|p|} \ll \tau; \quad G, \delta, K_0, \mu \ll 1. \quad (6)$$

Если, кроме того, ограничиться случаем не слишком малых  $\mu$ , а именно  $\mu \gg \tau/\tau_p$ , то можно получить следующее решение:

$$b = \frac{1}{a} \pm \sqrt{\frac{1}{a^2} + 1}, \quad a = \frac{\Delta - x}{1 + x\Delta}, \quad x = \frac{\rho}{2\tau_f^2}, \quad (7.1)$$

$$\delta = (1/2) \frac{b + \Delta}{1 - b\Delta} (1 - h/\tau_f), \quad (7.2)$$

$$G = K(1 + \mu/2), \quad K = K_0 + 2\delta^2, \quad (7.3)$$

$$\mu = \frac{4\tau_f}{K\tau} (1 - h/\tau_f) \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{1 + b^2}{1 - b\Delta}}, \quad (7.4)$$

$$\varphi = -\delta - K\Delta, \quad (7.5)$$

$$\tau = \left[ \tau_f \tau_p \frac{W}{1 - h/\tau_f} \right]^{1/2},$$

$$W = (1 + 2bx - b^2) \frac{1 - b\Delta}{1 + b^2}; \quad V = \frac{G_0 - K}{G_0}; \quad G_0 = \frac{G_0^{\max}}{1 + \Delta^2}. \quad (7.6)$$

Знак в (7.1) выбирается таким образом, чтобы  $b \rightarrow 0$  при  $x, \Delta \rightarrow 0$ .

Зависимости  $b, \delta, W, V, \tau$  от  $\Delta$  показаны на рис. 1 для резонатора с нулевой и положительной дисперсией.

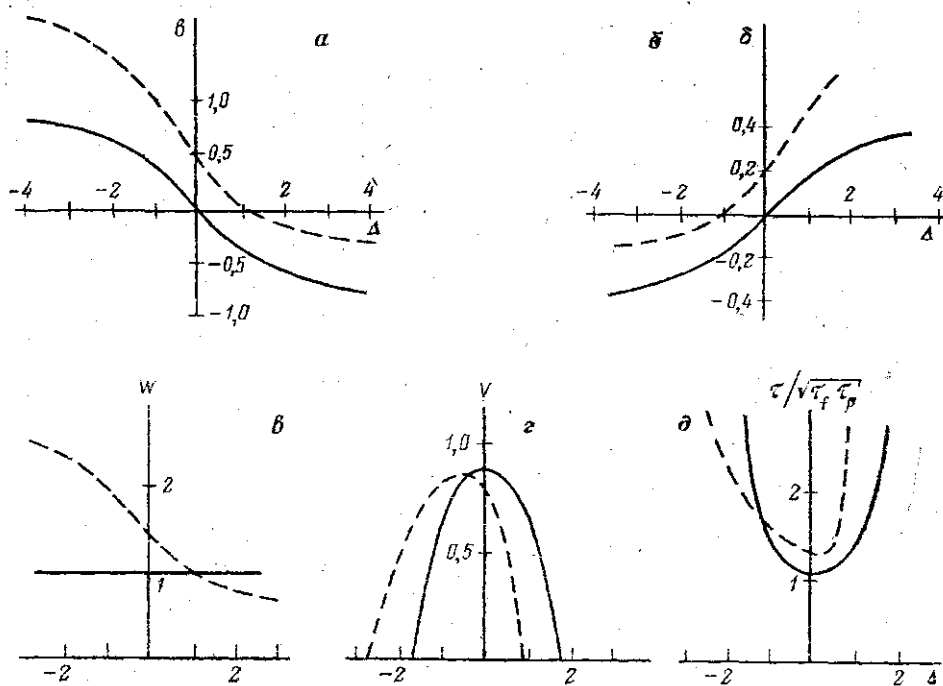


Рис. 1. Зависимости параметра чирпа  $b$  (а), величин  $\delta$  (б),  $W$  (в),  $V$  (г) и длительности импульса ( $\delta$ ) от расстройки длины волны  $\Delta$  для резонатора с нулевой и положительной дисперсией  $G_0^{\max} = 1,0$ ,  $K_0 = 0,1$  при  $x = 0$  (сплошная линия) и  $x = 1$  (штриховая)

Величина  $W$  определяет степень внутррезонаторной компрессии, т. е. изменение длительности импульса при введении в резонатор дисперсионного элемента. При отсутствии последнего внутррезонаторная компрессия не происходит и  $W \equiv 1$  — см. (7.1) и (7.6). Для резонатора с положительной дисперсией компрессия возможна в области  $\Delta > x$ , т. е. там, где параметр чирпа отрицателен (рис. 1, а, в). Строго говоря,  $W$  определяет степень компрессии только в случае  $G_0 \gg K$ . В противном случае необходимо проанализировать еще и зависимость  $V(\Delta)$ . Величина  $V$  есть разница между максимально возможным усилением  $G_0$  и потерями  $K$  и определяет область существования стационарного режима. Отметим, что величина потерь в общем случае зависит от  $\Delta$ , так как в выражение для  $K$  входит слагаемое  $2\delta^2$ ; где  $\delta$  есть функция  $\Delta$  (рис. 1, б). Из (7.6) следует и другой физический смысл величины  $V$ : она пропорциональна введенной в работе [9] скорости сжатия импульса в активной среде. Из рис. 1, б видно, что в дисперсионном резонаторе величина  $\delta$  сильно возрастает в области  $\Delta > x$ . Причину такого возрастания можно пояснить следующим образом. В стационарном режиме одной из функций фильтра (помимо обеспечения баланса длительности импульса и баланса чирпа) является смещение несущей частоты импульса для компенсации смещения частоты в усилителе при  $\Delta \neq 0$  из-за линейной фазовой модуляции. Смещение частоты в фильтре равно

$$\Omega_f = \frac{2\tau_f}{\tau^2} (2\delta - b), \quad (8)$$

откуда видно, что компенсация чирпа всегда влечет за собой увеличение потерь для того, чтобы обеспечить постоянство  $\Omega_f$ . При этом скорость сжатия резко уменьшается как раз в той области расстроек  $\Delta$ , где реализуются оптимальные условия для внутррезонаторной компрессии (рис. 1, г). Конкуренция этих двух эффектов и определяет характер зависимости  $\tau(\Delta)$  для дисперсионного резонатора (рис. 1, д). С увеличением  $\Delta$  длительность импульса плавно уменьшается, достигает минимума в области  $\Delta > 0$  (при  $x > 0$ ), а затем круто возрастает. В отсутствие дисперсионного элемента кривые  $V(\Delta)$  и  $\tau(\Delta)$  симметричны относительно нулевой расстройки.

Экспериментальные исследования проводились на установке, собранной по следующей схеме. Излучение непрерывного  $\text{Ag}^+$ -лазера с пассивной синхронизацией мод [10] со средней мощностью до 300 мВт и длительностью импульса  $60 \div 80$  пс фокусировалось в струю раствора родамина 6Ж в этиленгликоле. Резонатор лазера на красителе был образован двумя зеркалами с радиусами 5 см и плоским выходным зеркалом с микрометрическим перемещением. В качестве перестроенного фильтра использовались двухэлементный или одноэлементный фильтры Лيو с полосой пропускания 8 и 25 нм ( $\tau_f = 50$  и 16 фс), вырезавшие полосу генерации  $0,2 \div 0,3$  и  $0,5 \div 0,7$  нм. Регистрация импульсов проводилась методом неколлинеарной генерации второй гармоники с временем регистрации автокорреляционной функции порядка нескольких секунд. Длительность импульса в предположении асимметричного профиля с экспоненциальным спадом определялась как  $\tau = (1/2)\tau_{\text{акф}}$ , где  $\tau_{\text{акф}}$  — полная ширина автокорреляционной функции на полувысоте.

Для измерения чирпа использовался внрезонаторный решеточный компрессор, собранный из дифракционной решетки (угол падения  $\sim 45^\circ$ ) с постоянной  $2400 \text{ мм}^{-1}$  и уголкового отражателя.

Внутрирезонаторная дисперсия создавалась парой кварцевых призм [11] и могла варьироваться в диапазоне от  $-1000$  до  $1600$  фс<sup>2</sup>.

Экспериментальные результаты показаны на рис. 2—4. Значение  $\Delta=0$  на этих графиках соответствует длине волны, при которой обращается в нуль резонансная добавка к показателю преломления, рас-

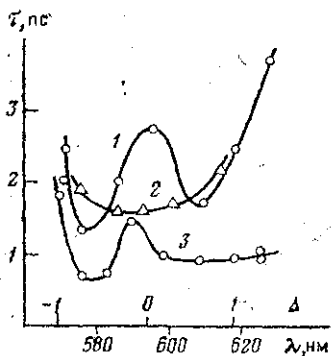


Рис. 2. Зависимость длительности импульса от длины волны: 1 —  $\tau_f=50$  фс,  $P_{\text{нак}}=250$  мВт; 2 —  $\tau_f=50$  фс,  $P_{\text{нак}}=100$  мВт; 3 —  $\tau_f=16$  фс,  $P_{\text{нак}}=250$  мВт

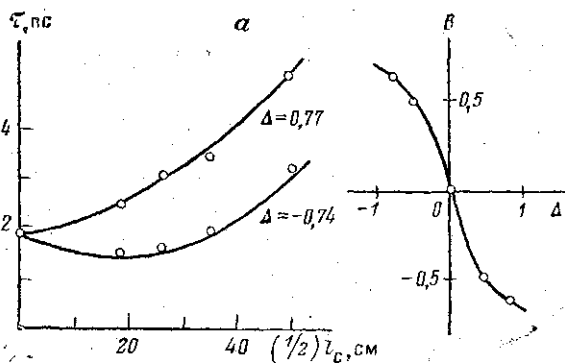


Рис. 3. Измерение характеристик фазовой модуляции при  $P_{\text{нак}}=250$  мВт,  $\tau_f=50$  фс,  $x=0$ : а — зависимость длительности импульса  $\tau$  от длины плеча компрессора  $l_c$  при различных  $\Delta$ ; б — зависимость параметра чирпа от расстройки длины волны  $\Delta$

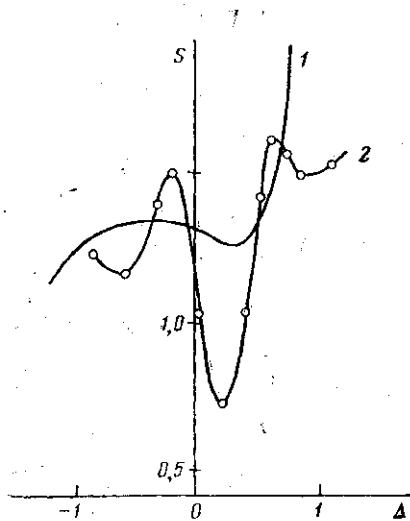


Рис. 4. Исследование внутрирезонаторной компрессии при  $P_{\text{нак}}=250$  мВт,  $\tau_f=50$  фс. Зависимость, рассчитанная для  $x=1$  (1) и экспериментально измеренная для  $x=0.3$  (2)

считанная с помощью соотношений Крамерса—Кронига и измеренного профиля линии усиления родамина 6Ж в этиленгликоле.

Зависимость длительности генерируемых импульсов от длины волны генерации (кварцевые призмы в резонаторе отсутствуют) показана на рис. 2. При малой мощности накачки экспериментальная зависимость  $\tau(\Delta)$  хорошо согласуется с теоретической (рис. 1, д, кривая  $x=0$ ), при большей мощности накачки зависимость  $\tau(\Delta)$  приобретает более сложный вид. Следует учесть, что в последнем случае  $\mu \gg 1$ . Отметим также, что в этих опытах удавалось получать импульсы длительностью  $\sim 700$  фс при хорошей контрастности автокорреляционной функции в окрестности  $\lambda=580$  нм.

Для измерения параметра чирпа на выходе лазера помещался решеточный компрессор. Длина его плеча  $l_c$  менялась в пределах от 10 до 200 см, что создавало отрицательную дисперсию  $-0.2 \cdot 10^6$  фс<sup>2</sup>

$\gg p_c \gg -4 \cdot 10^6$  фс<sup>2</sup>. Зависимость  $\tau(l_c)$  для импульсов с одинаковой начальной длительностью и противоположным знаком чирпа показана на рис. 3, а. С помощью таких зависимостей были получены значения

$b^*$ . Зависимость  $b(\Delta)$ , показанная на рис. 3, б, качественно согласуется с теоретической (рис. 1, а, кривая  $x=0$ ), отличаясь от нее большей крутизной. При  $b>0$  имела место внерезонаторная компрессия в  $\sqrt{1+b^2}$  раз (рис. 3, а, кривая  $\Delta=-0,74$ ).

Для исследования влияния внутрирезонаторной дисперсии на длительность импульса внутри резонатора помещались две кварцевые призмы. Их действие характеризуется функцией

$$S(\Delta, x) = \frac{\tau(\Delta, x)}{\tau(\Delta, x=0)}, \quad (9)$$

равной отношению длительностей импульса в резонаторе с дисперсией и без дисперсии для данной длины волны. На рис. 4 показана зависимость  $S(\Delta)$ , рассчитанная для  $x=1$  и экспериментально измеренная при  $x=0,3$  (измерения проводились без внерезонаторного компрессора). Кривые имеют один и тот же характер зависимости от  $\Delta$ , но дают различную степень компрессии. Расчетная зависимость имеет локальный минимум в области небольших положительных расстройок, однако  $S$  всюду больше единицы, т. е. введение дисперсионного элемента не приводит к уменьшению длительности импульса (см. также рис. 1, д). На экспериментальной зависимости этот минимум выражен более отчетливо и здесь достигается сжатие импульса в 1,4 раза ( $S=0,7$ ). Такие же степени сжатия достигаются и при внерезонаторной компрессии в области больших отрицательных расстройок.

Полученные результаты говорят о том, что рассмотренная теоретическая модель, несмотря на предположения о форме огибающей и о малости  $\mu$ , дает правильные представления о механизме и характере фазовой модуляции и о действии внутрирезонаторного дисперсионного элемента в непрерывных лазерах на красителе с синхронной накачкой. Вместе с тем экспериментальные зависимости  $\tau(\Delta)$  при больших  $\mu$  имеют более сложный вид, чем это следует из данной теории.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Martinez O. E., Fork R. L., Gordon J. P. // Opt. Lett. 1984. 9. P. 156.  
 [2] Brückner V., Diemel W., Döpel E. et al. // J. Luminescence. 1985. 30. P. 248.  
 [3] Valdmanis J. A., Fork R. L. // IEEE J. of Quant. Electron. 1986. QE22. P. 112. [4] Jacobovitz G. R., Brito Crus C. H., Scarparo M. A. // Opt. Comm. 1986. 57. P. 133. [5] Ishida Y., Naganuma K., Yajima T. // IEEE J. of Quant. Electron. 1985. QE21. P. 69. [6] Schubert D., Stamm U., Wilhelmi B. // Opt. and Quant. Electronics. 1985. 17. P. 337. [7] Ausschnitt C. P., Jain R. K. // Appl. Phys. Lett. 1978. 32. P. 727. [8] Ausschnitt C. P., Jain R. K., Heritage J. P. // IEEE J. of Quant. Electron. 1979. QE15. P. 812. [9] Stix M. S., Ippen E. P. // Ibid. 1983. QE19. P. 521. [10] Гафуров Х. Г., Криндач Д. П., Яковлев А. Г. // Квант. электроника. 1985. 12. С. 1503. [11] Fork R. L., Martinez O. E., Gordon J. P. // Opt. Lett. 1984. 9. P. 150. [12] Херман И., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М., 1986.

Поступила в редакцию  
28.04.88

\* При расчете значений  $b$  предполагалось, что комплексная огибающая имеет вид (3) — см. [12].