

ФОРМИРОВАНИЕ УЛЬТРАКОРотКИХ ИМПУЛЬСОВ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА

B.C.Лемохов

1. В последнее время достигнут значительный прогресс в получении ультракоротких импульсов когерентного света методом усиления в нелинейном режиме [1] и особенно методом генерации в режиме самофазировки мод нелинейным поглощением [2]. Лазер Де-Марии и др. [2], по существу, представляет собой двухкомпонентную лазерную среду, в которой (в отличии от двухкомпонентной среды в [1]) нелинейно поглощающий компонент (просветляющийся раствор) осуществляет сжатие импульса, а усиливающий компонент (неодимовое стекло) компенсирует неизбежные потери и позволяет развиться генерации от уровня спонтанного шума. Цель данного Письма – рассмотреть динамику сжатия импульса света в двухкомпонентной среде с нелинейным поглощением и линейным усилением и предложить способ формирования ультракоротких импульсов света с максимальной скоростью сжатия импульса. Помимо этого, полученные результаты описывают динамику сжатия импульсов света в лазере с самофазировкой мод нелинейным поглощением [2].

2. Будем рассматривать распространение импульса света в двухкомпонентной среде из двухуровневых поглощающих и усиливающих частиц, причем параметры среды и импульса удовлетворяют следующим условиям (индекс 1 относится к усиливающим, а индекс 2 – к поглощающим частицам):

$$T_1^{(1)} >> \tau_u >> T_1^{(2)}, T_2^{(1)}, T_2^{(2)}, \quad (1)$$

$$E_s^{(1)} >> E_s^{(2)}, E, \quad (2)$$

где τ_u и E – длительность и энергия (в $\text{фотон}/\text{см}^2$) импульса, $E_s^{(i)} = \hbar \omega_0 / 2 \sigma_i$ – энергия насыщения усиления или поглощения, σ_i – сечение радиационного перехода, $T_i^{(i)}$ – спонтанное время жизни частиц на верхнем уровне, $T_2^{(i)}$ – время поперечной релаксации частиц ($i = 1, 2$). При условиях (1) и (2) усиление не изменяется, а поглощение квазистационарно следует за интенсивностью импульса. Тогда изменение формы импульса $I(r, x)$ ($r = t - x/c$, x – направление распространения, $x = 0$ – граница среды, c – скорость света в среде) описывается уравнением:

$$\frac{\partial P(x, r)}{\partial x} = P(x, r) \left(\alpha - \frac{\gamma}{1 + P(x, r)} \right), \quad (3)$$

где $P(r, x) = 2 \sigma_2 T_1^{(2)} I(r, x)$ – безразмерная интенсивность, α и γ – начальные коэффициенты усиления и поглощения на единицу длины. Поскольку поглощение уменьшается при возрастании интенсивности, вершина импульса поглощается меньше, чем передний и задний фронты и, следовательно, при распространении импульс света сжимается.

Нетрудно найти решение уравнения (3), но оно не выражается в явном виде и поэтому удобнее оперировать со скоростью сжатия импульса $W = d\tau_u / dx$, которую можно найти из соотношения $P(x, \tau_u) = 1/2P_m$ где $P_m = P(x, 0)$ – интенсивность импульса в максимуме, и уравнения (3):

$$\frac{d\tau_u}{dx} = - \frac{\gamma P_m^2}{2(1+P_m)(2+P_m)} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r=\tau_u} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Для импульсов с плавными фронтами

$$\frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r=\tau_u} \approx \frac{1}{2} \frac{P_m}{\tau_u}$$

и, следовательно, для длительности таких импульсов справедливо следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\tau_u}{dx} = - \tau_u \frac{\gamma P_m}{(1+P_m)(2+P_m)}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что скорость сжатия импульса максимальна при $P_m = \sqrt{2}$ и стремится к нулю в предельных случаях малых и больших интенсивностей.

3. В лазере с самофазировкой мод интенсивность начального импульса $P_0 \ll 1$ и процесс сжатия является довольно медленным:

$$r_I = r_I^0 \exp \left\{ - \frac{\gamma}{2} \frac{P_0}{(a - \gamma)} [\exp(a - \gamma) ct - 1] \right\}, \quad (6)$$

где $P_m = P_0 \exp[(a - \gamma) ct] \ll 1$, r_I^0 – начальная длительность импульса. Существенное сжатие импульса начинается с момента, когда интенсивность импульса достигает значения $P_m = (a - \gamma)/\gamma$ и продолжается до тех пор, пока P_m не возрастает до значения ≈ 1 . С этого момента начинается быстрое нарастание мощности из-за сильного насыщения поглощения (самовключение добротности), которое, согласно (5), сопровождается падением скорости сжатия импульса при $P_m >> 1$. В этот период дисперсия среды способна привести к расширению импульса. При достаточно малом превышении начального усиления над пороговым

$$\left(\frac{a - \gamma}{\gamma} \right) \leq \left(\frac{T_1^{(2)}}{r_I^0} \right)^2,$$

длительность импульса к моменту включения добротности r_{IM} становится сравнимой с $T_1^{(2)}$. Тогда дальнейшее его сокращение ограничивается уже тем, что просветляющийся компонент не успевает "захлопнуться" на заднем фронте импульса. Изложенная картина генерации объясняет основные особенности режима работы лазера Де-Марии и др. [2,3].

4. Наибольшую скорость сжатия импульса можно получить, поддерживая постоянную максимальную интенсивность импульса $P_m = \sqrt{2}$. Для этого коэффициенты усиления и поглощения должны быть связаны соотношением:

$$a = \frac{\gamma}{1 + \sqrt{2}} \quad (7)$$

т.е. среда должна быть усиливающей только для интенсивностей $P_m \geq \sqrt{2}$. В этом случае сжатие импульса происходит по закону:

$$r_I = r_I^0 \exp \left[- \frac{\gamma x}{(1 + \sqrt{2})^2} \right] = r_I^0 K^{-(1/1+\sqrt{2})}, \quad (8)$$

где $K = e^{ax}$ – коэффициент усиления активного компонента.

Практически двухкомпонентная среда будет представлять последовательность чередующихся усиливающих и поглощающих элементов с коэффициентом усиления элемента ≈ 3 , так чтобы интенсивность импуль-

са P_m менялась в интервале $P_m \approx 0,8 \div 2,5$. Коэффициент усиления всех усиливающих элементов K должен быть связан с коэффициентом поглощения всех поглащающих элементов $R = e^{\gamma x}$ соотношением $R = K^{1+\sqrt{2}}$. Вполне реально создать $K \approx 10^5$ и, следовательно, достигнуть сокращения длительности импульса в 10^2 раза. Интенсивность входного импульса P_m должна быть порядка $\sqrt{2}$. В качестве усиливающего и поглащающего компонента пригодны вещества, используемые в лазере с самофазировкой мод [2].

Предложенный метод позволяет, во-первых, формировать одиночные ультракороткие импульсы света большой мощности из любого заданного импульса с мощностью $I_m \gtrsim (\sqrt{2} \sigma_2 T_1^{(2)})^{-1} \hbar \omega_0$ и, во-вторых, изменением длины среды регулировать длительность импульса в пределах от начальной до предельной $\sim T_1^{(2)}$, что представляет интерес для исследования взаимодействия мощных ультракоротких импульсов света с веществом.

Автор глубоко благодарен академику Н.Г.Басову за поддержку и обсуждение и П.Г.Крюкову за обсуждение настоящей работы.

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
24 октября 1967 г.

Литература

- [1] Р.В.Амбарцумян, Н.Г.Басов, В.С.Зуев, П.Г.Крюков, В.С.Летохов. Письма ЖЭТФ, 4, 19, 1966.
- [2] A.J.De Maria, D.A.Stetser, H.Heynau. Appl. Phys. Lett., 8, 174, 1966.
- [3] W.H.Glenn, M.J.Brienza. Appl. Phys. Lett., 10, 221, 1967.