

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

ВЕСТН. 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, ω_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); Δ — расстройка частоты фильтра относительно центра линии усиления; δ — расстройка частоты лазерной генерации относительно центральной частоты фильтра; $\sigma, h\omega_L$ — сечение перехода и энергия кванта; ΔL — расстройка длины резонатора; p — дисперсия, создаваемая внутрирезонаторными дисперсионными элементами; φ — 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 τ, τ_p, t_0 — длительности импульсов генерации и накачки и их относительная задержка, b — параметр чирпа, и считая, что временная зависимость усиления при слабом насыщении предствима 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

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

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 μ , 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, δ, W, V, τ от Δ показаны на рис. 1 для резонатора с нулевой и положительной дисперсией.

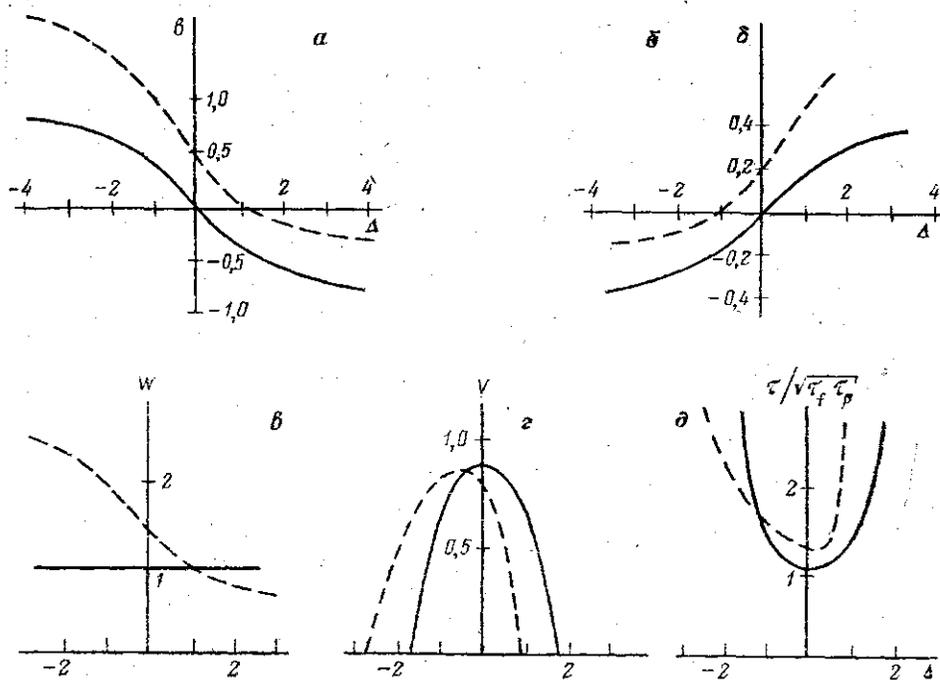


Рис. 1. Зависимости параметра чирпа b (а), величин δ (б), W (в), V (г) и длительности импульса (δ) от расстройки длины волны Δ для резонатора с нулевой и положительной дисперсией $G_0^{\max} = 1,0$, $K_0 = 0,1$ при $x = 0$ (сплошная линия) и $x = 1$ (штриховая)

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 Δ , так как в выражение для K входит слагаемое $2\delta^2$; где δ есть функция Δ (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 δ 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 Ω_f . При этом скорость сжатия резко уменьшается как раз в той области расстроек Δ , 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 Δ 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 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 мм^{-1} и уголкового отражателя.

Внутрирезонаторная дисперсия создавалась парой кварцевых призм [11] и могла варьироваться в диапазоне от -1000 до 1600 фс².

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-

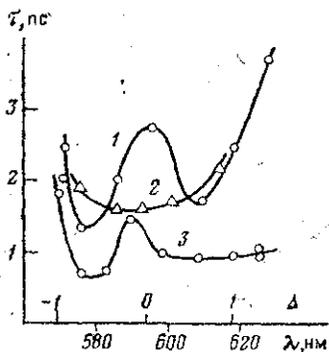


Рис. 2. Зависимость длительности импульса от длины волны: 1 — $\tau_f = 50$ фс, $P_{\text{нак}} = 250$ мВт; 2 — $\tau_f = 50$ фс, $P_{\text{нак}} = 100$ мВт; 3 — $\tau_f = 16$ фс, $P_{\text{нак}} = 250$ мВт

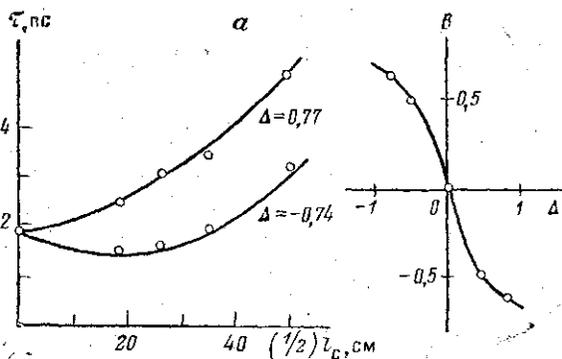


Рис. 3. Измерение характеристик фазовой модуляции при $P_{\text{нак}} = 250$ мВт, $\tau_f = 50$ фс, $x = 0$: а — зависимость длительности импульса τ от длины плеча компрессора l_c при различных Δ ; б — зависимость параметра чирпа от расстройки длины волны Δ

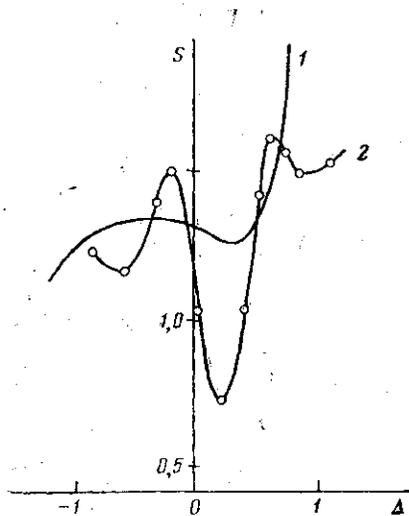


Рис. 4. Исследование внутрирезонаторной компрессии при $P_{\text{нак}} = 250$ мВт, $\tau_f = 50$ фс. Зависимость, рассчитанная для $x=1$ (1) и экспериментально измеренная для $x=0.3$ (2)

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 ~ 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 $-0.2 \cdot 10^6$ фс²

$\gg p_c \gg -4 \cdot 10^6$ фс². 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 Δ , 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 μ , 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 μ 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].