УДК 535.015

Отличие статистики излучения случайного волоконного лазера от гауссова вида

С.С. *Вергелес*[1,2], В.В. *Лебедев*[1,2], *И.В. Колоколов*[1,2], *Л.Л. Огородников*[1]

[1]Московский физико-технический институт (государственный университет)
[2] Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

В последнее время большой интерес вызывают исследования в активно развивающейся области физики, связанной со случайными волоконными лазерами. Их создание и развитие имеют большое значение для различных телекоммуникационных средств связи и распределенных сенсорных систем [1].

Принцип работы случайного волоконного лазера с распределенной обратной связью основан на эффектах вынужденного комбинационного рассеяния, обеспечивающего накачку, и рэлеевского рассеяния света на естественных неоднородностях показателя преломления, обеспечивающего обратную связь. В данном лазере в качестве активной среды используют волоконный активный элемент (например, фосфоросиликат), а механизм обратной связи (так называемая случайно распределенная обратная связь) определяется рэлеевским рассеянием [1],[2],[3]. Данные особенности конструкции приводят к заметным преимуществам, связанным со снятием принципиальных ограничений по дальности трансляции информации, возможностью простого перестроения по частоте, достаточно высоким качеством пучка по сравнению с обычными случайными лазерами [4], отсутствием технических трудностей при юстировке зеркал и т.п.

В [5] построена волновая кинетическая теория для активных циклических слабонелинейных волновых систем, которая может быть использована для описания работы случайного волоконного лазера. В частности, были установлены спектры излучения при разных мощностях порога генерации, зависимость интенсивности излучения от частоты и зависимость ширины спектра от выходной мощности, которые хорошо описывают имеющиеся экспериментальные результаты [5].

Одним из неисследованных вопросов, связанных со случайным волоконным лазером, является статистика излучения данного лазера. В [5] было использовано предположение о том, что функция распределения напряженности выходного излучения имеет гауссов вид. Однако, в силу нелинейности процессов, а именно, квадратичной зависимости показателя преломления от напряженности электрического поля (эффект Керра), имеющих место в механизме формирования излучения в данном лазере, функция распределения напряженности может иметь отличие от гауссова вида. Значимость этого отличия можно определить путем использования теоремы Вика, устанавливающей связь между корреляционным моментом второго порядка действительной случайной величины X и моментами более высоких порядков в случае, если распределение случайной величины гауссово :

$$< X^{2n} >= \frac{(2n)!}{2^n n!} < X^2 >^n,\ n \in \mathbb{N} \qquad (1)$$

Целью данной работы является определение отличия статистики излучения данного лазера от гауссовой. Поставленная задача решается путем вычисления корреляционного момента четвертого порядка $I^{(4)}$поля ψ ($I^{(4)} = |\psi|^4$) и сравнения его с квадратом интенсивности выходного излучения I ($I = |\psi|^2$). Согласно теореме Вика, в случае гауссовой статистики излучения $I^{(4)} = 2I^2$. Если же речь идет о статистике излучения случайного волоконного лазера, может иметь место отличие значения корреляционного момента от полученного выше. В данной работе предстоит установить это отличие. Решение поставленной задачи позволит оценить статистику излучения лазера, что может иметь большое значение для различных практических применений.

В работе приводится описание распространение света в случайном волоконном лазере с распределенной обратной связью [5]. Уравнение на амплитуду ψ несущей волны имеет вид:

$$i(\partial_z - \hat{g})\psi = \beta_2 \partial_t^2 \psi + \frac{\gamma}{2}|\psi|^2\psi + \boldsymbol{\xi} \qquad (2)$$

Здесь β_2 – коэффициент дисперсии, γ – коэффициент керровской нелинейности, $\hat{g}$ - усиление, $\boldsymbol{\xi}$ – случайный шум. Задача решается в пределе сильной дисперсии и слабой нелинейности. При этом интегральное усиление является большим, но локально коэффициент усиления мал по сравнению с дисперсионным членом.

Поскольку все измеряемые величины имеют макроскопические масштабы, а масштабы изменения ψ существенно меньшие, удобно строить кинетику и работать с парной корреляционной функцией $F(z,z';t,t') =< \psi(z,t)\psi^*(z',t') >$, которая усредняется на макроскопических масштабах. В пределе слабой нелинейности и сильной дисперсии корреляционная функция определяется с помощью применения диаграммной техники Уайльда. В [5] было получено уравнение на корреляционную функцию в частотном представлении, которое в обезразмеренных переменных имеет следующий вид:

$$(x^2-1)\varphi(x) = \int \frac{dx_2 dx_3}{(4\pi)^2} \frac{\varphi\varphi_2\varphi_3+\varphi_3\varphi_1\varphi_2-\varphi\varphi_1\varphi_2-\varphi\varphi_1\varphi_3}{(x-x_2)^2(x-x_3)^2} \tag{3}$$

Здесь $\varphi(x)$ – обезразмеренная функция спектра, Δ - ширина спектра излучения, $x=\frac{\omega}{\Delta}$ - обезразмеренная частота, $\varphi_i=\varphi(x_i)$, $x_1=x_2+x_3-x$. В дальнейшем удобно ввести нормированную функцию $f(x)$.

В данной работе производится вычисление коррелятора четвертого порядка с использованием диаграммной техники Уайльда в первом и во втором порядке по теории возмущений по малому параметру нелинейности.

В первом порядке по теории возмущений отличие коррелятора от гауссова значения составляет

$$I_4^{(1)} = 2I^2\frac{\gamma I}{\beta_2\Delta^2}\int\frac{d\,x_1 d\,x_2 d\,x_3}{(2\pi)^3}f(x_1)f(x_1+x_2)f(x_1+x_3)\frac{x_2x_3}{(2\epsilon)^2+(x_2x_3)^2} \tag{4}$$

Здесь $\epsilon=\frac{g}{\beta_2\Delta^2}$ – отношение усиления к дисперсии, является малым параметром в пределе сильной дисперсии.

Данная поправка оказывается малой в пределе слабой нелинейности.

В пределе $\epsilon=0$ она составляет

$$I_4^{(1)} = 2I^2\frac{\gamma I}{\beta\Delta^2}\int\frac{d\,x}{2\pi}\,f(x)\tilde{f}^2\,(x), \tilde{f}(x)=\int\frac{d\,y}{2\pi}\frac{f(x+y)}{y} \tag{5}$$

Как видно из формулы, относительное отличие коррелятора от гауссова значения в первом порядке мало по параметру нелинейности.

Во втором порядке по теории возмущений отличие коррелятора от гауссова значения составляет

$$I_4^{(2)} = S_1+S_2, \tag{6}$$

$$S_1 = \left(\frac{\gamma I}{\beta_2\Delta^2}\right)^2 I^2\int\frac{dx\,dx_1dx_2dx_3}{(2\pi)^4}f(x_1-x_2)f(x_1-x_3)f(x_1-x)f(x_1+x)\cdot$$
$$\cdot\left(\frac{\epsilon^2+(x_2^2-x^2)(x_3^2-x^2)}{[\epsilon^2+(x_2^2-x^2)^2][\epsilon^2+(x_3^2-x^2)^2]}-2\frac{2\epsilon^2-(x_2^2-x^2)(x_3^2-x^2)}{[\epsilon^2+(x_2^2-x^2)^2][4\epsilon^2+(x_3^2-x^2)^2]}\right) \tag{7}$$

$$S_2 = \left(\frac{\gamma I}{\beta_2\Delta^2}\right)^2 I^2\int\frac{dx\,dx_1dx_2dx_3}{(2\pi)^4}f(x_1+\frac{x_3}{2}+x)f(x_1-x)f(x_1+x)\frac{\epsilon^2-x^2x_2x_3}{[\epsilon^2+x^2x_2{}^2][\epsilon^2+x^2x_3{}^2]}\cdot$$
$$\cdot\left[f(x_1+x_2-x)-f(x_1+x_2+x)+\frac{1}{2}f\left(x_1-\frac{x_2}{2}+x\right)-\frac{1}{2}f(x_1-\frac{x_2}{2}-x)\right] \tag{8}$$

Данная поправка также является малой в пределе слабой нелинейности. Таким образом, отличие статистики излучения случайного волоконного лазера от гауссова вида оказывается малым в пределе слабой нелинейности, но конечным.

Литература:

1. *Turitsyn S.K. et. all.* “Random distributed feedback lasers”, Physics Reports, 2014.
2. *Звелто О.* “Принципы лазеров”, 4-е изд., СПб.: Издательство «Лань», 2008.
3. *Turitsyn S.K. et. all.* “Random distributed feedback fibre lasers”, Nature Photonics, 2010.
4. *Wiersma D.S.* “The physics and applications of random lasers”, Nature Physics 4, 359-367, 2008.
5. *Churkin D.V. et. all.* “Wave kinetics of random fibre lasers”, Nature Communications, 2, 2015.