

УДК 621.373.826

СТАТИСТИКА ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ САМОМОДУЛЯЦИИ ШУМОВОГО ИМПУЛЬСА

В. П. Кандидов, С. А. Шлёнов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

При самовоздействии волнового пакета возможно формирование волноводного режима, при котором дисперсионное расплывание и нелинейное сжатие взаимно уравновешены. Процесс распада импульса на солитоны детально исследован в случае регулярной формы его огибающей [1]. Для частично когерентного излучения формирование волноводного режима существенно нерегулярно, и для его анализа необходим статистический подход.

В настоящей работе методом статистических испытаний [2] исследованы корреляции и законы распределения флуктуаций интенсивности при самомодуляции импульса со случайной субструктурой.

Для излучения с временем когерентности $t_k \gg 2\pi/\omega_0$ амплитуда электрического поля $E(z, \tau)$ в сопровождающих координатах удовлетворяет уравнению [3]

$$2i \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + R |E|^2 E, \quad (1)$$

где $R = kT_0^2 \epsilon_2 E^2 (\epsilon_0 |\partial^2 k / \partial \omega^2|)^{-1}$ — параметр нелинейности. В уравнении (1) время τ отнесено к полуширине T_0 огибающей импульса, E — к амплитуде огибающей E_0 , расстояние z — к дисперсионной длине $z_x = T_0^2 \left| \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|$.

Рассмотрим импульс узкополосного гауссовского шума:

$$\tilde{E}(\tau, 0) = e(\tau)(\tilde{A}(\tau) + i\tilde{B}(\tau)). \quad (2)$$

Квадратурные компоненты шума $\tilde{A}(\tau)$, $\tilde{B}(\tau)$ статистически независимы и подчиняются нормальному закону распределения; при этом

$\langle \tilde{A} \rangle = \langle \tilde{B} \rangle = 0$, $\langle \tilde{A}^2 \rangle = \langle \tilde{B}^2 \rangle = 1/2$. Пусть автокорреляционная функция компоненты \tilde{A} (а также \tilde{B}) имеет вид $\langle \tilde{A}\tilde{A}_\tau \rangle = \left(\frac{1}{2}\right) \exp\{-\tau^2/\tau_{k0}^2\}$,

где τ_{k0} — время когерентности падающего излучения в единицах T_0 . В отсутствие начальной фазовой модуляции $e(\tau)$ — действительная функция. Если профиль импульса гауссовский, то в рассматриваемых переменных

$$e(\tau) = \exp\{-\tau^2/2\}.$$

Исследование самовоздействия шумового импульса осуществлялось многократным решением на ЭВМ уравнения (1) со случайными статистически независимыми начальными условиями (2). Таким образом определялись ансамбли случайных реализаций $E(z, \tau)$ в ряде плоскостей наблюдения. При статистической обработке полученных ансамблей анализировалось изменение статистики излучения, в частности корреляции флуктуаций поля и интенсивности, преобразование законов их распределения. В настоящем сообщении рассматриваются флуктуации интенсивности.

Проявление нелинейных эффектов при самовоздействии случайно-модулированных волн зависит не только от амплитуды E_0 , но и от вре-

мени когерентности $\tau_{\text{к0}}$ падающего излучения. Следуя [4], введем параметр нелинейности \tilde{R} для шумового импульса, который равен

$$\tilde{R} = RN^{-1}, \quad (3)$$

где $N = \tau_{\text{к0}}^{-2} + 1/4$ — параметр, определяющий число выбросов на полуширине импульса T_0 . Из безабберационного приближения следует, что случайный импульс в среднем сжимается при $\tilde{R} > 2$ и расплывается при $\tilde{R} < 2$. При этом при $\tilde{R} < 1$ импульс расплывается инфинитно.

Численные эксперименты выполнены для ансамбля шумовых импульсов с временем когерентности $\tau_{\text{к0}} = 0,4$; число реализаций составляло $200 \div 400$ для каждого из значений \tilde{R} . В качестве тестовой рассмотрена линейная задача ($\tilde{R} = 0$). В этом случае профиль средней интенсивности $\langle I(\tau) \rangle = \langle E(\tau) E^*(\tau) \rangle$ сохраняет гауссовский вид, его ширина количественно совпадает с результатом аналитического расчета для дисперсионного распыливания волнового пакета в линейной среде.

В условиях самовоздействия профиль $\langle I(\tau) \rangle$ также расширяется независимо от величины и знака \tilde{R} . Профили $\langle I(\tau) \rangle$ свидетельствуют о возникновении аббераций, которые относительно невелики при $\tilde{R} < 1$ и значительны при $\tilde{R} > 1$ (рис. 1). Самомодуляция при $\tilde{R} > 1$ вызывает образование солитонов, и расширение профиля $\langle I(\tau) \rangle$ обусловлено в основном смещением формирующегося солитона по τ . Это смещение происходит под действием поперечного импульса волны

$$P = -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(E \frac{\partial E^*}{\partial \tau} - E^* \frac{\partial E}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad \text{который принимает случайные значения}$$

для падающего излучения и сохраняется при распространении. На расширение профиля влияет также «растекание» несолитонной части волны.

Корреляция флуктуаций интенсивности определяется коэффициентом

$$b_I(\Theta, \tau') = \frac{\langle [I(\Theta + \tau'/2) - \langle I(\Theta + \tau'/2) \rangle] \langle I(\Theta - \tau'/2) - \langle I(\Theta - \tau'/2) \rangle \rangle}{\langle [I(\Theta + \tau'/2) - \langle I(\Theta + \tau'/2) \rangle]^2 \rangle^{1/2} \langle [I(\Theta - \tau'/2) - \langle I(\Theta - \tau'/2) \rangle]^2 \rangle^{1/2}}.$$

Профиль $b_I(\Theta, \tau')$, полученный при фиксированном значении Θ для «центра тяжести» точек отсчета, имеет характерную для случайно-модулированной волны область отрицательной корреляции интенсивности. Положение этой области сдвигается к большим смещениям τ' при расплывании импульса ($\tilde{R} < 1$) и меняется незначительно при самомодуляции ($\tilde{R} > 1$). За время корреляции флуктуаций интенсивности $\tau_I(z)$ можно принять ширину профиля $b_I(0, \tau')$ на уровне e^{-1} . Для рассматриваемого ансамбля импульсов с $\tau_I(0) = 0,28$ относительное изменение $\tau_I(z)$ с расстоянием приведено на рис. 2.

В линейной среде ($\tilde{R} = 0$) время корреляции $\tau_I(z)$ монотонно растет с расстоянием. При этом зависимость $\tau_I(z)/\tau_I(0)$ совпадает с относительным изменением ширины $T(z)/T_0$ профиля средней интенсивности $\langle I(\tau) \rangle$ и коэффициент когерентности $C_I(z) = \tau_I(z)/T(z)$ постоянен. В докритическом режиме ($\tilde{R} < 1$) поведение $\tau_I(z)$ на начальном участке существенно не отличается от рассмотренного линейного случая.

В закритическом режиме ($\tilde{R} > 1$) время корреляции флуктуаций интенсивности вначале резко уменьшается, а затем при установлении волноводного режима меняется немонотонно, стремясь к некоторому пределу, определяемому асимптотической шириной τ_s формирующего-

ся солитона. Как следует из численного эксперимента, минимальное значение $\tau_I(z)$ достигается на расстояниях, близких к длине нелинейности $z_n = 2R^{-1}$ для возмущений масштаба $\tau_{\text{опт}} \sim R^{-1/2}$ и $\min \tau_I(z) R^{1/2}$ не зависит от R .

Трансформацию закона распределения флуктуаций интенсивности $\Phi(y)$, где $y = I/\langle I \rangle$, иллюстрирует рис. 3. Здесь использован вероятностный масштаб, при котором экспоненциальный закон распределения

$\Phi_0(y) = \int_0^y \exp(-\xi) d\xi$ представляется прямой, проходящей под углом 45° к осям координат. Для линейной среды экспериментальные точки

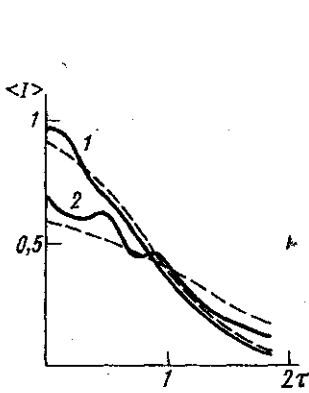


Рис. 1. Профиль средней интенсивности при само-модуляции шумового импульса: $z=0,1$ (1) и $0,3$ (2); $\bar{R}=3$ (сплошная линия) и $0,8$ (пунктир)

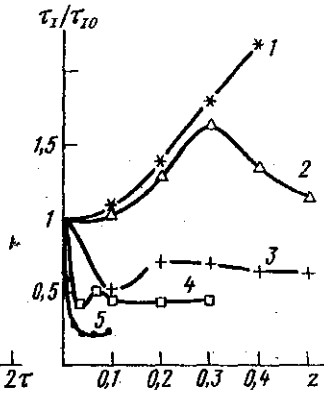


Рис. 2. Изменение времени корреляции флуктуаций интенсивности $\tau_I(z)$ с расстоянием $\bar{R} = 0$ (1); $0,8$ (2); 3 (3); 6 (4) и 15 (5)

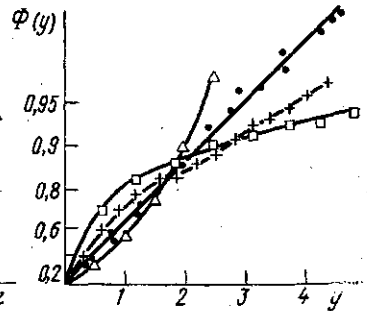


Рис. 3. Функция распределения флуктуаций интенсивности $\Phi(y)$ представлена в вероятностном масштабе: $R=0, z=0$ и $0,5$ (·); $\bar{R}=3, z=0,3$ (+) и $0,5$ (□); $\bar{R} = -3, z=0,3$ (Δ)

ложатся на эту прямую, что подтверждает сохранение гауссовской статистики при распространении излучения. В докритическом режиме ($|\bar{R}| < 1$) существует некоторый разброс, однако точки по-прежнему группируются возле прямой. При самомодуляции ($\bar{R} > 1$) появляется значительное отклонение $\Phi(y)$ от экспоненциального закона. Формирование солитонов и «пьедестала» приводит к увеличению вероятности больших с $y > 3$ и малых с $y < 1$ флуктуаций интенсивности. В результате первоначальная гауссовская статистика шума не сохраняется при самомодуляции. Это подтверждается проверкой гипотезы о гауссовской статистике поля E по параметрическому χ^2 -критерию. Следует отметить, что изменение статистики излучения происходит и при нелинейной декомпрессии импульсов. На рис. 3 приведена также функция распределения флуктуаций интенсивности при коэффициенте нелинейности $\bar{R} = -3$. Трансформация функции распределения свидетельствует о возрастании вероятности значений интенсивности, близких к среднему.

Проведенные численные эксперименты показывают, что статистика флуктуаций интенсивности шумового импульса при самовоздействии определяется формированием волноводного режима. Профиль средней интенсивности расширяется вследствие движения солитонов по импульсу и «растекания» несолитонной части волны. Время корреляции флук-

туаций интенсивности вначале резко уменьшается, а затем возрастает, стремясь к величине, определяемой шириной стационарного солитона. В закритическом режиме и при нелинейной декомпрессии импульса ($|\bar{R}| > 1$) первоначальная гауссовская статистика флуктуаций поля не сохраняется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Satsuma J., Yajima N. Progr. Theor. Phys., Suppl., 1974, 55, p. 284.
[2] Кандидов В. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, 47, № 8, с. 1583. [3] Беспалов В. И., Литвак А. Г., Таланов В. И. В кн.: Нелинейная оптика. Новосибирск: Наука, 1968. [4] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.

Поступила в редакцию
04.08.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 2

УДК 535.343:535.372

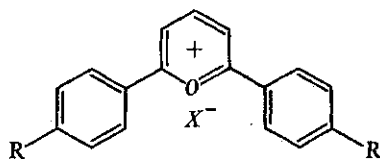
СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ 2,6-ДИАРИЛЗАМЕЩЕННЫХ СОЛЕЙ ПИРИЛИЯ

А. И. Акимов, Н. И. Резаев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Пирилиевые соли (ПС) относятся к числу органических красителей, многие из которых хорошо люминесцируют в видимом участке спектра. Электронные спектры поглощения и люминесценции некоторых ПС исследовались в работах [1—5]. В последнее время в связи с развитием лазеров на красителях проявляется интерес к исследованию ПС с точки зрения использования их в качестве лазерных активаторов. Возможность получения лазерной генерации растворов ПС была показана в работах [6—9]. Количественные измерения генерационной эффективности ряда ПС выполнены в работах [10—12].

В настоящей работе исследовано влияние структуры молекул ПС на их спектральные и генерационные характеристики. Для измерения были выбраны шесть веществ с закономерно изменяющимся строением молекул, основу которых составляют замещенные катионы 2,6-дифенилпирилия:



Состав заместителей R и анионов X^- приведен в табл. 1.

Для получения спектров поглощения и люминесценции применялись стандартные методики и аппаратура. В качестве растворителя использовался ацетонитрил.

Генерация растворов ПС возбуждалась в неселективном резонаторе по поперечной схеме второй гармоникой моноимпульсного рубинового лазера. Излучение накачки $\lambda = 347$ нм, предварительно отфильтрованное от основного излучения рубинового лазера $\lambda = 694$ нм, фокусировалось цилиндрической линзой внутрь кварцевой кюветы 1×1 см. Плот-