Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.4, стр. 200 – 203   *20 августа 1981 г.*

О НЕЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРСИИ И КОМПРЕССИИ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А.П.Сухоруков, А.К.Сухорукова

Обсуждается параметрический механизм создания нелинейной дисперсии одновременно для двух волн, синхронно взаимодействующих с сильным полем низкочастотной волны накачки. Рассматривается компрессия импульсов на сигнальной и холостой частотах при нелинейной дисперсии.

1. В работе сообщается о новом параметрическом механизме компрессии импульсов, который возникает при трехчастотном синхронном взаимодействии ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, $k_1 + k_2 \approx k_3$). С помощью низкочастотной монохроматической волны накачки, $\omega_{\text{н}} = \omega_1$, можно создать в нелинейном кристалле две ветви нелинейной дисперсии на сигнальной и холостой частотах. Используя управляемую нелинейную дисперсию, можно осуществлять компрессию одновременно двух импульсов на разных частотах ω_2 и ω_3. Ранее в числе возможных нелинейных механизмов обсуждались, в частности, самосжатие волновых пакетов при самовоздействии [1 – 3], в процессе самоиндуцированной прозрачности [4], а также при параметрическом усилении [5]. Новый механизм позволяет осуществить компрессию двух ФМ импульсов, один из которых может возбудиться в нелинейном кристалле вследствие параметрического взаимодействия, причем низкочастотная волна накачки, модулирующая диэлектрическую проницаемость, распространяется без искажений.

Параметрический механизм компрессии состоит в следующем. Взаимодействие сигнальной и холостой волн в сильном поле низкочастотной накачки всегда имеет вид пространственных биений даже при фазовом синхронизме, причем период биений определяется интенсивностью накачки [6]. Такие биения вдоль направления распространения можно рассматривать как результат интерференции двух волн, распространяющихся с несколько различными по величине фазовыми скоростями. Это и означает, что в кристалле существует нелинейная дисперсия. При наличии относительной линейной дисперсии только первого порядка $\left(\dfrac{\partial k_2}{\partial \omega_2} \neq \dfrac{\partial k_3}{\partial \omega_3}\right)$ в поле накачки возникает нелинейная дисперсия второго порядка, которую можно использовать для компрессии ФМ импульсов.

2. Пусть волна накачки $\mathcal{E}_1 = \dfrac{1}{2}\left(E_1 e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + \text{к.с.}\right)$ модулирует по закону бегущей волны диэлектрическую проницаемость кристалла с квадратичной нелинейностью. Тогда параметрическое взаимодействие частотных компонент сигнальной и холостой волн

$$S_j = B_j \exp\{i(\omega_j t - k_j z)\},\ j = 2,3$$

описывается уравнениями

$$\frac{\partial B_2(\omega)}{\partial z} = -i\gamma_2 E_1^* B_3 e^{-i\Delta k z}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial B_3(\omega)}{\partial z} = -i\gamma_3 E_1 B_2 e^{i\Delta k z}, \tag{2}$$

где γ_j – коэффициенты нелинейности, $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$. Полагая $B_j \sim e^{-i\Gamma z}$, находим волновые числа $k_{\text{нл},j} = k_j + \Gamma$, которые имеют волны на холостой и сигнальной частотах в нелинейном кристалле,

$$k_{\text{нл},2}(\omega_2) = k_2 + \frac{\Delta k}{2} \pm \sqrt{\gamma_2\gamma_3 |E_1|^2 + \frac{(\Delta k)^2}{4}}, \tag{3}$$

$$k_{\text{нл},3}(\omega_3) = k_3 - \frac{\Delta k}{2} \pm \sqrt{\gamma_2\gamma_3 |E_1|^2 + \frac{(\Delta k)^2}{4}}. \tag{4}$$

Видно, что вследствие параметрического взаимодействия дисперсия нелинейного кристалла существенно меняется. При наличии относительной линейной дисперсии, появляются две ветви нелинейной дисперсии: одна ветвь принадлежит синфазным компонентам, а другая – быстрым противофазным компонентам.

Теперь, следуя обычной теории дисперсии [7], можно найти характеристики распространения волновых пакетов, дифференцируя выражения (2) и (3) по частотам ω_2 и ω_3 с учетом их взаимной связи $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Вычисляя первую производную, находим групповую скорость при параметрическом взаимодействии

$$u_{\text{нл}}^{-1} = (\partial k_{\text{нл}j} / \partial \omega_j) = u_2^{-1} + u_3^{-1}. \tag{5}$$

Видно, что импульсы на сигнальной и холостой частотах распространяются с единой групповой скоростью, медленнее, чем в линейной среде $u_{\text{нл}} < u_2, u_3$.

Далее, беря вторую производную, определяем коэффициент нелинейно-дисперсионного расплывания для обоих импульсов

$$D_{\text{нл}} = (D_2 + D_3)/2 \pm \nu^2 / 4\gamma |E_1|, \tag{6}$$

где $D_j = \partial^2 k_j / \partial\omega_j^2$, $\nu = u_2^{-1} - u_3^{-1}$, $\gamma = \sqrt{\gamma_2\gamma_3}$. При групповом синхронизме, $u_2 = u_3$, $\nu = 0$, имеется одна ветвь нелинейной дисперсии второго порядка $D_{\text{нл}} = (D_2 + D_3)/2$ на каждой из частот.

Если существует относительная линейная дисперсия первого порядка $\nu \neq 0$, то возникают две ветви нелинейной дисперсии. Когда длина группового запаздывания, $l_{\text{гр}} \approx |\Omega\nu|^{-1}$, меньше длины расплывания, $l_{\text{р}} \approx |D_{\text{нл}}\,\Omega^2|^{-1}$, две ветви четко выделяются, $D_{\text{нл}} \approx \pm\nu^2/4\gamma|E_1|$ (здесь Ω – частотная ширина импульса). Именно, последний случай представляет для практики наибольший интерес. Максимальную величину коэффициента нелинейно-дисперсионного расплывания $|D_{\text{нл}}|_{max} \approx |\nu/\Omega|$ можно получить с накачкой $\gamma|E_1| \approx |\Omega\nu|$.

3. Из-за наличия двух ветвей нелинейной дисперсии импульсы ведут себя весьма своеобразно. При распространении в нелинейном кристалле волновые пакеты разбиваются на две примерно равные части, одна из которых состоит из быстрых компонент (положительная ветвь $D_{\text{нл}} \approx \nu^2/4\gamma|E_1|$), а другая – из медленных (отрицательная ветвь $D_{\text{нл}} \approx -\nu^2/4\gamma|E_1|$). Если на параметрически возбуждаемый кристалл направить импульс с квадратичной ФМ, то он будет распространяться по следующему закону:

$$E_2 = \frac{1}{2} E_{20}\left\{\psi_+^{-1/2} \exp\left[-i\gamma E_1 z - \frac{\eta^2(1+i\Omega_0\tau)}{\tau^2\psi_+}\right] + \right.$$
$$\left. + \psi_-^{-1/2} \exp\left[i\gamma E_1 z - \frac{\eta^2(1+i\Omega_0\tau)}{\tau^2\psi_-}\right]\right\}, \quad (7)$$

где $\eta = t - z/u_{\text{нл}}$, $\psi_\pm = 1 \pm \Omega_0\tau z/L_p \mp iz/L_p$, $L_p = \tau^2/2D_\nu$ ($D_\nu = \nu^2/4\gamma|E_1|$) – длина нелинейно-дисперсионного расплывания [8]. Амплитуда на частоте ω_3 описывается выражением, в котором нужно написать в фигурных скобках вместо суммы разность двух частей.

В отсутствие ФМ, $\Omega_0 = 0$, обе части импульса расплываются с одинаковой скоростью, но имеют различные фазы, в результате чего пространственные биения амплитуд являются квазипериодическими.

При наличии ФМ независимо от знака Ω_0 одна часть импульса обязательно испытывает компрессию, а другая – декомпрессию (последняя служит пьедесталом для обостряющейся части). Напомним, что в линейной среде с одной ветвью дисперсии компрессия может наблюдаться только при отрицательном знаке произведения $D_j\,\Omega_0$.

На расстоянии временно́го фокуса

$$z_k = \frac{4\gamma E_1|\Omega_0|\tau^3}{\nu^2(1+\Omega_0^2\tau^2)} \approx \frac{2\gamma E_1\tau}{\nu^2|\Omega_0|} \quad (8)$$

импульс максимально сжимается, $\tau_k \approx \Omega_0^{-1}$. Если варьировать Ω_0 то на длине $z = L$ можно получать импульсы длительностью $\tau_k \approx 2D_\nu L/\tau$. Предельное сжатие импульса, которое может обеспечить параметрический механизм, равно $\tau_{\text{пред}} \approx |\nu| / \gamma E_1$.

4. Использование параметрических взаимодействий для компрессии имеет несколько положительных черт. Во-первых, нелинейную дисперсию можно легко регулировать, изменяя интенсивность накачки. Во-вторых, компрессия ФМ импульсов идет независимо от знака начального чирпа частоты. В-третьих, одновременно формируются два коротких импульса на сигнальной и холостой частотах.

Данный механизм можно реализовать в оптике. При накачке, обеспечивающей $(\gamma |E_1|)^{-1} = 1$ мм в кристалле с $\nu = 10^{-2}\ c^{-1}$ (c – скорость света) можно получить большую дисперсию $D_\nu \approx 10^{-24}$ сек$^2 \cdot$ см$^{-1}$. В таких условиях можно формировать световые импульсы с длительностями вплоть до $\tau = 10^{-13}$ сек.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
2 июля 1981 г.

Литература

[1] Островский Л.А. ЖЭТФ. 1966, 51, 1180.

[2] Зельдович Б.Я., Собельман И.И. Письма в ЖЭТФ. 1971, 13, 182.

[3] Grischkowsky D., Courtens E., Armstrong J.A. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, 422.

[4] Gibbs H.M., Slusher R.E. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 638; Gibbs H.M., Slusher R.E. Appl. Phys. Lett., 1970, 18, 505.

[5] Ultra-short light pulses. Picosecond technique and applications, edited by S.L.Shapiro, New-York, 1977.

[6] Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М., ВИНИТИ, 1964.

[7] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М., изд. Наука, 1979.

[8] Азимов Б.С., Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Сухорукова А.К. ЖЭТФ, 1980, 78, 81.