

СТАТИСТИКА ФОТООТСЧЕТОВ МНОГОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

А. Т. Мирзаев, М. Н. Маматкулов, Б. А. Ниязов

Использование лазерных источников излучения для задач связи и локации в реальных условиях требует учета влияния турбулентной атмосферы на распространение лазерного луча. Если при этом прием излучения осуществляется в режиме счета фотонов, обладающем определенными преимуществами перед другими методами [1, 2], то основной характеристикой сигнала является распределение вероятностей фотоэлектрических отсчетов (РВФ) за время выборки T .

Исследования, проведенные в работах [2-4] для одночастотного лазерного излучения, показали, что статистические свойства фотоотсчетов существенно зависят от атмосферных условий, в частности, РВФ значительно уширяется относительно пуассоновского распределения.

Между тем режим одночастотной генерации не дает достаточного уровня интенсивности излучения в месте приема при работе на относительно длинных трассах, ввиду малой мощности одночастотных лазеров. Большие же мощности лазерных источников обычно связаны с многочастотным режимом.

В связи с этим заслуживает внимания теоретическое и экспериментальное исследование статистических свойств фотоэлектрических отсчетов многочастотного лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере. В данной статье приводятся первые результаты таких работ.

Результаты работы [5] показали, что, хотя, на первый взгляд, кажется возможным экспериментальное наблюдение избыточного фотонного шума для многочастотного лазерного излучения при времени измерения $T < 2\pi/\Omega$, где Ω — частота междоудовых биений (т.е. $T < 10^{-9}$ с), действительное значение времени когерентности сравнимо с обратной полосой частот одной моды, так что фотоотсчетная методика пригодна для исследования статистических свойств излучения многочастотного лазера при значительно больших временах измерения. При этом РВФ многочастотного излучения в случае нескольких генерируемых продольных мод ($N \leq 10$) удовлетворительно описывается отрицательно-биномиальным законом распределения

$$P(n, K) = \frac{\Gamma(N+n) (K/N)^n}{n! \Gamma(N) (1+K/N)^{N+n}} \quad (1)$$

Здесь $\Gamma(x)$ — гамма-функция, K — средняя величина счета.

Распределение фотоотсчетов для излучения, модулированного турбулентной атмосферой, согласно работе [3] можно найти из выражения

$$P(n) = \int_0^{\infty} P_0(n, K) \omega(K) dK, \quad (2)$$

где $P_0(n, K)$ — соответствующее РВФ без учета воздействия атмосферы со средней величиной счета K , а плотность вероятности $\omega(K)$ описывает случайную модуляцию излучения при распространении его через турбулентную атмосферу. В дальнейшем принимается, что $\omega(K)$ соответствует лог-нормальному закону распределения вероятностей

$$\omega(K) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2} K} \exp\left[-\left(\ln \frac{K}{\langle K \rangle} + \frac{1}{2}\sigma^2\right)^2 (2\sigma^2)^{-1}\right], \quad (3)$$

где σ^2 — дисперсия флуктуации логарифма K .

Подставляя (3) в (2) и используя в качестве $P_0(n, K)$ РВФ многочастотного лазерного излучения (1), с помощью асимптотической оценки интеграла (2) методом перевала [3] можно получить для РВФ после прохождения трассы выражение

$$P(n, \sigma^2, N, \langle n \rangle) = \frac{\Gamma(N+n) (M/N)^n}{n! \Gamma(N) (1+M/N)^{N+n}} \frac{\exp[-(1/2)\sigma^2 N(n-M)/(N+M)^2]}{[1+\sigma^2 NM(N+n)/(N+M)^2]^{1/2}}, \quad (4)$$

где величина M определяется из решения трансцендентного уравнения

$$\ln M = \ln \langle n \rangle + \sigma^2 \left[\frac{N(n-M)}{N+M} - \frac{1}{2} \right]. \quad (5)$$

Как видно из выражений (4) и (5), РВФ для многочастотного лазерного излучения, прошедшего турбулентную атмосферу, зависит от параметров: $\langle n \rangle$ — среднего числа регистрируемых фотоотсчетов и σ^2 — величины, характеризующей условия распространения. Заметим, что в случае слабой турбулентности величина σ^2 может быть определена из выражения

$$\sigma^2 = \ln(1 + \beta^2), \quad (6)$$

где $\beta^2 = 1,228 k^7 / 8 L^{11/6} C_n^2$, C_n^2 — структурная постоянная атмосферы, k — волновое число, L — длина трассы распространения.

На основании полученных формул (4) и (5) были проведены численные расчеты РВФ при различных значениях σ^2 и N для среднего числа отсчетов $\langle n \rangle = 5$, результаты которых представлены на рис. 1, 2.

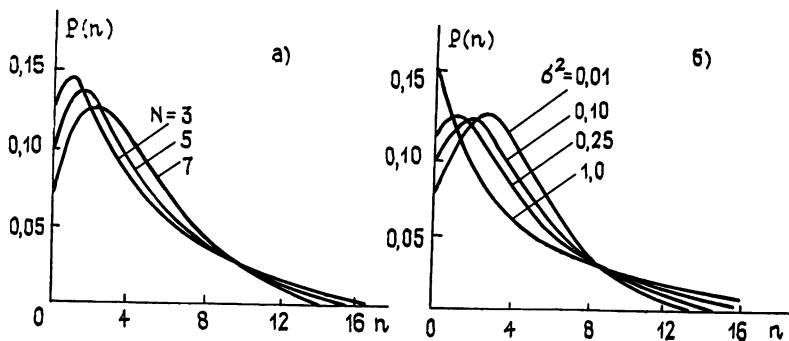


Рис. 1.

На рис. 1а приведены РВФ при $\sigma^2 = 0,25$ для различного числа продольных мод лазера N . Как видно, РВФ зависит от N и самое большое уширение кривой распределения наблюдается при малых числах продольных мод ($N=3$). Это находится в соответствии с результатами, полученными в [6] без учета влияния турбулентной среды, где было показано, что с увеличением числа мод РВФ стремится к пуассоновскому распределению.

На рис. 1б показана зависимость РВФ многочастотного излучения, прошедшего атмосферу, от параметра σ^2 : с увеличением σ^2 РВФ становится все более широким.

Рис. 2 иллюстрирует зависимость индекса мерцаний

$$\beta^2 = (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) / \langle I \rangle^2 = (\sigma_n^2 - \langle n \rangle) / \langle n \rangle^2, \quad (7)$$

где σ_n^2 — дисперсия числа фотоотсчетов, от параметра σ^2 для различного числа генерируемых лазером мод. Заметим, что для одночастотного излучения величина σ^2 однозначно определяется значением β^2 (см. (6)).

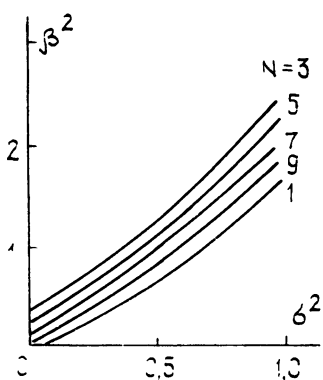


Рис. 2.

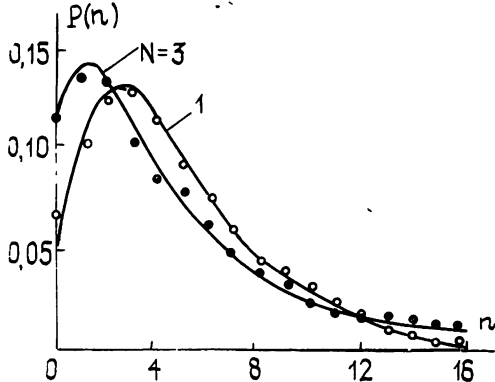


Рис. 3.

В эксперименте были использованы промышленные He—Ne-лазеры. Измерения РВФ проводились на трассе длиной 1000 метров в ночное время при ясной погоде в условиях предгорья на установке, описанной в [4]. При этом время выборки $T = 1$ мкс, что сравнимо с обратной полосой частот отдельной моды резонатора. Число продольных мод контролировалось сканирующим интерферометром.

На рис. 3 приведены кривые РВФ, измеренные для одночастотного и трехчастотного лазерного излучения, прошедшего через атмосферу при условии $\sigma^2 = 0,20$. Здесь же приведены соответствующие расчетные РВФ. Видно, что РВФ, рассчитанное по формулам (4) и (5), хорошо описывает экспериментальные данные. Небольшое отклонение наблюдается в области малых n . По-видимому, это связано с тем, что в расчетных формулах предполагается равномерное распределение интенсивности по модам, хотя реально это распределение определяется доплеровским контуром.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н. Одноэлектронные фотоприемники. — М.: Энергоатомиздат. 1986. С. 17,

2. Гурвич А. С., Татарский В. И. // Изв. вузов. Радиофизика, 1973. Т. 16. № 3. С. 434.
3. Diament P., Teich C. M. // J. Opt. Soc. Amer., 1970. Т. 60. № 11. Р. 1489.
4. Мирзаев А. Т., Маматкулов М. Н., Расулов И. К. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 10. С. 2123.
5. Дерюгин И. А., Курашов В. Н., Абдуллаев Р. А., Настич В. Н. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1973. Т. 37. № 10. С. 2115.

Ташкентский государственный университет

Поступила в редакцию 17 ноября 1987 г.

УДК 621.378.325

О КОМПЕНСАЦИИ НЕЛИНЕЙНОЙ РАСХОДИМОСТИ СВЕТОВОГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ ОПТИМАЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКИ

И. Ю. Полякова, А. П. Сухоруков

В настоящее время выполнено много работ по нелинейной адаптивной оптике. Основные направления исследований в этой области связаны с уменьшением влияния нелинейной среды на пространственно-угловые характеристики световых пучков [1-5]. Однако большинство работ посвящено изучению проблемы оптимальной фокусировки световых пучков на мишень, расположенную в зоне дифракции Френеля (волновой параметр не превышает единицу). В то же время на практике встречаются ситуации, когда интерес представляет угловая расходимость пучка в зоне дифракции Фраунгофера (волновой параметр много больше единицы).

В данной работе проведен расчет угловой расходимости излучения, формируемой в слое нелинейной среды с керровской нелинейностью. Такая нелинейность характерна для сред, обладающих центром инверсии [6]. В этом случае диэлектрическая проницаемость среды имеет вид $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_2 |E|^2$. При анализе различных способов компенсации нелинейной расходимости получены достаточно универсальные выражения для оптимальных величин мощности, начальной фокусировки пучка и толщины среды, при которых достигается минимальная расходимость излучения.

1. Угловая расходимость в нелинейной среде. Заладим допустимое уширение по поперечному сечению пучка в дальнем поле равным $N=2$, в соответствии с этим будем определять условия, которым должны удовлетворять параметры пучка и среды. В данном случае малая угловая расходимость излучения и малая нелинейность позволяют использовать для описания поведения пучка в нелинейной дефокусирующей среде ($\epsilon_2 < 0$) безаберрационное приближение. Комплексную амплитуду пучка, имеющего начальный гауссов профиль, ширину a , начальную расходимость θ_0 , положим равной [7]

$$E(z, r) = \frac{E_0}{f(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{a^2 f^2(z)}\right) \exp\left(\frac{-ikr^2}{2f} \frac{df}{dz} + i\varphi(z)\right).$$

Здесь z, r — продольная и поперечная координаты, $f(z)$ — безразмерная ширина пучка, которая удовлетворяет уравнению [7]

$$d^2 f / d\zeta^2 = (1 + \alpha_{нл}) / f^3 \quad (1)$$

с граничными условиями при $\zeta=0$ $f(0)=1$, $df(0)/d\zeta = -\theta_0$. Здесь ζ — продольная координата, нормированная на дифракционную длину l_d , $\alpha_{нл} = P_0/P_{св}$ — параметр нелинейности (отношение начальной мощности к характерной мощности самовоздействия $P_{св} = c^2 \epsilon_0 \lambda^2 / 32 \pi^2 |\epsilon_2|$), в дефокусирующей среде $\alpha_{нл} > 0$, θ_0 — начальная угловая расходимость пучка, нормированная на его дифракционную расходимость θ_d .

После прохождения нелинейного слоя толщиной $L = l_{ср} / l_d$ пучок приобретает полную угловую расходимость:

$$\vartheta^2 = \left(\frac{df}{d\zeta}\right)^2 \Big|_{\zeta=L} + \frac{1}{f^2} \Big|_{\zeta=L}. \quad (2)$$

Подставляя в (2) известное решение уравнения (1) $f^2 = (1 - L\theta_0)^2 + L^2(1 + \alpha_{нл})$, находим окончательно выражение для угловой расходимости пучка после выхода из нелинейной среды:

$$\vartheta^2 = \vartheta_0^2 + 1 + \alpha_{нл} - \alpha_{нл} / [(1 - L\theta_0)^2 + L^2(1 + \alpha_{нл})]. \quad (3)$$

Из последней формулы видно, что при любой толщине нелинейного слоя расходимость пучка не превышает значения $\vartheta_{\infty}^2 = 1 + \alpha_{нл}$.