

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 538.56+535

АНАЛИЗ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ФАЗОМОДУЛИРОВАННОГО ОПТИЧЕСКОГО ШУМА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В СРЕДЕ С КУБИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ В ПРИСУТСТВИИ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Ю.Е. Дьяков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В приближении плоских волн рассматриваются корреляционные и спектральные характеристики шумового излучения, распространяющегося в среде с кубической нелинейностью. Анализ проведен для нескольких моделей случайного входного поля, различающихся типом статистики, видом корреляции и отношением сигнал/шум. Показано, что расширение спектральной полосы $\Delta\omega_z$ шума с увеличением расстояния z может иметь как монотонный (пропорциональный различным степеням z), так и осциллирующий характер и что величина $\Delta\omega_z$ растет заметно быстрее при экспоненциальной корреляции входного шума, чем при гауссовской корреляции.

1. Распространение плоской волны оптического излучения, имеющего регулярную (сигнальную) и случайную (шумовую) составляющие, через реактивную среду*) с кубической нелинейностью теоретически рассматривалось в [1], где была показана возможность эффективной генерации сжатого шума — с близкой к максимально возможной степени сжатия $\kappa \approx 1$ [2], а также возможность значительной перекачки энергии из некогерентного шума в когерентный сигнал. Эти результаты были получены в первом приближении теории дисперсии (ТД), т.е. в [1] фактически предполагалось, что ширина $\Delta\omega_z$ частотного спектра шумовой волны в нелинейной среде достаточно мала.

Выражения для $\Delta\omega_z$, известные из литературы [3–6], относятся к раздельному распространению сигнала и шума, когда генерации сжатых состояний не происходит. В то же время эти результаты показывают, что фазовая самомодуляция, имеющая место в реактивной среде с кубической нелинейностью, приводит к расширению частотного спектра распространяющейся волны, так что полоса $\Delta\omega_z$ может стать значительно шире, чем входная полоса $\Delta\omega_0$ (при достаточно больших z).

Цель настоящей работы — это прежде всего найти величину $\Delta\omega_z$ для рассмотренного в [1] случая, когда в реактивной кубической среде одновременно распространяются когерентный сигнал и некогерентный шум, случайно модулированный по фазе (на входе). По полученным результатам и дифференциальному уравнению ТД, написанному во втором приближении ТД, можно затем оценить область применимости использованного в [1] первого приближения ТД и соответственно

адекватным образом выбрать условия эксперимента для наблюдения обнаруженных в [1] эффектов (см. п. 12). Кроме того, в настоящей работе обнаружено влияние на $\Delta\omega_z$ вида корреляции входного шума — вопрос, который раньше вообще не рассматривался.

2. Будем исходить из уравнения для комплексной амплитуды A излучения, распространяющегося в нелинейной реактивной среде общего вида:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} + i\beta F(|A|)A = 0 \quad (\text{Im } \beta = 0),$$

где F — произвольная действительная функция. Его решение имеет вид

$$A(t, z) = A_0(\theta) \exp[-i\beta F(|A_0(\theta)|)z], \quad z \geq 0, \quad (1)$$

где $\theta = t - z/u$, $A_0(t) = A(t, z = 0)$. В дальнейшем рассматривается случай $F(|A|) = |A|^2$ (кубическая нелинейность среды) и используются обозначения работы [1]. Комплексную амплитуду A запишем в виде суммы $A = \bar{A} + \tilde{A}$ регулярной \bar{A} и флуктуационной \tilde{A} ($\langle \tilde{A} \rangle = 0$) составляющих. Шумовая волна \tilde{A} оказывается сжатой, ее параметры сжатия рассмотрены в [1]. В настоящей работе нас будут интересовать корреляционные и спектральные характеристики \tilde{A} .

3. Для принятой в [1] модели граничного поля

$$A_0(t) = S_0 - i\rho_0 e^{-i\varphi(t)} \quad (2)$$

$$(S_0, \rho_0 = \text{const}, W(\varphi) = \frac{1}{2\pi})$$

с учетом соотношения

$$e^{ix \sin \varphi} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(x) e^{ik\varphi}$$

*) Под реактивными понимаются среды, в которых происходит только фазовая самомодуляция распространяющейся волны (см. (1)).

($J_k(x)$ — функции Бесселя) находим, используя (1),

$$A(t, z) = C_0 (S_0 - i\rho_0 e^{-i\varphi}) \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(x) e^{ik\varphi}, \quad (3)$$

где $x = 2\beta\rho_0 S_0 z$, $C_0 = \exp[-i\beta z(S_0^2 + \rho_0^2)]$, $|C_0| = 1$.
Как следует из (3),

$$\bar{A}(z) = C_0 [S_0 J_0(x) - i\rho_0 J_1(x)], \quad (4)$$

$$\bar{A}(z, \theta) = \sum_{m=1}^{\infty} [B_m(x) e^{im\varphi(\theta)} + B_{-m}(x) e^{-im\varphi(\theta)}], \quad (5)$$

где

$$B_m(x) = C_0 [S_0 J_m(x) - i\rho_0 J_{m+1}(x)]. \quad (6)$$

Согласно (4), \bar{A} не зависит от времени, т.е. сигнальная компонента волны в нелинейной среде представляет собой монохроматическое излучение, которое формируется как за счет входного сигнала (S_0), так и за счет входного шума (ρ_0) (подробнее см. в [1]). Таким образом, в случае входного поля (3) спектральная полоса $\Delta\omega_z$ определяется только флуктуационной компонентой \bar{A} , свойства которой зависят от средних вида $\langle \exp i[n\varphi(\theta) - m\varphi(\theta + \tau)] \rangle$ (см. [5]).

4. Для вычисления этих средних зададимся следующей моделью фазовых флуктуаций на границе нелинейной среды ($z = 0$):

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^t \xi(t_1) dt_1,$$

где $\xi(t)$ — действительный стационарный случайный процесс с характеристиками $\langle \xi \rangle = 0$, $\langle \xi^2 \rangle = \sigma_\xi^2$, $\langle \xi\xi_\tau \rangle = \sigma_\xi^2 R_\xi(\tau) = \int G_\xi(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega$, временем корреляции τ_ξ и шириной спектра $\Delta\omega_\xi \sim 1/\tau_\xi$. В этом случае

$$\left. \begin{aligned} \langle \varphi \rangle = 0; \quad \langle \varphi_\tau \rangle = 0; \\ \langle \varphi^2 \rangle, \langle \varphi_\tau^2 \rangle, \langle (\varphi + \varphi_\tau)^2 \rangle \rightarrow \infty, \\ \langle (\varphi - \varphi_\tau)^2 \rangle = \left\langle \int_t^{t+\tau} \xi(t_1) dt_1 \right\rangle = \\ = 2\sigma_\xi^2 \int_0^\tau (\tau - \tau_1) R_\xi(\tau_1) d\tau_1 \equiv \psi(\tau), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

причем можно показать, что функция $\psi(\tau)$ при малых τ является квадратичной, а при больших τ — линейной функцией τ :

$$\psi(\tau) = \begin{cases} \sigma_\xi^2 \tau^2 & (\tau \ll \tau_\xi), \end{cases} \quad (8a)$$

$$\psi(\tau) = \begin{cases} 2\pi G_\xi(0) \tau & (\tau \gg \tau_\xi), \end{cases} \quad (8б)$$

(см. [4, с. 152 и рис. 2.13]). Сделаем теперь предположение, что ξ — гауссовский процесс. Тогда согласно

(7) и (8) ($\varphi_\tau = \varphi(t + \tau)$)

$$\left. \begin{aligned} \langle e^{im\varphi} \rangle = \langle e^{im\varphi_\tau} \rangle = 0, \\ \langle e^{im\varphi - in\varphi_\tau} \rangle = \begin{cases} 0 & (m \neq n \neq 0), \\ e^{-\frac{1}{2}m^2\psi(\tau)} & (m = n \neq 0), \end{cases} \\ R_0(\tau) = \langle \bar{A}_0 \bar{A}_{0,\tau}^* \rangle / \rho_0^2 = \langle e^{-i\varphi + i\varphi_\tau} \rangle = e^{-\frac{1}{2}\psi(\tau)}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

5. Используя (5), (6) и (9), находим корреляционную функцию шумового излучения в нелинейной среде:

$$\langle \bar{A} \bar{A}_\tau^* \rangle = B(\tau) = \rho_0^2 \sum_{m=1}^{\infty} C_m(x) e^{-\frac{1}{2}m^2\psi(\tau)}, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} C_m(x) &= |B_m(x)|^2 / \rho_0^2 + |B_{-m}(x)|^2 / \rho_0^2 = \\ &= 2\eta_0 J_m^2(x) + J_{m+1}^2(x) + J_{m-1}^2(x) \quad (\eta_0 = S_0^2 / \rho_0^2). \end{aligned}$$

Согласно (10), дисперсия флуктуаций \bar{A} определяется выражением

$$\langle \bar{A} \bar{A}^* \rangle = \rho_0^2 \sum_{m=1}^{\infty} C_m(x). \quad (11)$$

Ряд в (11) может быть просуммирован (см. [7, форм. 8.536.3]), и мы получим

$$B(0) = \langle \bar{A} \bar{A}^* \rangle = \rho_0^2 \{ \eta_0 [1 - J_0^2(x)] + 1 - J_1^2(x) \}, \quad (12)$$

что совпадает с формулой (7) в [1], полученной другим методом.

6. Рассмотрим два предельных случая:

$$1) \sigma_\xi \tau_\xi \gg 1; \quad (13a)$$

$$2) \sigma_\xi \tau_\xi \ll 1. \quad (13б)$$

Поскольку $\sigma_\xi^2 \sim G_\xi(0) \Delta\omega_\xi$ и $\Delta\omega_\xi \sim 1/\tau_\xi$, то неравенство (13a) означает, что $G_\xi(0) \gg \Delta\omega_\xi$ (см. [4, рис. 2.16, a]). При этом, согласно (8a), $\psi(\tau_\xi) \gg 1$, т.е. затухание корреляторов типа (9) происходит на начальном, квадратичном по τ интервале изменения функции $\psi(\tau)$. Это соответствует гауссовской корреляции входного шума:

$$R_0(\tau) = e^{-\frac{1}{2}\psi(\tau)} = e^{-\frac{1}{2}\sigma_\xi^2 \tau^2} = e^{-\tau^2 / \tau_{01}^2} \quad (\tau_{01} = \sqrt{2} / \tau_\xi),$$

а в (10) можно положить

$$\exp \left[-\frac{1}{2}m^2\psi(\tau) \right] \approx \exp \left[-m^2 \tau^2 / \tau_{01}^2 \right]. \quad (14)$$

Аналогично показывается, что в случае (13б) имеет место неравенство $G_\xi(0) \ll \Delta\omega_\xi$ (см. [4, рис. 2.16, б]), затухание корреляторов происходит в основном на конечном, линейном по τ интервале изменения функции $\psi(\tau)$, что соответствует экспоненциальной корреляции входного шума:

$$R_0(\tau) = e^{-|\tau| / \tau_{02}} \quad (\tau_{02} = 1 / \pi G_\xi(0)), \quad (15)$$

и в (10)

$$\exp \left[-\frac{1}{2}m^2\psi(\tau) \right] \approx \exp \left[-m^2 |\tau| / \tau_{02} \right]. \quad (16)$$

7. Рассмотрим сначала случай (13б). Как следует из (10) и (16), волна шумового излучения имеет при этом корреляционную функцию

$$B(\tau) = \rho_0^2 \sum_{m=1}^{\infty} C_m(x) e^{-m^2|\tau|/\tau_{02}}$$

и частотный спектр

$$G(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int B(\tau) e^{-i\omega\tau} d\omega = \frac{\rho_0^2 \tau_{02}}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m(x) m^2}{m^4 + \tau_{02}^2 \omega^2}. \quad (17)$$

Используя для оценки ширины $\Delta\omega_z$ спектра (17) интегральный критерий, получим, учитывая (12),

$$\Delta\omega_z = \frac{B(\tau=0)}{G(\omega=0)} = \Delta\omega_0 \frac{\eta_0 [1 - J_0(x)] + 1 - J_1^2(x)}{\sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m(x)}{m^2}} \quad (R_0(\tau) = e^{-|\tau|/\tau_{02}}), \quad (18)$$

где $\Delta\omega_0 = 2\pi/\tau_{02}$ — интегральная ширина спектра входного шума \dot{A}_0 .

Зависимость (18) $\Delta\omega_z$ от x иллюстрируют кривые на рис. 1, а. Мы видим, что при малых и больших η_0 (сигнал/шум) величина $\Delta\omega_z$ испытывает сильные пространственные осцилляции, которые почти исчезают, если $\eta_0 \approx 1$.

Так как осцилляции особенно заметны при $x \gg 1$, то, чтобы разобраться в причинах их появления, упростим выражение (18), используя асимптотическую формулу для функции Бесселя

$$J_n(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - n\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (x \gg 1, x \gg n). \quad (19)$$

Мы получим

$$\eta_0 [1 - J_0^2(x)] + 1 - J_1^2(x) \approx 1 + \eta_0, \quad (20)$$

$$C_m(x) \approx \frac{2}{\pi x} [1 + \eta_0 + (\eta_0 - 1)(-1)^m \sin 2x]. \quad (21)$$

Так как

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} = \frac{\pi^2}{6}, \quad \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m^2} = -\frac{\pi^2}{12},$$

то, согласно (21),

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m(x)}{m^2} \approx \frac{\pi}{3x} \left(\eta_0 + 1 + \frac{1 - \eta_0}{2} \sin 2x \right). \quad (22)$$

Подставив (20) и (22) в (18), получим

$$\Delta\omega_z \approx \Delta\omega_0 \frac{3\pi x}{1 + \frac{1 - \eta_0}{2(1 + \eta_0)} \sin 2x}. \quad (23)$$

Приближенная формула (23) хорошо передает ход кривых на рис. 1 в области $x \gg 1$ и показывает, что пространственные осцилляции имеют период π по x . Формула (23) подтверждает и исчезновение осцилляций при $\eta_0 \approx 1$.

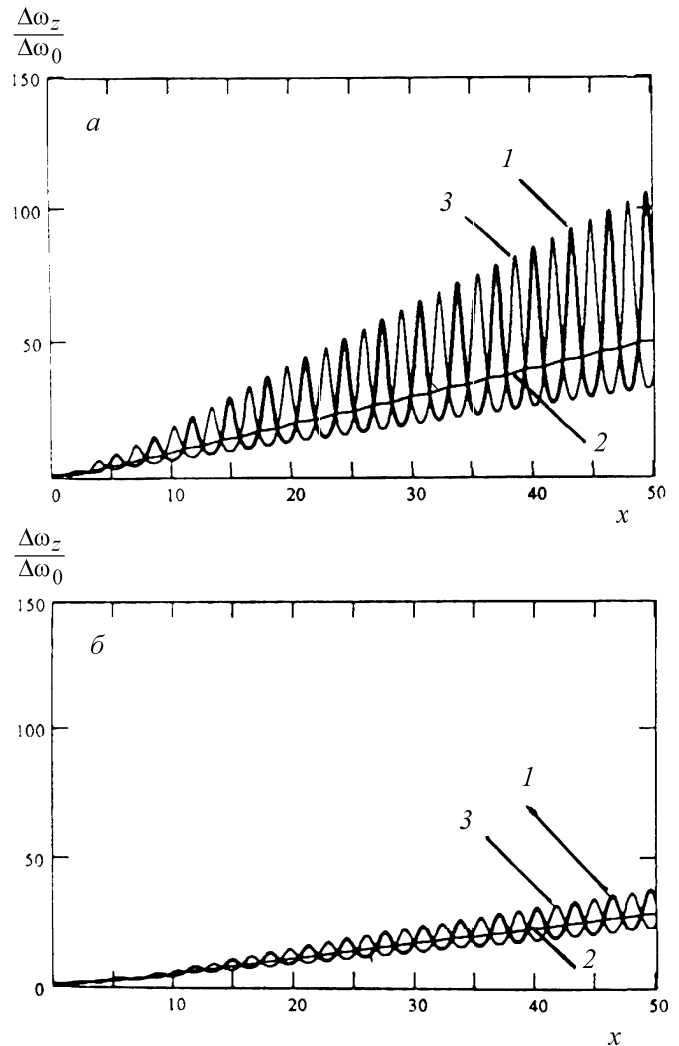


Рис. 1. Зависимость $\Delta\omega_z$ от приведенного расстояния $x = 2\beta\rho_0 S_0 z$ и отношения η_0 сигнал/шум при экспоненциальной (а) и гауссовской (б) корреляции входного шума: $\eta_0 = 0.01$ (кривые 1), $\eta_0 = 1$ (кривые 2), $\eta_0 = 100$ (кривые 3). Шум распространяется в присутствии монохроматического сигнала

8. В случае (13а), соответствующем гауссовской корреляции входного шума, получим аналогичные результаты:

$$B(\tau) = \rho_0^2 \sum_{m=1}^{\infty} C_m(x) e^{-m^2\tau^2/\tau_{01}^2} \quad (R_0(\tau) = e^{-\tau^2/\tau_{01}^2}),$$

$$G(\omega) = \frac{\rho_0^2 \tau_{01}}{2\sqrt{\pi}} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m(x)}{m} e^{-\omega^2 \tau_{01}^2 / 4m^2}, \quad (24)$$

$$\Delta\omega_z = \frac{B(\tau=0)}{G(\omega=0)} = \Delta\omega_0 \frac{\eta_0 [1 - J_0(x)] + 1 - J_1^2(x)}{\sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m(x)}{m}}.$$

Зависимость (24) $\Delta\omega_z$ от x показывают кривые на рис. 2. Они в общем сходны с кривыми на рис. 1, б, но заметно, что при гауссовской корреляции входного шума расширение спектра происходит медленнее и осцилляции имеют меньший размах, чем в случае экспоненциальной корреляции.

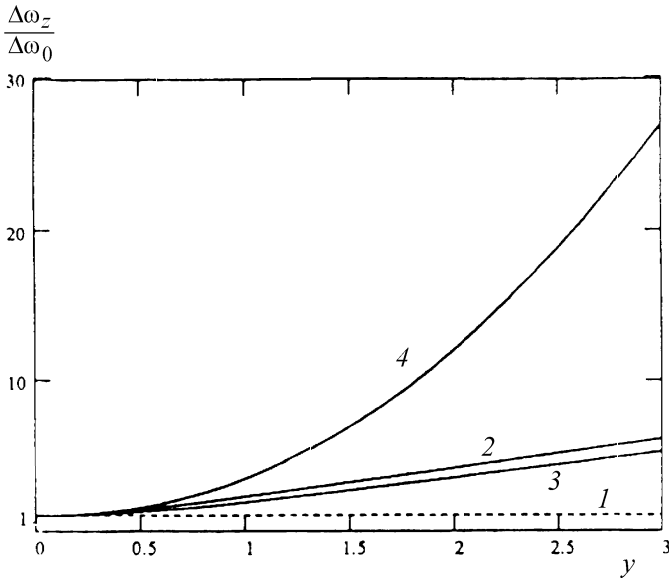


Рис. 2. Зависимость $\Delta\omega_z$ от приведенного расстояния $y = \beta\sigma_0^2 z$ для различных типов входного шума: фазомодулированный шум (пунктирная прямая 1); гауссовский шум с гауссовской корреляцией — по критерию (27) (кривая 2), по критерию (29) (кривая 3); гауссовский шум с экспоненциальной корреляцией (кривая 4). Распространяется только шум, сигнал отсутствует

9. Рассмотрим несколько случаев, когда сигнал на входе отсутствует и генерации сжатого шума в кубичной среде не происходит. Полученные ниже соотношения обобщают результаты работ [3–5] на случай произвольных z и экспоненциальной корреляции входного шума.

10. Для модели (2) при $S_0 = 0$ получим, используя (3): $x = 0$ и $A(t, z) = -i\rho_0 e^{-i\varphi(\theta)} = \bar{A}(\theta)$, т. е. ширина частотного спектра в этом случае при распространении меняться не будет:

$$\Delta\omega_z = \Delta\omega_0 = \text{const}. \quad (25)$$

(рис. 2, прямая 1).

11. Результат будет другим, если $\bar{A}_0 = 0$, а $\bar{A}_0(t) = \rho(t) e^{i\varphi(t)}$ и описывает гауссовский стационарный шум с дисперсией $\langle \bar{A}_0 \bar{A}_0^* \rangle = \sigma_0^2$. Используя (1), нетрудно убедиться, что $\bar{A} = 0$, т. е. $A = \bar{A}$. Можно, далее, показать [3, 4], что коэффициент корреляции поля \bar{A} имеет вид

$$R(\tau) = \frac{R_0(\tau)}{\{1 + y^2 [1 - R_0^2(\tau)]\}^2}, \quad y = \beta\sigma_0^2 z, \quad (26)$$

где $R_0(\tau)$ — коэффициент корреляции входного гауссовского поля [3, 4].

Если оценивать $\Delta\omega_z$ по среднеквадратичному критерию

$$\Delta\omega_z^2 = \int \omega^2 G_{\bar{A}}(\omega) d\omega / \int G_{\bar{A}}(\omega) d\omega = |\ddot{R}(0)| \quad (27)$$

[3], то, подставив (26) в (27), при гауссовской корреляции входного шума получим

$$\Delta\omega_z = \Delta\omega_0 \sqrt{1 + 4y^2} \quad (R_0(t) = e^{-\tau^2/\tau_0^2}) \quad (28)$$

(рис. 2, кривая 2). При тех же условиях критерий

$$\Delta\omega_z \sim 1/\tau_z, \quad \tau_z^2 = \int_0^\infty R^2(\tau) \tau d\tau \quad (29)$$

в случае (26) дает

$$\Delta\omega_z = \Delta\omega_0 \frac{y}{F(y)} \quad (R_0(\tau) = e^{-\tau^2/\tau_0^2}), \quad (30)$$

где

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[1 - \frac{1}{(1+y^2)^3} \right]^{1/2}$$

(рис. 2, кривая 3). При экспоненциальной корреляции входного шума, используя критерий

$$\Delta\omega_z \sim 1/\tau_z, \quad \tau_z = \int_0^\infty R^2(\tau) d\tau, \quad (31)$$

получим

$$\Delta\omega_z = \Delta\omega_0 \left[\frac{y}{F(y)} \right]^2 \quad (R_0(\tau) = e^{-|\tau|/\tau_0}) \quad (32)$$

(рис. 2, кривая 4).

12. Приведенные результаты соответствуют первому приближению ТД, условие применимости которого имеет вид [1]

$$\Delta\omega_z^2 \ll \frac{2|\beta|}{|k_2|} (S_0^2 + \rho_0^2). \quad (33)$$

Рассмотрим это условие более подробно. Предположим, что имеется оптический шум (интенсивность ρ_0^2 , средняя частота ω_0 , ширина спектра $\Delta\omega_0 \ll \omega_0$, коэффициент узкополосности $\mu_0 = \Delta\omega_0/\omega_0 \ll 1$), который мы хотим преобразовать с большим КПД в квазихроматическое излучение той же частоты ω_0 . Согласно развитой в [1] теории с этой целью волну оптического шума нужно смешать со слабым квазимонохроматическим излучением (интенсивность $S_0^2 \ll \rho_0^2$, $\eta_0 = S_0^2/\rho_0^2 \ll 1$, средняя частота ω_0 , ширина спектра $\Delta\omega \ll \omega_0$) и пропустить через слой среды с кубичной нелинейностью. Максимальная эффективность (КПД $\approx 34\%$) перекачки энергии из шумового излучения в квазимонохроматическое излучение достигается при этом на приведенной длине нелинейного взаимодействия $x = x_1 \approx 1.84$ ($x = 2\beta\rho_0 S_0 z = 2\beta\rho_0^2 \sqrt{\eta_0} z$, z — толщина слоя), т. е. когда в (33)

$$S_0^2 + \rho_0^2 \approx \rho_0^2 = \frac{x_1}{2\beta\sqrt{\eta_0} z}. \quad (34)$$

Предположим далее, что входной оптический шум имеет гауссовскую корреляцию. Выражение (24) и ход кривых на рис. 1, б показывают, что в этом случае можно написать следующую мажорантную оценку:

$$\Delta\omega_z \lesssim \Delta\omega_0 \cdot (1 + 0.8x). \quad (35)$$

Согласно (35), при $x = x_1$ спектр излучения в среде расширяется за счет фазовой самомодуляции

не более чем в 2.5 раза. Подставив (34) и (35) в (33) и положив $x = x_1$, приходим к неравенству

$$\mu_0 \ll \left[\frac{x_1}{\omega_0^2 (1 + 0.8x_1)^2 |k_2| \sqrt{\eta_0} z} \right], \quad (36)$$

которое в случае $x_1 = 1.84$, $\eta_0 = 0.1$, $k_2 \sim 3 \times 10^{-28} \text{ с}^2/\text{см}$ [8] и $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ принимает вид

$$\mu_0 \ll \frac{0.06}{\sqrt{z} \text{ (см)}}.$$

Условие (36) не является, очевидно, жестким даже для длин $z \sim 100 \text{ м}$. С другой стороны, величину z не следует выбирать слишком малой, чтобы интенсивность (34), равная

$$\rho_0^2 \left(\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right) \sim \frac{3 \cdot 10^8}{z \text{ (см)}}$$

(при $\beta = 10^{-7} \text{ см/Вт}$ [9], $\eta_0 = 0.1$, $x_1 = 1.84$), не превысила порога разрушения нелинейной среды.

Заключение

Полученные результаты (см. (18), (23), (24), (25), (28), (30) и (32)) позволяют сделать вывод, что обусловленное эффектом фазовой самомодуляции расширение полосы $\Delta\omega_z$ частотного спектра оптического шума, распространяющегося в среде с кубичной нелинейностью, может протекать по-разному и зависит от характеристик входного поля: его статистических свойств, вида корреляции и отношения сигнал/шум. Неожиданным оказалось то, что расширение $\Delta\omega_z$ может не только быть монотонным,

но и иметь осциллирующий в пространстве характер (рис. 1, 2), а также сильное влияние на $\Delta\omega_z$ вида корреляции входного поля. Сравнение случаев гауссовской и экспоненциальной корреляции показало, что в последнем случае расширение спектра является более сильным. Этот контраст между двумя видами корреляции особенно заметно отражают кривые 3 и 4 на рис. 3.

Литература

1. Дьяков Ю.Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. № 5. С. 69.
2. Дьяков Ю.Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. № 4. С. 55.
3. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.
4. Бабенко В.А., Зельдович Б.Я., Малышев В.И. и др. // Квант. электроника. 1973. 2, № 14. С. 19.
5. Ахманов С.А. Нелинейная спектроскопия / Под ред. Н. Бломбергена. М., 1979. С. 365.
6. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ГИФМЛ, 1962.
8. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985.
9. Levenson M.D., Shelby R.M., Perlmutter S.H. // Opt. Lett. 1985. 10, No. 10. P. 514.

Поступила в редакцию
29.08.01

УДК 291.05.15

СОВМЕСТИМАЯ КВАНТОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ В ЗАДАЧЕ ДИКЕ

Б.А. Гришанин, Д.В. Сыч

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: sych@comsim1.phys.msu.su

Рассматривается специальный тип квантовой информации — совместимая информация, являющаяся аналогом классической взаимной информации Шеннона для квантовых систем. Для конкретной физической системы, образованной двумя двухуровневыми атомами, взаимодействующими в соответствии с моделью Дике, выполнен анализ зависимости совместимой информации от параметров системы и ее начального состояния.

Введение

Если сравнивать теорию информации Шеннона в приложении к физике и квантовую информацию, то роль последней представляется значительно более существенной: квантовую информацию невозможно выделить в качестве независимой от физики чисто математической дисциплины [1, 2]. Анализ взаимодействия квантовых системы с точки зрения обмена квантовой информацией дает наиболее обобщенную

физическую картину этого процесса по сравнению с описанием в терминах средних значений избранных динамических переменных.

В отличие от классических систем в квантовом случае проблема введения количественной меры квантовой информации не имеет единого решения, оно зависит от физического содержания квантового информационного канала. Наиболее общее деление типов квантовых каналов и соответствующих инфор-