

ДИНАМИКА МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА В КОМБИНАЦИОННО-АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Э.М.Беленов, А.В.Назаркин, И.П.Прокопович

*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
117924, Москва*

Поступила в редакцию 23 января 1992 г.

Рассматривается динамика мощного ультракороткого импульса света в комбинационно-активной среде в случае, когда его длительность мала по сравнению со временем Ω^{-1} , где $\hbar\Omega = E_2 - E_1$ - разность энергий уровней, участвующих в комбинационном рассеянии. Показана возможность новых нелинейных эффектов: существование $2\pi\hbar$ -импульсов самоиндуцированной прозрачности комбинационно-активной среды, генерация из высокочастотного сигнала видеопульсов электромагнитного поля, не имеющих несущей частоты. Указано на качественно новую физику процессов, когда динамика поля обусловлена не изменением числа фотонов, а изменением их энергии.

1. В настоящее время достигнут существенный прогресс в генерации мощных ($I \sim 10^{15}$ Вт/см²) ультракоротких импульсов (УКИ) света с длительностью в несколько фемтосекунд¹. Импульсы с такими параметрами распространяются в комбинационно-рассеивающих (КР) средах в особых условиях, на что указывают результаты экспериментальных исследований (например, ^{2,3}). Действительно, типичное значение времени Ω^{-1} , отвечающее стоксову (антистоксову) сдвигу частоты Ω , в большинстве комбинационно-активных сред не превосходит 10^{-13} с. Таким образом, для УКИ с длительностью $\tau_p \lesssim 10^{-14}$ с выполнено условие:

$$\tau_p \Omega \ll 1. \quad (1)$$

Спектр импульса исходно содержит в себе бесконечный набор частотных компонент, сравнимых по амплитуде и удовлетворяющих условию ВКР-резонанса. Поэтому вопрос о динамике мощного УКИ при условии (1) практически не разрешим в рамках традиционного фурье-анализа. Решение задачи, однако, становится возможным если ее формулировать в терминах реального поля \mathcal{E} и реальной индуцируемой им поляризации ρ . Это позволяет выявить качественно новый характер протекания нелинейно-оптических процессов, когда уже невозможно говорить об определенных частотах или длинах волн взаимодействующих полей: динамика поля характеризуется непрерывным изменением энергии фотонов, т.е. становится динамикой фотонов.

2. Эволюцию УКИ света в двухуровневой КР среде будем описывать системой материальных уравнений

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{1}{T_2} \frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega^2 Q = -\frac{1}{2M} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right) \mathcal{E}^2 \rho \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho - \rho_0}{T_1} = \frac{1}{\hbar \Omega} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right) \mathcal{E}^2 \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (3)$$

и волновым уравнением для поля

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2}, \quad (4)$$

где поляризация среды P содержит как линейный по полю вклад P_n , так и нелинейный $P_{нл}$, обусловленный процессом КР.

Материальные уравнения (2)-(3) описывают нелинейный осциллятор с нормальной координатой Q , приведенной массой M , частотой $\Omega = (E_2 - E_1)\hbar^{-1}$ и феноменологическими временами релаксации T_1, T_2 , который возбуждается вынуждающей силой, пропорциональной произведению квадрата поля на разность населенностей уровней $\rho = n_2 - n_1$. Коэффициент пропорциональности $\partial\alpha/\partial Q$ записан традиционно в виде производной от поляризуемости $\alpha(Q)$ по нормальной координате Q вблизи равновесного значения $Q = Q_0$. В зависимости от физической ситуации, указанные уравнения могут описывать различные процессы, такие как, например, рассеяние света на оптических фононах в твердом теле, взаимодействие УКИ с изолированной двухуровневой системой с запрещенным в электродипольном приближении переходом и другие.

Индукцируемая полем нелинейная поляризация, входящая в волновое уравнение (4), дается соотношением

$$P_{нл} = N \left(\frac{\partial\alpha}{\partial Q} \right) Q \mathcal{E}, \quad (5)$$

где N - плотность числа частиц. При этом случай $\rho_0 = -1$ отвечает взаимодействию поля с неинвертированной средой, $\rho_0 = +1$ - среде с полностью заселенным верхним уровнем.

Условие (1) предполагает заранее, что взаимодействие излучения со средой является когерентным, ($\tau_p \ll T_1, T_2$) и характеризуется существенно инерционным откликом среды на поле УКИ. Кроме того, это условие означает, что слагаемым $\Omega^2 Q$ в (2) можно пренебречь по сравнению с $\partial^2 Q / \partial t^2$. После указанных упрощений материальные уравнения интегрируются при любой форме поля. А именно, вводя угол поворота материальных переменных

$$\Psi(z, t) = \left| \frac{\partial\alpha}{\partial Q} \right| (\lambda \Omega M)^{-1/2} \int_{-\infty}^t \mathcal{E}^2(z, t') dt', \quad (6)$$

находим:

$$\rho = \rho_0 \cos \Psi, \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = -\rho_0 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial Q} \right) \left(\frac{\lambda \Omega}{2M} \right)^{1/2} \sin \Psi. \quad (7)$$

Для импульса, распространяющегося в положительном направлении оси z , тогда имеем уравнение:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = \beta \frac{\partial}{\partial t} \left(\mathcal{E} \int_{-\infty}^t \sin \Psi(z, t') dt \right), \quad (8)$$

где $\beta = 2\pi N \rho_0 \left| \frac{\partial\alpha}{\partial Q} \right| \left(\frac{\lambda \Omega}{2Mc^3} \right)^{1/2}$, а величину $|\beta|^{-1}$ размерности длины можно назвать длиной комбинационного саморассеяния. Уравнение (8) получено из волнового (4) с учетом (5)-(7) и при условии, что поле импульса мало меняется на длинах распространения порядка его собственной длины.

Из (8) следует уравнение для изменения с координатой z полной энергии $W(z) = \Psi(z, \infty)$ импульса:

$$\frac{dW}{dz} = \beta(1 - \cos W). \quad (9)$$

Видно, что закон изменения энергии (9) практически тот же, что и для случая когерентного двухфотонного взаимодействия импульса со средой⁵: импульсы с энергией $W = 2\pi k$ ($k = 1, 2, \dots$) распространяются в условиях индуцированной самопрозрачности. Полученный результат не является неожиданным, так как оба процесса двухквантовые и с одними и теми же правилами отбора. В случае двухфотонного взаимодействия интерпретация эффекта по существу такая же, что и в модели одноквантового эффекта Мак-Кола и Хана. Для рассматриваемого КР процесс протекает по более сложной схеме. А именно, для $\rho_0 = -1$ фронт 2π -импульса поглощается при генерации стоковых компонент поля, а антистоковы компоненты возвращают энергию в "хвост" импульса. При этом сам импульс нестационарен по форме и спектру: задний фронт импульса обогащается высокочастотными компонентами, куда перекачивается энергия переднего фронта, и, таким образом, с ростом z происходит компрессия импульса. Мы здесь не приводим результатов численного решения уравнения (1)-(3), качественно же динамику спектра 2π -импульса можно проследить в квазимонохроматическом приближении, справедливом по крайней мере на длинах распространения $z < |\beta|^{-1}$.

Представив электрическое поле УКИ в виде квазимонохроматической волны с амплитудой $E(z, t)$ и частотой $\omega(z, t) = \omega + \dot{\varphi}(z, t)$, от уравнения (8) можно перейти к уравнениям для "медленных" амплитуды E и фазы φ . Фазовая самомодуляция УКИ, возникающая в КР среде, описывается тогда выражением:

$$\dot{\varphi}(z, t) \approx \beta z \omega \sin \tilde{\Psi}, \quad (10)$$

где $\tilde{\Psi}$ определяется (6) с заменой $\xi^2 \rightarrow \frac{1}{2}E^2$. Для импульса малой энергии ($\sin \tilde{\Psi} \approx \tilde{\Psi}$) в поглощающей среде ($\rho_0 = -1$) из (10) сразу следует, что мгновенная частота $\omega(t)$ УКИ уменьшается от его переднего к заднему фронту, что является следствием когерентного характера взаимодействия КР среды с полем. При этом максимальный сдвиг частоты, происходящий на задний фронт УКИ, пропорционален энергии импульса. Если КР происходит в среде с нормальной дисперсией групповых скоростей, то эффект фазовой самомодуляции будет приводить к компрессии импульса⁶.

Рассмотрим теперь распространение УКИ малой энергии $\Psi(z, \infty) < 1$ на длинах $z > |\beta|^{-1}$, когда изменение его частоты велико и процесс нельзя считать квазимонохроматическим. За счет преимущественного стокового рассеяния эффективная частота импульса $\omega(z)$ будет непрерывно смещаться в красную область спектра, и этот процесс может прекратиться лишь при полном истощении энергии УКИ вследствие возбуждения среды (ср. с обычным стоковым рассеянием монохроматического поля, когда перекачка ограничена условием сохранения суммарного числа фотонов). Можно было бы ожидать, что при уменьшении частоты УКИ до значения $\omega(z) \lesssim \tau_p^{-1}$ длина волны образующегося импульса сравнивается с его собственным пространственным размером. Это означало бы, что исходный импульс видимого диапазона ($\omega(0)\tau_p \gg 1$) превратился в видеоимпульс, т.е. импульс без несущей частоты¹. Эти качественные рассуждения полностью подтверждает численное решение уравнений (2)-(4), результаты которого мы приводим на рисунке. Характерная длина "выпрямления" исходного УКИ до видеоимпульса обратно пропорциональна энергии начального и может быть оценена по формуле $L_{\text{выпр}} \sim \omega \tau_p (\beta W(0))^{-1}$. Полагая для оценок $\tau_p = 20$ фс, $\omega = 2 \cdot 10^{15}$ рад/с,

¹Насколько нам известно, видеоимпульсы с $\tau_p \sim 10^{-12}$ с получаются при замыкании заряженных полосковых линий излучением фемтосекундных лазеров⁷; при оптическом "выпрямлении" светового УКИ в среде с квадратичной нелинейностью возникают черенковские биполярные импульсы ($\tau_p \sim 10^{-13}$ с)¹.

$\Omega = 10^{13}$ рад/с, $\partial\alpha/\partial Q \sim 10^{-15}$ см², $N \sim 10^{21}$ см⁻³, находим что при потоках $I = 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² указанная длина $L_{\text{выпр}} \sim 1$ см. При этом интенсивность видеоимпульса $\sim 10^{12}$ Вт/см².

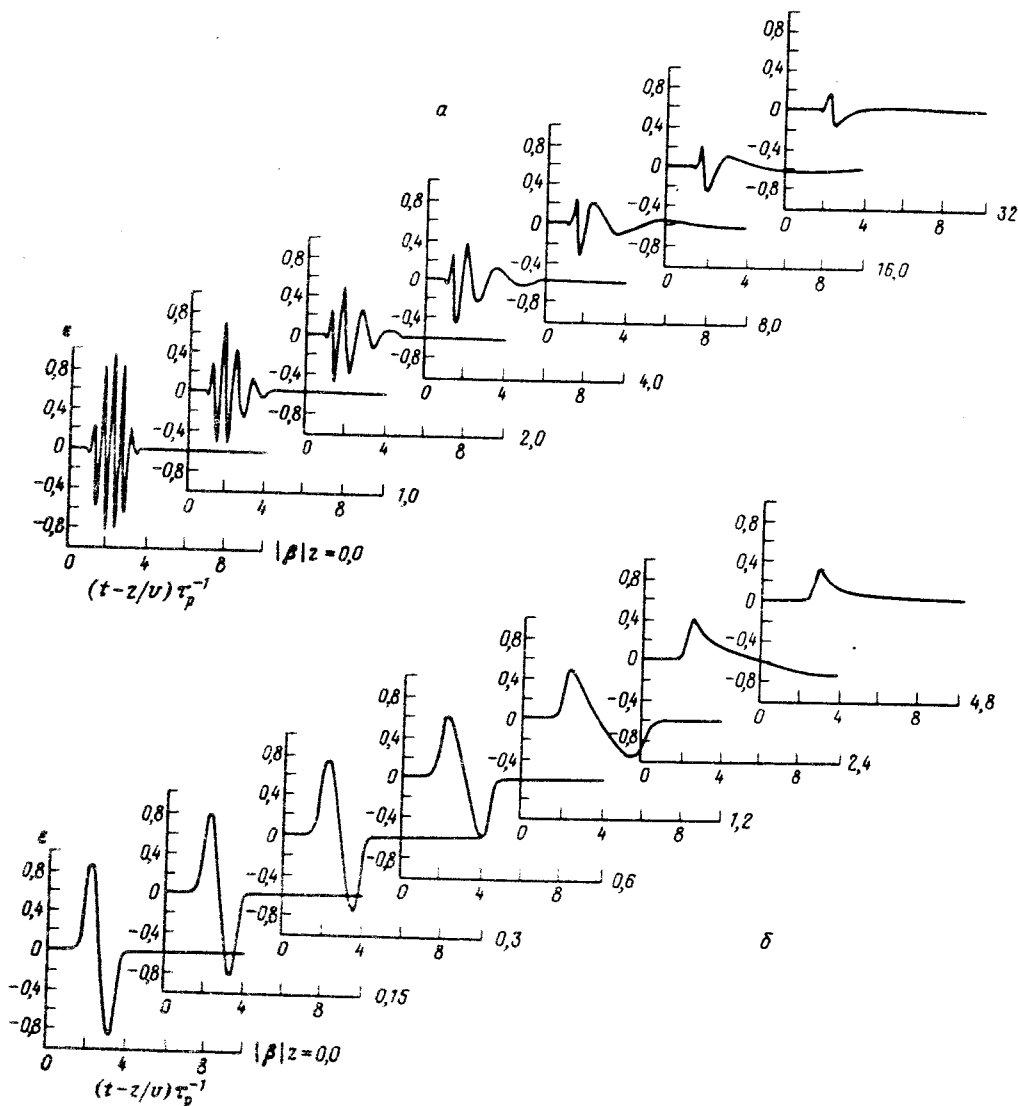


Рис. 1. Генерация видеоимпульсов (а - двухполярных, б - однополярных) при распространении УКИ в КР среде. На входе в среду поле ультракоротких импульсов имеет вид $\mathcal{E}(0,t) \sim \sin(\omega t)e^{-(t/\tau_p)^2}$: а - $(\omega/2\pi)\tau_p = 4$, $\Omega\tau_p = 0,1$; б - $(\omega/2\pi)\tau_p = 1$, $\Omega\tau_p = 0,1$; Поле ультракоротких импульсов поляризовано вдоль оси x и распространяется в слое $|x| < a$ КР среды, пространство $|z| > a$ заполнено средой с проводимостью $\sigma = \infty$

Приведенный выше анализ распространения УКИ в КР среде, таким образом, указывает на качественно новый характер протекания нелинейно-оптических процессов в диапазоне сверхкоротких ($\tau_p \ll \Omega^{-1}$) длительностей и сверхинтенсивных ($\Psi(z, \infty) \sim 1$) полей. Динамика поля взаимодействующего со средой, характеризуется не изменением числа фотонов в нем, а изменением самой энергии фотонов.

В заключение отметим, что учет дифракционных эффектов, согласно ⁸, приводит к требованию, чтобы площадь под электрическим полем импульса равнялась нулю, то есть импульс с ограниченной апертурой не может иметь постоянной составляющей. Указанному условию может удовлетворить, например, последовательность разнесенных по времени двух или более видеоимпульсов с различными по знаку значениями напряженности поля.

-
1. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
 2. S.de Silvestri, J.G.Fujimoto, E.P.Ippen et al., Chem. Phys. Lett. 116, 146 (1985).
 3. А.Б.Грудинин, Е.М.Дианов, Д.В.Коробкин и др., Письма в ЖЭТФ 45, 211 (1987).
 4. Рассеяние света в твердых телах. Сб. статей под ред. М.Кардоны, М.: Мир, 1979.
 5. Э.М.Беленов, И.А.Полуэктов, ЖЭТФ 56, 1407 (1969).
 6. Э.М.Беленов, П.Г.Крюков, В.А.Мацук и др., Крат. сообщ. по физике 5, 47 (1989).
 7. D.H.Auston and M.C.Nuss, IEEE J.Q.E. 24, 184 (1988).
 8. Э.М.Беленов, А.В.Назаркин, Письма в ЖЭТФ 53, 188 (1991).