

СВЕРХСВЕТОВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В РЕЗОНАНСНОЙ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ И ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС

А.Н.Ораевский, Д.К.Бенди[†]

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

[†] Оклахомский государственный университет
Стиллвотер, США

Поступила в редакцию 27 января 1994 г.

При распространении импульса излучения с экспоненциальным передним фронтом в резонансной усиливающей среде возможна динамическая хаотизация этого импульса.

1. В работе [1] было показано, что при взаимодействии электромагнитного излучения с усиливающей средой возможно стационарное, без усиления, распространение импульса излучения, причем скорость перемещения импульса больше групповой скорости света v_g . Это, на первый взгляд, парадоксальное обстоятельство объясняется достаточно просто. "Сверхсветовое" распространение импульса связано не с переносом энергии со скоростью v_g , а с быстрым перемещением максимума импульса по своему переднему фронту за счет усиления.

Анализ, проведенный в [1], основывался на уравнениях энергетического баланса для плотности населенностей двухуровневой активной среды и интенсивности электромагнитного излучения. В этих уравнениях отсутствуют фазовые соотношения между электромагнитным полем и поляризацией среды, так как считается, что поляризация быстро отслеживает все изменения электромагнитного поля. Для многих активных сред такое приближение справедливо и часто называется приближением некогерентного взаимодействия.

В данной работе мы анализируем проблему стационарного распространения импульса излучения в активной среде в случае когерентного взаимодействия, когда фазовые соотношения между поляризацией и полем существенны. Оказывается, что в этом случае возможно возникновение динамического хаоса.

2. В своем анализе мы будем использовать подход, широко применяемый при исследовании резонансного взаимодействия излучения с веществом [1-10]. Он основан на описании вещества активной среды в рамках модели двухуровневого атома, а поля - в виде плоской волны $E(z, t) = E(z, t)e^{i(kz - \omega t)}$, причем $E(z, t)$ - медленно меняющаяся функция в сравнении с экспонентой в отношении обеих переменных: $k = \omega/c$. В таком случае система уравнений, описывающая процесс распространения излучения в среде, имеет вид [1]

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v_g \frac{\partial E}{\partial z} + \gamma E = i2\pi\omega P, \quad (1a)$$

$$\frac{dP}{dt} + \gamma_2 P = -i(\mu^2/\hbar)NE, \quad (1b)$$

$$\frac{dN}{dt} + \gamma_1 N = J + (i/2\hbar)(EP^* - E^*P). \quad (1c)$$

В этих уравнениях P – поляризация активной среды, N – разность населенностей верхнего и нижнего резонансных уровней, J – накачка (в' числе фотонов в см^3 в секунду), v_g – групповая скорость электромагнитной волны, $\gamma = \kappa v_g$, κ – коэффициент линейного (ненасыщающегося) поглощения, $\gamma_{1,2}$ – константы релаксации разности населенности и поляризации, соответственно, μ – дипольный момент перехода между резонансными уровнями.

Предположим, что возможно стационарное распространение импульса в форме $E(z, t) = E(t - z/v)$, $P(z, t) = P(t - z/v)$, $N(z, t) = N(t - z/v)$, где скорость распространения импульса v – пока неизвестная величина. Тогда уравнения (1) принимают вид

$$\frac{dX}{d\xi} = -\sigma(X - Y), \quad (2a)$$

$$\frac{dY}{d\xi} = -Y + XZ, \quad (2b)$$

$$\frac{dZ}{d\xi} = b(r - Z) - b(r - 1)XY, \quad (2c)$$

где X, Y, Z – поле, поляризация и разность населенностей, нормированные так, что в стационарной волне, определяемой условием

$$\frac{dX}{d\xi} = \frac{dY}{d\xi} = \frac{dZ}{d\xi} = 0, \quad X = Y = Z = 1;$$

$$r = 2\pi\mu^2\gamma J / h\gamma_1\gamma_2; \quad \sigma = \gamma/\gamma_2\nu; \quad \nu = 1 - v_g/v; \quad b = \gamma_1/\gamma_2; \quad \xi = \gamma_2(t - z/v).$$

Уравнения (2) в точности совпадают по форме с уравнениями однододового лазера-генератора [5,6]. Отличие состоит лишь в том, что в генераторе $\sigma = \gamma/\gamma_2$, в то время как в рассматриваемом случае свободно бегущей волны $\sigma = \gamma/\gamma_2\nu$. Наличие параметра ν обеспечивает дополнительные возможности при постановке эксперимента.

Как известно [5-9], система уравнений (2) имеет хаотические решения, если

$$\sigma > 1 + b, \quad r > r_*. \quad (3)$$

В случае модели (2) (однородно уширенная линия усиления)

$$r_* = \sigma(\sigma + 3 + b)/(\sigma - 1 - b). \quad (4)$$

Для неоднородно уширенной линии r_* зависит от отношения $\delta = \Delta\omega/\gamma_2$, где $\Delta\omega$ – неоднородная ширина линии. В простейшей модели неоднородного уширения линия представляется как сумма двух однородно уширенных линий с расстройкой частоты между ними, равной $\Delta\omega$. В рамках такой модели [5,10]

$$r_* = \sigma[\sigma(1 - \delta^2) + 3 + b]/(\sigma - 1 - b). \quad (5)$$

Условия (3) для генератора, вообще говоря, антогонистичны. Первое из них (так называемое условие "плохого" резонатора) требует увеличения потерь в системе. Но с увеличением потерь уменьшается параметр возбуждения r , что может затруднить выполнение второго из условий (3). Именно поэтому не так много лазерных экспериментальных работ, в которых наблюдался хаос в

соответствии с моделью (2) [11] или ее модификацией, связанной с доплеровским уширением линии [12]. В случае волны, свободно бегущей в активной среде, первое условие (3) может быть удовлетворено подбором параметра ν , что не затронет значения r . Ясно, что с этой точки зрения наибольший интерес представляют значения $\nu < 1$. В то же время условие (3) требует $\nu > 0$, что при $\nu < 1$ как раз и означает "сверхсветовое" распространение импульса излучения.

Для управления параметром ν необходимо найти его связь с другими параметрами импульса. Предположим, следуя работе [1], что передний слабоинтенсивный фронт импульса имеет экспоненциальную форму

$$X(\xi) = X_0 e^{\xi/\xi_0}, \quad Y(\xi) = Y_0 e^{\xi/\xi_0}, \quad X_0, Y_0 \ll 1. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (3) и используя линейное приближение, при котором $Z = r$, получим:

$$(1 + \sigma\xi_0)X_0 - \sigma\xi_0 Y_0 = 0, \quad (7a)$$

$$-r\xi_0 X_0 + (1 + \xi_0)Y_0 = 0. \quad (7b)$$

Нетривиальное решение системы (7) возможно в том случае, если

$$\sigma = (1 + \xi_0)/[(r - 1)\xi_0^2 - \xi_0]. \quad (8)$$

Так как $\sigma = \gamma/\gamma_2\nu$, то при заданном отношении γ/γ_2 оно определяет ν (а значит и скорость импульса v) как функцию параметра ξ_0 . Из соотношения (8) и условия $1 > \nu > 0$ следуют дополнительные требования на усиление и длительность импульса:

$$(r - 1)\xi_0 > 1; \quad \xi_0 < \xi_{max}, \quad (9)$$

где ξ_{max} — положительный корень уравнения

$$\sigma_0(r - 1)\xi_0^2 - (\sigma_0 - 1)\xi_0 - 1 = 0. \quad (10)$$

Проведем численные оценки. В одном из режимов генерации He-He-лазера хаотические пульсации излучения наблюдались при следующих параметрах [12]: $r = 2, 3$; $\gamma = 3, 5 \cdot 10^8 \text{с}^{-1}$; $\gamma_1 = \gamma_2 = 6, 1 \cdot 10^7 \text{с}^{-1}$. Для такой среды параметр $\sigma = 5, 7$. Если на основе He-He-смеси создать усиливающую среду с тем же параметром σ , что и в работе [12], то в эту среду необходимо ввести линейно поглощающее вещество с коэффициентом поглощения $\kappa = \gamma\nu/v_g$. Пусть $\nu = 0, 5$, что соответствует превышению скорости импульса над скоростью света в два раза. Тогда $\kappa = 5 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-1}$ и $r = 4, 6$ при той же инверсии населенности, что и в работе [12]. Согласно (8), для проведения эксперимента необходим входной импульс с характерным временем нарастания переднего фронта $t_0 = \xi_0/\gamma_2 = 7 \cdot 10^{-9} \text{с}$. Длина активной среды должна быть не менее $v_g t_0 = 2 \text{м}$.

1. П.Г.Крюков, В.С.Летохов, УФН 99, №2, 169 (1969).
2. А.Н.Ораевский, Молекулярные генераторы, М.: Наука, 1964.
3. Л.Аллен, Дж.Эберли, Оптический резонанс и двухуровневые атомы, М.: Мир, 1978.
4. L.M.Narducci, N.B.Abraham Laser Physics and Laser Instabilities, World Scientific, New York, 1988.

5. А.Н.Ораевский, Труды ФИАН 171, 3 (1986).
6. А.Н.Ораевский, Квантовая электроника 8, №1, 130 (1981).
7. A.Z.Grasiuk and A.N.Oraevsky, The 4-th Intern. Cong. on Microwave Tubes, Scheveningen (Holland), September, 1962.
8. A.Z.Grasiuk and A.N.Oraevsky, Estratto da Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica "E.Fermi", XXXI Corso, August, 1993, Varenna, Italy.
9. А.З.Грасюк, А.Н.Ораевский, Радиотехника и электроника 9, №3, 524 (1964).
10. В.С.Идиатулин, А.В.Успенский, Труды II Всесоюзного семинара "Метрология в радиозлектронике", М., 1971, с.68.
11. C.O.Weiss, W.Kfische, P.S.Exing, and M.Cooper, Opt. Comm. 54, №2, 112 (1985).
12. R.S.Gioggia and N.B.Abraham. Phys. Rev. Lett. 51, 650 (1983).