

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Г. Басов, В. С. Летохов, Изменения формы импульса света при нелинейном усилении, *Докл. АН СССР*, 1966, том 167, номер 1, 73–76

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

16 марта 2025 г., 16:22:17



Член-корреспондент АН СССР Н. Г. БАСОВ, В. С. ЛЕТОХОВ

**ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА СВЕТА
ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ УСИЛЕНИИ**

I. Введение. Неоднократно делались попытки существенного повышения мощности импульса света оптического квантового генератора с модулированной добротностью за счет сокращения длительности импульса при нелинейном усилении (1, 2). Действительно, в нелинейном усилителе за счет эффекта насыщения возбужденные частицы среды должны высвечивать энергию на переднем фронте импульса, и казалось, что это будет приводить к сокращению длительности импульса (3-5). Однако до последнего времени экспериментально не удавалось наблюдать существенного сокращения длительности импульса. Как показали теоретические и экспериментальные исследования (6, 7), импульс оптического квантового генератора с модулированной добротностью, имеющий экспоненциально нарастающий передний фронт, проходя усиливающую среду, не меняет существенно своей формы, а получает дополнительное перемещение вперед. При этом скорость перемещения импульса может оказаться значительно больше скорости света в пучоте.

Настоящая работа посвящена исследованию изменения формы импульса света при нелинейном усилении, причем рассматривается случай, когда длительность импульса гораздо больше времени поперечной релаксации среды T_2 . В этом случае, представив поле в виде медленно меняющихся за время $1/\omega$ и на расстояниях λ амплитуды и фазы $E(t, x) = \mathcal{E}(t, x) \times \times \cos[\omega t - kx + \varphi(t, x)]$, удобно воспользоваться следующими уравнениями для интенсивности излучения $I(t, x) = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{c}{8\pi} \mathcal{E}^2(t, x)$, плотности инверсной заселенности $N(t, x)$ и фазы $\varphi(t, x)$ (8, 9):

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c(\sigma N - \gamma) I,$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = -2\sigma I N; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c \frac{\partial \varphi}{\partial x} = (\omega_0 - \omega) \frac{T_2}{2} c \sigma N, \quad (2)$$

где ω_0 — резонансная частота перехода между уровнями; $\sigma = \sigma(\omega)$ — сечение радиационного перехода на частоте ω ; c — скорость света в среде при нулевом поглощении; γ — коэффициент линейных потерь излучения на единицу длины в среде, например, за счет рассеяния на дефектах; T_1 — время жизни атома на верхнем уровне, которое предполагается в дальнейшем гораздо больше времени развития импульса.

II. Скорость распространения импульса. Рассмотрим сначала зависимость скорости распространения импульса от формы начального импульса. Для этого уравнения (1) перепишем в виде*

$$\frac{\partial F}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c \left[\sigma N_0 \exp \left(-2\sigma \int_{-\infty}^t I(t', x) dt' \right) - \gamma \right] I. \quad (3)$$

* Оставшееся уравнение переноса фазы (2) описывает изменение фазовой и групповой скорости света в среде за счет активных частиц. Можно показать (10), что эффекты дисперсии активных частиц дают пренебрежимо малый вклад в скорость распространения импульса по сравнению с эффектом насыщения.

Граница насыщения отрицательного поглощения среды движется с такой же скоростью, как и передний фронт импульса. Поэтому для определения скорости распространения импульса достаточно проследить за распространением в среде какого-либо определенного уровня насыщения

$$\delta = \frac{N(t, x)}{N_0} = \exp \left[-2\sigma \int_{-\infty}^t I(t', x) dt' \right].$$

Движение данного уровня насыщения δ определяется из условия:

$$\int_{-\infty}^{t_s(x)} I(t', x) dx' = \mathcal{E}_s \ln \frac{1}{\delta} = \text{const}, \quad (4)$$

где \mathcal{E}_s — энергия насыщения. Наиболее удобно проследить за движением уровня неглубокого насыщения ($\delta \approx 0,5 \div 0,8$), когда точка $t_s(x)$ находится на переднем фронте импульса. В этом случае передний фронт импульса, вызвавший это насыщение ($-\infty < t < t_s$), можно вычислить, пренебрегая насыщением в (3). В результате находим

$$I(t < t_s, x) = I_0(t - x/c) \times \exp [(\sigma N_0 - \gamma)x],$$

где $I_0(t - x/c)$ — начальный импульс света. Условие (4) тогда сводится к следующему:

$$\int_{-\infty}^{\tau_s(x)} I_0(\tau) d\tau = \mathcal{E}_s \ln \frac{1}{\delta} e^{-(\sigma N_0 - \gamma)x}, \quad (5)$$

где $\tau = t - x/c$, $\tau_s(x) = t_s(x) - x/c$. Поскольку скорость движения v импульса или границы насыщения определяется соотношением

$$(v - c) / c = -c \partial \tau_s(x) / \partial x, \quad (6)$$

то с помощью (5) находим окончательное выражение для скорости импульса:

$$v/c = 1 + (\sigma N_0 - \gamma) c \int_{-\infty}^{\tau_s} I_0(\tau) d\tau / I_0(\tau_s). \quad (7)$$

В частном случае начального импульса с экспоненциальным передним фронтом $I_0(\tau) \sim \exp(\tau/\tau_0)$ выражение (7) дает $v/c = 1 + c(\sigma N_0 - \gamma)\tau_0$, что совпадает с найденным ранее выражением. Однако формула (7) описывает более общую ситуацию, когда скорость движения импульса изменяется по мере перемещения максимума импульса по переднему фронту.

III. Изменение формы импульса. Рассмотрим теперь изменение формы импульса при распространении в зависимости от формы начального импульса. Это можно сделать на основе выражения (7) для скорости движения импульса.

Движение импульса со скоростью $v > c$ препятствует сокращению длительности. Однако, если v стремится к c при нелинейном усилении, то импульс испытывает сокращение длительности и стремится к решению

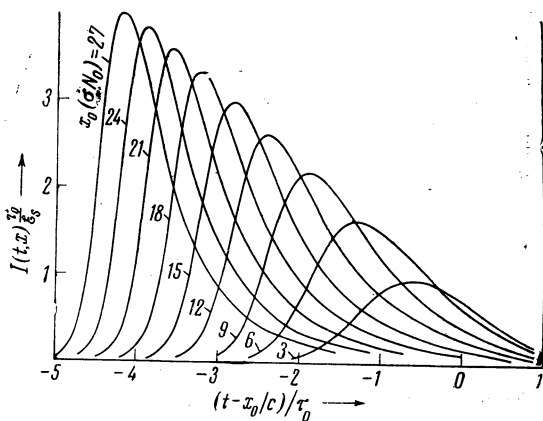


Рис. 1. Изменение формы гауссова импульса при нелинейном усилении. $\sigma N_0 / \gamma = 6$

уравнения (3) в виде δ -функции $I(t, x) = \mathcal{E}_m \delta(t - x/c)$ *, где \mathcal{E}_m — стационарная энергия импульса (5, 12). Из (7) следует, что скорость распространения импульса света v стремится к скорости света в среде c , если

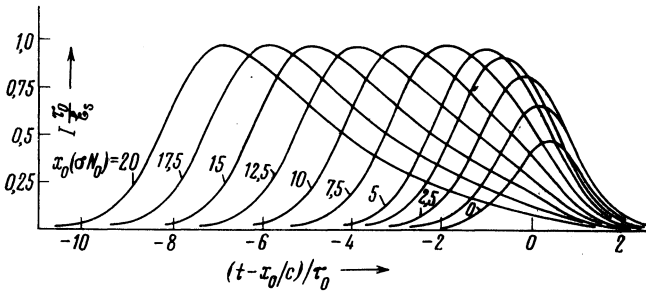


Рис. 2. Изменение формы экспоненциального импульса при нелинейном усилении. $\sigma N_0 / \gamma = 6$

передний фронт начального импульса удовлетворяет условию

$$\lim_{\tau \rightarrow -\infty} \frac{1}{I_0(\tau)} \int_{-\infty}^{\tau} I_0(\tau') d\tau' = 0. \quad (8)$$

Очевидно, условию (8) удовлетворяет любой импульс со срезанным передним фронтом, когда $I_0(\tau) \equiv 0$ для $\tau \leq \tau'$. Оказывается, что условию (8) удовлетворяет импульс гауссовой формы $I_0(\tau) \sim \exp(-\tau^2/\tau_0^2)$. Несмотря на бесконечную протяженность переднего фронта, гауссов импульс при распространении в среде с отрицательным поглощением сокращается. Это подтверждается численным интегрированием нестационарного уравнения (3). На рис. 1 приведены результаты решения уравнения (3) на электронной вычислительной машине для гауссового начального импульса — изображены зависимости $I(t, x)$ после прохождения расстояния x_0 в среде с отрицательным поглощением

Импульсы, для которых

$$\lim_{\tau \rightarrow -\infty} \frac{1}{I_0(\tau)} \int_{-\infty}^{\tau} I_0(\tau') d\tau' = \text{const} > 0,$$

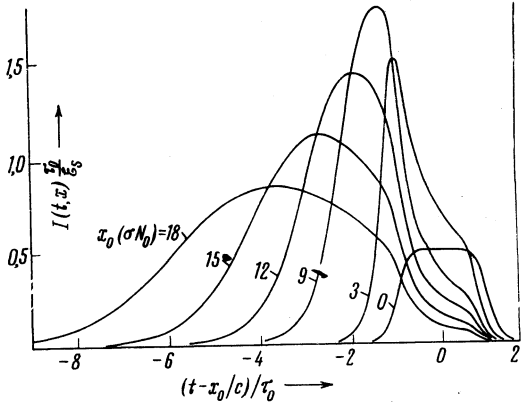


Рис. 3. Изменение формы импульса со steepным нарастанием переднего фронта при нелинейном усилении. $\sigma N_0 / \gamma = 6$

стремятся к стационарной форме $I(t - x/v)$ без сокращения длительности. Стационарные решения $I(t - x/v)$ уравнения (3) исследованы в (7). В частности, указанному условию удовлетворяют импульсы с экспоненциальным нарастанием переднего фронта. Численные решения нестационарного уравнения (3) для импульса с экспоненциальным передним фронтом приведены на рис. 2, где можно видеть приближение импульса к стационарному состоянию.

Наконец, удовлетворяющие условию $\lim_{\tau \rightarrow -\infty} \frac{1}{I_0(\tau)} \int_{-\infty}^{\tau} I_0(\tau') d\tau' = \infty$ импульсы света испытывают бесконечное расширение длительности. По-

* В реальном случае минимальная длительность, конечно, порядка T_2 (5, 8, 9, 11).

сколькx полная энергия импульса независимо от его формы ограничена, интенсивность таких импульсов стремится к нулю. К классу «расширяющихся» импульсов относятся начальные импульсы со степенным нарастанием переднего фронта $I_0(\tau) \sim |\tau_0/\tau|^n$, $n > 1$. На рис. 3 приведены результаты численного интегрирования уравнения (3) для начального импульса с передним фронтом вида $|\tau_0/\tau|^8$.

Таким образом, по виду переднего фронта начального импульса света * можно однозначно определить изменение его формы при нелинейном усилении.

Отметим, что при нелинейном усилении коротких импульсов света в средах, показатель преломления которых меняется под действием сильного светового поля, будет происходить дополнительное изменение (сокращение, расширение) формы импульса света.

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

Поступило
26 XI 1965

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. E. Geusic, H. E. D. Scovil, Quantum Electronics Proc. III Intern. Congr., Paris, 1964. ² Н. Г. Басов, Р. В. Амбарцумян и др., ЖЭТФ, 47, 1565 (1964). ³ R. Bellman, G. Birnbaum, W. G. Wagner, J. Appl. Phys., 34, 780 (1963). ⁴ L. M. Frantz, J. S. Nodvik, J. Appl. Phys., 34, 2346 (1963); В. И. Таланов, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 7, 491 (1964). ⁵ Н. Г. Басов, В. С. Летохов, Оптика и спектроскопия, 18, 1042 (1965). ⁶ Н. Г. Басов, Р. В. Амбарцумян и др., ДАН, 165, 58 (1965). ⁷ Н. Г. Басов, Р. В. Амбарцумян и др., ЖЭТФ, 50, 23 (1966); Препринт Физ. инст. им. П. Н. Лебедева АН СССР, А-108, 1965. ⁸ Н. Г. Басов, В. С. Летохов, Препринт Физ. инст. им. П. Н. Лебедева АН СССР, А-2, 1965. ⁹ Т. М. Ильинова, Р. В. Хохлов, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 9, № 6 (1965). ¹⁰ L. Brillouin, Wave Propagation and Group Velocity, N. Y.—London, 1960. ¹¹ J. P. Wittke, P. J. Warner, J. Appl. Phys., 35, 1668 (1964). ¹² А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, Радиотехника и электроника, 9, 1788 (1964). ¹³ N. S. Shiren, Phys. Rev. Lett., 15, 341 (1965).

* Заметим, что полученные результаты применимы не только в случае распространения импульса света. Например, распространение импульса ультразвука в двухуровневом квантовом усилителе фононов (¹³) в области насыщения усиления описывается аналогичными уравнениями, и в этом случае можно ожидать явлений, подобных рассмотренным выше.