Письма в ЖТФ, том 22, вып. 4 26 февраля 1996 г.

01;07

ПАССИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕМ ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ

© *В.В.Брыскин, М.П.Петров*

Если в двулучепреломляющем волокне распространяется световой импульс с произвольной поляризацией, то его проекции, линейно поляризованные вдоль главных осей (x, y), движутся с различной групповой скоростью, в результате чего импульс стремится расщепиться на два линейно поляризованных, каждый из которых начинает распространяться независимо. Однако можно представить себе механизм выравнивания групповых скоростей x и y поляризованных компонент импульса, что создаст условия для возникновения стабильного импульса, распространяющегося в волокне как единое целое. Такое выравнивание скоростей можно реализовать, если компоненты импульса имеют различные несущие частоты ω_x и ω_y, а компенсация разности скоростей осуществляется за счет частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Это условие задает разность несущих частот

$$\omega_x - \omega_y = 2\Omega = \frac{2\Delta\beta_1}{\beta_2}, \tag{1}$$

где $\Delta\beta_1 = (\beta_{1x} - \beta_{1y})/2$, β_{1x}^{-1} и β_{1y}^{1} — групповые скорости для x и y поляризованных импульсов, β_2 — параметр частотной дисперсии групповых скоростей [1].

Цель настоящей работы — показать, что в лазере, содержащем двулучепреломляющее волокно и линейный поляризатор под углом Ψ к главной оси, имеет место механизм пассивной синхронизации мод, приводящий к генерации периодической последовательности импульсов с периодом повторения

$$\tau_r = \pi/\Omega. \tag{2}$$

В работах [2.3] описан механизм пассивной синхронизации мод за счет нелинейного вращения эллипса поляризации в лазерах аналогичной конфигурации. Специфика нашей модели заключается в появлении осцилляций нелинейной части показателя преломления и, следовательно, осцилляций нелинейной фазы с частотой Ω/π. Естественно ожидать, что при наличии такой фазовой модуляции в системе возникают неодиночные импульсы, как это имело место в [2,3] при $\omega_x = \omega_y$, а периодическая их последовательность с частотой повторения Ω/π. Заметим, что предлагаемый механизм пассивной синхронизации принципиально отличается от механизма за счет возбуждения звуковых волн [4], котоый тоже приводит к генерации периодической последовательности импульсов.

В качестве исследуемой схемы рассмотрим кольцевой лазер длиной L с двулучепреломляющим волокном и с линейным поляризатором, ось которого наклонена под углом Ψ к оси x. Задача ставится следующим образом. Пусть в двулучепреломляющем волокне сформировался солитон, поляризованный не вдоль главной оси. Такой солитон, имеющий две составляющие вдоль главных осей, имеет векторный характер, и его поляризация меняется вдоль импульса [5,6]. Мы будем искать среди набора векторных солитонов такой, который при прохождении поляризатора испытывает минимальные потери. С самого начала ясно, что полностью избежать потерь невозможно из-за изменения поляризации вдоль импульса. Однако потери будут малы вследствие малой длительности импульса, если подобрать такое солитонное состояние, которое окажется линейно поляризованным под углом Ψ в точке максимума импульса при прохождении поляризатора.

Распространение электромагнитного излучения по такому волокну будем описывать системой нелинейных уравнений Шредингера [1,6]:

$$-i\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\alpha}{2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial \tau^2} + \kappa E_x + i\Delta\beta_1\frac{\partial E_x}{\partial \tau} = F_x, \tag{3}$$

$$-i\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\alpha}{2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial \tau^2} - \kappa E_y - i\Delta\beta_1\frac{\partial E_y}{\partial \tau} = F_y.$$

Здесь $\tau = t - \beta_1 z$ — время в системе координат, движущейся вместе с импульсом; $\beta_1 = (\beta_{1x} + \beta_{1y})/2$. В (3) введены обозначения: $\alpha = -\beta_2 (\alpha > 0)$, $\kappa = \pi(n_x - n_y)/\lambda$, n_x и n_y — показатели преломления вдоль соответствующих осей $(n_x > n_y)$, λ — длина волны. Величины F_i представляют собой нелинейные вклады в поляризуемость

$$F_i = \Gamma E_i + \delta F_i; \qquad \Gamma = \gamma\left(|E_x|^2 + |E_y|^2\right); \tag{4}$$

$$\delta F_x = \frac{\gamma}{3}\left(E_x^* E_y^2 - E_x|E_y|^2\right); \qquad \delta F_y = \frac{\gamma}{3}\left(E_y^* E_x^2 - E_y|E_x|^2\right).$$

Здесь $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda S_{eff})$, $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20}$ м^2/Вт — нелинейный коэффициент, S_{eff} — эффективная площадь сечения сердцевины волокна. Ниже для простоты воспользуемся моделью Манакова [7], когда $\delta F_i = 0$, т. е. $F_i = \Gamma E_i$. Заметим, что в рамках этой модели мы сохраняем лишь один источник вращения вектора поляризации вдоль импульса — разные несущие частоты двух составляющих векторного солитона, т. е. исключаем механизм, рассмотренный в [2,3].

Будем искать решение системы уравнений (3) в форме

$$\begin{aligned} E_x(z,\tau) &= A(z,\tau)\cos\Psi\exp(-i\kappa z + i\Omega\tau + i\varphi_x), \\ E_y(z,\tau) &= A(z,\tau)\sin\Psi\exp(i\kappa z - i\Omega\tau + i\varphi_y) \end{aligned} \tag{5}$$

при условии $\Omega = \Delta\beta_1/\alpha$, обеспечивающем, как утверждалось выше, равенство групповых скоростей для компонент импульса, поляризованных вдоль осей x и y. Величины φ_x и φ_y представляют собой начальные фазы.

Для амплитуды $A(z,\tau)$ получаем нелинейное уравнение Шредингера

$$-i\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{a}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \frac{\alpha}{2}\Omega^2 A = \gamma |A|^2 A. \tag{6}$$

Решением этого уравнения является, например, солитон первого порядка

$$A(z,\tau) = a(\tau - \tau_0)\exp\left[iz(q + \frac{\alpha}{2}\Omega^2)\right], \tag{7}$$

где $a(\tau)$ — вещественная амплитуда солитона, удовлетворяющая уравнению

$$qa - \frac{\alpha}{2}\frac{d^2 a}{2d\tau^2} = \gamma a^3, \qquad a(\tau) = \sqrt{\frac{2q}{\gamma}}\cos h^{-1}\left(\tau\sqrt{\frac{2q}{a}}\right), \tag{8}$$

q — характерный параметр, определяющий амплитуду и длительность солитонного импульса; а τ_0 — центр его локализации.

При прохождении такого импульса через поляризатор часть его энергии теряется. Разложим поле импульса на составляющие вдоль ($E_{\uparrow\uparrow}$) и поперек ($E_\perp$) оси поляризатора:

$$E_{\uparrow\uparrow}(z,\tau) = A(z,\tau)\exp\left(\frac{\varphi_x + \varphi_y}{2}\right)\left\{\cos\left(\kappa z - \Omega\tau - \frac{\varphi_x - \varphi_y}{2}\right) - \right.$$

$$\left. -i\sin\left(\kappa z - \Omega\tau - \frac{\varphi_x - \varphi_y}{2}\right)\cos 2\Psi\right\}, \tag{9}$$

$$E_{\perp}(z,\tau) = -iA(z,\tau)\exp\left(\frac{\varphi_x+\varphi_y}{2}\right)\times$$
$$\times\sin\left(\kappa z - \Omega\tau - \frac{\varphi_x-\varphi_y}{2}\right)\sin 2\Psi.$$

Через поляризатор проходит только составляющая $E_{\uparrow\uparrow}$, поэтому потеря энергии при прохождении импульса через поляризатор дается соотношением

$$R = \frac{\int d\tau |E_{\perp}(z_0,\tau)|^2}{\int d\tau \left\{|E_{\uparrow\uparrow}|^2 + |E_{\perp}|^2\right\}} =$$
$$= \sin^2 2\Psi \frac{\int d\tau \sin^2\left(\kappa z_o - \Omega\tau - \frac{\varphi_x-\varphi_y}{2}\right) a^2(\tau-\tau_0)}{\int d\tau a^2(\tau)}, \tag{10}$$

где z_0 — координата поляризатора. Условие минимизации потерь при прохождении поляризатора имеет вид

$$\kappa z_0 - \Omega\tau_0 - \frac{\varphi_x-\varphi_y}{2} = \pi n, \qquad m = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots \tag{11}$$

С учетом этого условия и полагая, что длительность импульса много меньше Ω^{-1}, выражение для потерь (10) можно записать в виде

$$R = \sin^2 2\Psi (\Omega\tau_i)^2, \tag{12}$$

где τ_i — длительность импульса, определенная следующим образом:

$$\tau_i^2 = \frac{\int d\tau \tau^2 a^2(\tau)}{\int d\tau a^2(\tau)}. \tag{13}$$

Таким образом, минимум потерь обеспечивается при выполнении условия (11). С другой стороны, так как необходимо обеспечить минимизацию для многократного прохождения импульса через поляризатор, требуется выполнение условия

$$\kappa L = \pi n, \qquad n = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots, \tag{14}$$

где L — длина кольца. Комбинация соотношений (11) и (14) приводит к условию

$$\Omega\tau_0 + \frac{\varphi_x-\varphi_y}{2} = \pi l, \qquad l = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots \tag{15}$$

Условие (15) означает, что $\tau_0 \propto l$, т. е. в лазере возможна генерация последовательности импульсов с частотой следования Ω/π, если обеспечивается когерентность несущих частот, иными словами, если разность фаз $\varphi_x - \varphi_y$ для всех импульсов одинакова. Появление указанной периодической последовательности импульсов можно интерпретировать также в терминах периодической фазовой модуляции, о которой говорилось в начале статьи.

Остановимся здесь еще на одной проблеме, связанной с прохождением импульса через поляризатор. Как уже отмечалось выше, при таком прохождении даже в оптимальных условиях импульс теряет часть своей мощности (см. (12)). Согласно (9), на выходе из поляризатора поле импульса сохраняет только компоненту $E_{\uparrow\uparrow}$. Разлагая ее вновь на составляющие вдоль осей x и y и используя условие (12), получаем для этих компонент на выходе из поляризатора

$$\begin{gathered} E_x(z_0,\tau) = E_{x0}(z_0,\tau)\left\{1-\sin^2\Psi\left[1-\exp\left(-2i\Omega(\tau-\tau_0)\right)\right]\right\}, \\ E_y(z_0,\tau) = E_{y0}(z_0,\tau)\left\{1-\cos^2\Psi\left[1-\exp(2i\Omega(\tau-\tau_0))\right]\right\}, \end{gathered} \tag{16}$$

где $E_{x,y0}$ — электрическое поле волны перед поляризатором, определяемое равенством (5) с заменой $z \to z_0$. Соотношения (16) представляют собой граничные условия для уравнений (3) при распространении импульса за поляризатором. Поправочные члены к единицам в фигурных скобках в (16) малы по параметру $\Omega\tau_i$ и представляют собой возмущение тех граничных условий ($E_i = E_{i0}$), которые обеспечивали бы распространение за поляризатором того же недеформированного импульса, который на поляризатор поступил. Вследствие деформации граничного условия импульс за поляризатором несколько отличается по форме и мощности от падающего, а поэтому его свободное движение по волокну должно сопровождаться изменением формы. В частности, можно ожидать отделения от основного векторного солитона слабых импульсов, поляризованных вдоль медленной и быстрой осей и имеющих новые несущие частоты: если составляющая векторного солитона вдоль x имела несущую частоту $\omega - \Omega$, а вдоль y частоту $\omega + \Omega$, то эти новые импульсы после поляризатора будут нести частоты $\omega + \Omega$ вдоль x и $\omega - \Omega$ вдоль y. Поэтому такие импульсы обладают групповой скоростью: один выше векторного солитона, а второй — ниже. Вследствие этого эти импульсы, если даже они не успеют изчезнуть за время однократного прохождения по кольцу, поступят в следующий раз на поляризатор раздельно и там будут погашены. Поэтому реально в активной зоне лазера необходимо регенерировать потери, несколько большие, чем определенные равенством (12), но эти потери все равно малы по параметру $(\Omega\tau_i)^2$.

Величина потерь на поляризаторе, согласно (12), зависит от угла ориентации поляризатора Ψ: они минимальны при ориентации вдоль главных осей и максимальны при $\Psi = 45°$. Однако именно по этой причине предлагаемый механизм пассивной синхронизации должен работать наиболее эффективно при $\Psi = 45°$, если, конечно, потери на поляризаторе будут скомпенсированы в активной зоне лазера при однократном прохождении импульса по кольцу. При ориентации поляризатора вдоль главных осей предлагаемый механизм синхронизации не эффективен.

Сопоставление предложенной теории с экспериментом в настоящее время затруднено в силу отсутствия достаточно подробных экспериментальных данных по характеристикам волокна и условий генерации в тех случаях, когда наблюдались периодические последовательности импульсов. В [8] на эрбиевом лазере с линейной конфигурацией были получены импульсы с периодом повторения 70 пс. Если считать, что использованное в этом эксперименте волокно при длине волны света $\lambda = 1.5$ мкм имело стандартное значение параметра частотной дисперсии $\beta_2 \cong -20\,\text{пс}^2/\text{км}$, а разность обратных групповых скоростей $\Delta\beta_1 = 0.5{-}5$ пс/км, то, согласно (2), теоретическое значение периода повторения импульсов $\tau_r = 10-100$ пс, что по порядку величины согласуется с экспериментом. Следует заметить, что в специализированных волокнах период τ_r может существенно отклоняться от этих значений в ту или иную сторону за счет изменения параметров $\Delta\beta_1$ и β_2.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 95–02–04119–а.

Список литературы

[1] *Agrawa G.P.* // Nonlinear fiber optics. Boston: Academic Press, 1989.
[2] *Hofer M., Ober M.H., Haber F., Fermann M.E.* // IEEE J. of QE. 1992. V. 28. P. 720.
[3] *Davey R.P, Langford N., Ferguson A.I.* // Electr. Lett. 1993. V. 29. P. 758.
[4] *Gray S., Grudinin A.B., Payne D.N.* // Proc. CLEO'95. 1995. V. 15 P. 50.
[5] *Christodoulides D.N., R.I. Joseph* // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 53.
[6] *Брыксин В.В., Петров М.П., Киян Р.В.* // ЖЭТФ. 1995. V. 107. P. 732–740.
[7] *С.И. Манаков* // ЖЭТФ. 1973. V. 65. P. 505.
[8] *В.В. Брыксин, Петров М.П., Киян Р.В.* // Письма в ЖТФ. 1994. V. 20. P. 6.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
25 декабря 1995 г.