

ПЕРЕХОД ОТ ГАРМОНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ К ХАОСУ ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПЛОСКИХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

В.Г.Горшков, Ю.К.Данилейко, Т.П.Лебедева, Д.А.Нестеров

Для случая интерференции плоских волн, описываемого одномерным нелинейным уравнением Шредингера, экспериментально и численным моделированием показана возможность перехода от простого гармонического поведения системы к динамическому хаосу.

Возникновение динамического хаоса в поведении физических систем имеет множество примеров. Ярким и хорошо известным явлением здесь выступает переход от ламинарного течения к турбулентному в гидродинамике. В оптике количество примеров систем, для которых теоретически предсказан переход от простого (периодического) к сложному (хаотическому) поведению, не столь велико: это переход к хаосу в кольцевых резонаторах ^{1, 2}, в бистабильных оптических устройствах типа нелинейных резонаторов Фабри – Перо ^{3, 4}, а также при генерации второй гармоники ⁵. Что же касается экспериментального наблюдения

указанных явлений, известны лишь наблюдение хаоса при оптической бистабильности ⁶, исследование возникновения "турбулентности" в частотном спектре при распространении электромагнитных волн в волноводе с нелинейной проводимостью ⁷ и переход к динамическому хаосу в спектре колебаний выходной мощности кольцевого газового лазера ⁸. Перечисленные примеры так или иначе связаны с наличием внешней обратной связи, хотя, как показано в ⁹, это условие не является обязательным.

Целью настоящего сообщения является демонстрация перехода к динамическому хаосу при интерференции плоских волн в средах с нелинейным показателем преломления.

Пусть две когерентные плоские световые волны равной интенсивности распространяются в нелинейной среде под углами $\pm \theta$ к продольной оси z . Рассмотрим поведение лучей, основываясь на решении известного параболического уравнения для напряженности E электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси z :

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - k^2 \frac{\epsilon_2 |E|^2}{\epsilon_0} E = 0, \quad (1)$$

где $k = 2\pi n/\lambda_0$ и $\epsilon = \epsilon_0 - \epsilon_2 |E|^2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость среды.

Уравнение (1) представляет собой нелинейное одномерное уравнение Шредингера. Постановка задачи в виде (1) позволяет ввести новую, в отличие от работ других авторов, динамическую переменную — координату z .

Поперечное распределение поля на входной поверхности имеет вид: $E(x, 0) = E_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$, где $\Lambda = \lambda/2\theta$ (для малых θ) — период интерференционной картины. Интерференция плоских световых волн в нелинейной среде приводит к возникновению поперечных пространственных гармоник поля, суперпозиция которых

$$E = \sum_{j=0}^{\infty} E_j(z) \cos[(2j+1)k\theta x]$$
 является решением (1). Для малых нелинейностей, когда $E_j \gg E_{j+1}$, справедливы решения, полученные по теории возмущений:

и

$$|E_1/E_0| = \frac{\mu}{16} \left| \sin\left(\frac{4z}{L}\right) \right| \quad (2)$$

$$|E_2/E_0| = \frac{\mu^2}{1536} \sin^2\left(\frac{4z}{L}\right) \sqrt{8\cos^2\left(\frac{4z}{L}\right) + 1}, \quad (3)$$

где $L = 2/k\theta^2$ имеет смысл дифракционной длины пучка с поперечным размером Λ , $\mu = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_0 \theta^2} |E_0|^2$.

Из (2) и (3) следует, что при слабой нелинейности интенсивности пространственных гармоник является периодической незатухающей (в случае отсутствия поглощения) функцией z . Период модуляции интенсивности для первой пространственной гармоники дается выражением $z_0 = \lambda/4\theta^2$. Такая же периодичность решения для E_1 имеет место для любого закона отрицательной нелинейности типа $\delta\epsilon \sim |E|^{2m}$, где m — целое.

Для случая больших интенсивностей уравнение (1) решалось численными методами. Результаты численного счета распространения интерферирующих плоских волн в нелинейной среде показывают, что если для малых входных интенсивностей характерно гармоническое поведение интенсивности пространственных гармоник, что и соответствует решениям (2) и (3), то с ростом интенсивности (см. рис. 1) картина поведения поля начинает существенно меняться и происходит удвоение периода изменения интенсивности пространственных гармоник по оси z . В дальнейшем при увеличении интенсивности поведение пространственных гармоник вдоль направления распространения еще более усложняется, переходя к динамическому хаосу, где в роли динамической переменной выступает координата z .

Хотя мы и получили удвоение периода (см. рис. 1), утверждать, что хаотизация происходит строго по Фейгенбауму¹⁰, нет достаточных оснований. Возможно, имеют место и другие пути перехода к динамическому хаосу.

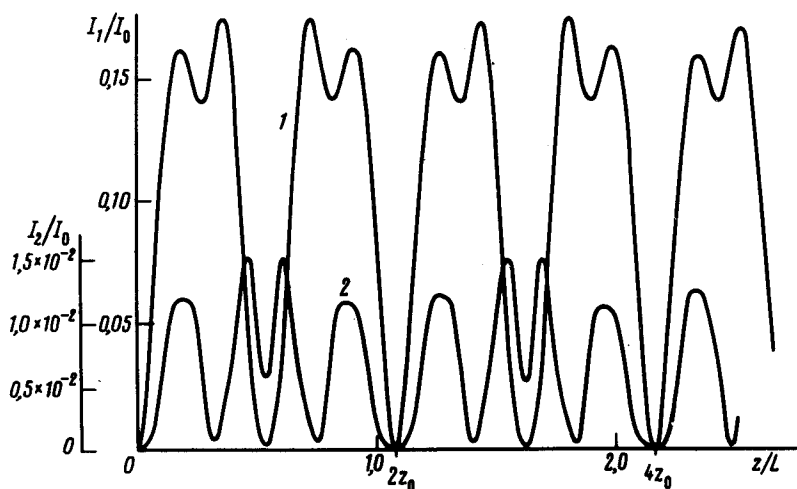


Рис. 1. Относительная эффективность первой (1) и второй (2) пространственных гармоник при $\mu = 17$

Для подтверждения гармонического поведения по z пространственных гармоник (2) был поставлен следующий эксперимент. Излучение YAG : Nd³⁺-лазера (одночастотный, TEM₀₀, длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе 1 – 10 мДж) с помощью интерференционных зеркал делилось на два пучка равной интенсивности и скрещивалось под углом $2\theta_0 = 0,104$ на нелинейной среде – образце из кремния или арсенида галлия. Образцы были выполнены в виде клиновидной пластины с углом $16'$ с тем, чтобы имелась возможность изменения толщины среды путем перемещения клина. Исследовалась зависимость интенсивности первой пространственной гармоники, распространяющейся в направлении первого дифракционного максимума, от толщины нелинейной среды. Излучение, идущее в первый дифракционный максимум, пространственно выделялось и с помощью линзы и световодного кабеля направлялось на фотоприемник. Результаты эксперимента для небольших (~ 4 МВт/см²) входных интенсивностей представлены на рис. 2, где также приведена и расчетная кривая.

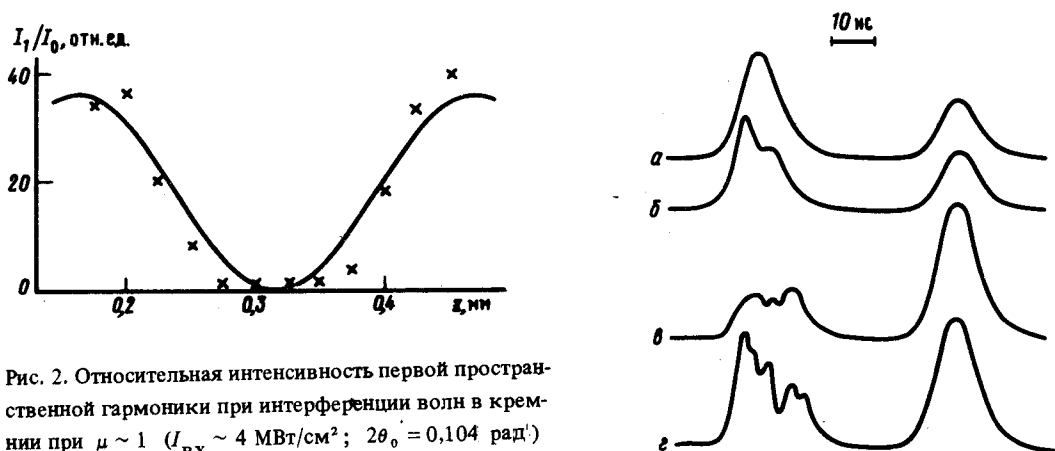


Рис. 2. Относительная интенсивность первой пространственной гармоники при интерференции волн в кремнии при $\mu \sim 1$ ($I_{вх} \sim 4$ МВт/см²; $2\theta_0 = 0,104$ рад⁻¹)

Рис. 3. Осциллограммы импульсов излучения, дифрагирующего в первый максимум (первый импульс осциллограмм), и падающего излучения для плотности мощности: а – ~ 10 МВт/см²; б – ~ 30 МВт/см²; в, г – ~ 60 МВт/см²

Кроме того, для фиксированного z ($z = 0,3$ мм) снималась временная динамика интенсивности дифрагирующего импульса, что позволяло исследовать характер поведения интенсивности пространственной гармоники при разных уровнях интенсивности во время действия импульса. Арсенид галлия, время рекомбинации неравновесных носителей заряда в котором $\sim 10^{-9} \div 10^{-10}$ с, является здесь подходящим модельным объектом, поскольку величина нелинейности среды в каждый момент времени определяется интенсивностью падающего излучения, т. е. воздействие носит стационарный характер. Наличие же хаотизации в поведении пространственной гармоники при фиксированном z соответствует аналогичному поведению и по времени при интенсивностях, характерных для появления хаоса. На рис. 3 представлены осциллограммы импульсов, дифрагирующих в первый максимум, и падающего излучения. Видно, что поведение интенсивности в первом дифракционном максимуме на рис. 3, в, г становится хаотическим при больших уровнях возбуждения. Возможность возникновения хаоса следует учитывать при трактовке экспериментов по светоиндуцированной самодифракции.

Литература

1. Ikeda K., Daido H., Akimoto O. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 709.
2. Snapp R.R., Carmichael H.J., Schieve W.C. Opt. Comm., 1981, 40, 68.
3. Firth W.J. Opt. Comm., 1981, 39, 343.
4. Winful H.G., Cooperman G.D. Appl. Phys. Lett., 1982, 40, 298.
5. Savage C.M., Walls R.F. Optica Acta, 1983, 30, 557.
6. Gibbs H.M., Hopf F.A., Kaplan D.L., Shoemaker R.L. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 474.
7. Кияшко С.В., Рабинович М.И. ЖЭТФ, 1974, 66, 1626.
8. Данилейко М.В., Кравчук А.Л., Нечипоренко В.Н. и др. Квантовая электроника, 1986, 13, 2147.
9. Silberberg Y., Joseph J.B. Phys. Rev., Lett., 1982, 48, 1541.
10. Фейгенбаум М. УФН, 1984, 141, 343.