

Соотношение неопределенностей и соотношение погрешностей в оптических измерениях

В. И. СМЕРНОВ

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия,
e-mail: smirnovvi@mpei.ru

Проанализировано соотношение предельных погрешностей измерений временных и частотных параметров оптических импульсов, которое сопоставлено с соотношением неопределенностей. Показано, что произведение средних квадратических предельных погрешностей измерений, приведенное к одному фотону, соответствует минимальному значению $\hbar/2$ в квантовом соотношении неопределенностей время—энергия (координата—импульс) и уменьшается с отклонением формы импульса от гауссовой, при которой информационная энтропия максимальна. Соотношение погрешностей имеет форму обратного неравенства по отношению к соотношению неопределенностей.

Ключевые слова: предельные погрешности, информационная энтропия, соотношения неопределенностей и погрешностей.

On the basis of the information inequality the relation between the limiting measuring errors of time and frequency parameters of optical pulses is analyzed. The received error relation is compared to the quantum physics uncertainty relation. For the Gauss pulses the product of root-mean-square limiting measurement errors of time and frequency parameters reduced to one photon is shown to correspond to the minimum value $\hbar/2$ in the quantum uncertainties relation time-energy (coordinate-pulse). At the same time the error ratio has the opposite sign of inequality relative to the uncertainties ratio. Product of errors decreases if the form of pulse differs from the Gauss form for which the informational entropy reaches the maximum.

Key words: limiting errors, informational entropy, uncertainties and errors ratios.

В квантовой физике соотношения неопределенностей связаны с коммутативностью операторов физических величин. Если коммутатор операторов физических величин A и B равен некоторой константе $c = [\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$, то данные величины называются канонически сопряженными и их средние квадратические неопределенности ΔA , ΔB связаны как [1]:

$$\Delta A \Delta B \geq |c|/2. \quad (1)$$

В частности, соотношение неопределенностей Гейзенберга между координатой x и проекцией импульса p_x частицы можно получить из равенства $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar/2, \quad (2)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка; i — мнимая единица.

Также имеет место и соотношение неопределенностей для времени и энергии:

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar/2. \quad (3)$$

Выражения (1)—(3) указывают, ниже какого предельного значения не опускается произведение неопределенностей. При этом они не содержат информации о возможном превышении предельного значения и условиях, при которых

это значение достигается. Вместе с тем, данные вопросы важны для широкого круга физических измерений, особенно, когда речь идет об одновременном измерении канонически сопряженных величин.

Рассмотрим вопрос о достижении предела произведения неопределенностей и возможном значении его превышения на примере измерения характеристик оптического излучения. Пусть в некоторой точке пространства регистрируется импульсное электромагнитное возмущение, описываемое волновой функцией

$$\psi(t) = \psi_0(t) \exp(i2\pi\nu_0 t), \quad (4)$$

где $\psi_0(t)$ — комплексная амплитуда, форма которой может быть различной; ν_0 — несущая частота импульса $\psi(t)$.

Сначала рассчитаем произведение временной и частотной неопределенностей импульса $\psi(t)$, для которого $\psi_0(t)$ является гауссовой функцией, представленной в виде

$$\psi_0(t) = [\sqrt{2\pi}\tau]^{-1} \exp[-((t-t_0)/\tau)^2/2], \quad (5)$$

где t_0 — параметр, характеризующий положение импульса на временной оси; τ — длительность импульса.

Квадрат модуля $\psi(t)$ с точностью до нормировочной постоянной равен плотности вероятности регистрации фотона в момент t . Среднюю квадратическую временную неопределенность Δt можно определить по формуле

$$\Delta t = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} (t-t_0)^2 |\psi(t)|^2 dt / \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(t)|^2 dt}. \quad (6)$$

Используя (4)–(6), находим

$$\Delta t = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} (t-t_0)^2 \exp\left[-((t-t_0)/\tau)^2\right] dt} / \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-((t-t_0)/\tau)^2\right] dt} = 2\tau/\sqrt{2}. \quad (7)$$

Частотную неопределенность вычислим как среднюю квадратическую ширину спектральной плотности мощности импульса $\psi(t)$:

$$\Delta\nu = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} (\nu-\nu_0)^2 |\tilde{\psi}(\nu)|^2 d\nu} / \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{\psi}(\nu)|^2 d\nu}, \quad (8)$$

где $\tilde{\psi}(\nu)$ — Фурье-образ $\psi(t)$, определяемый как

$$\tilde{\psi}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) \exp(-i2\pi\nu t) dt. \quad (9)$$

Учитывая (9), находим $|\tilde{\psi}(\nu)|^2 = \exp(-4\pi^2\tau^2(\nu-\nu_0)^2)$ и подставляем в (8):

$$\Delta\nu = \sqrt{2}/(4\pi\tau). \quad (10)$$

Из (7), (10) следует

$$\Delta t \Delta\nu = 1/(4\pi). \quad (11)$$

Используя соотношение Эйнштейна между частотой и энергией $E = \hbar\omega = \hbar\nu$ ($\hbar = 2\pi\hbar$, $\omega = 2\pi\nu$), нетрудно убедиться, что формула (11) в точности соответствует предельному значению $\hbar/2$ в квантовом соотношении неопределенностей (3). Это означает, что при гауссовом виде волновой функции обеспечивается минимум произведения неопределенностей времени и энергии регистрации фотона. Аналогично, рассматривая зависимость волновой функции от пространственных координат и используя формулу де Бройля, связывающую длину волны с импульсом, убеждаемся, что гауссов характер волновой функции по координатам дает минимум произведения неопределенностей регистрации координаты и проекции импульса фотона, равный предельному значению $\hbar/2$ в квантовом соотношении неопределенностей.

Можно предположить, что при произвольном виде волновой функции превышение предельного значения произведения неопределенностей будет тем больше, чем сильнее форма волновой функции отличается от гауссовой (нормальной). Следовательно, целесообразно характеризовать любую волновую функцию коэффициентом неопределенности

$$P_H = 4\pi\Delta t\Delta\nu. \quad (12)$$

Для гауссовой волновой функции $P_H = 1$, для другой, отличающейся по форме от гауссовой, $P_H > 1$. Чтобы показать это,

рассмотрим случай квазигауссова импульса, когда $\psi_0(t)$ описывается первыми двумя членами ряда Гамма-Шарлье [2]:

$$\psi_0(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\tau}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2\right] \left\{ 1 - \frac{\gamma_1}{6} \left[3\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right) - \left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^3 \right] + \frac{\gamma_2}{24} \left[3 - 6\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^4 \right] \right\}, \quad (13)$$

где γ_1 , γ_2 — коэффициенты асимметрии и эксцесса, характеризующие сложность формы $\psi_0(t)$ в сравнении с гауссовой функцией.

Подставив (13) в (6), найдем

$$\Delta t = \frac{\tau\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{3072 - 576\gamma_2 + 75\gamma_2^2 + 352\gamma_1^2}{3072 + 192\gamma_2 + 35\gamma_2^2 + 160\gamma_1^2}}. \quad (14)$$

Используя (9), (13) для скалярного квадрата модуля

$|\tilde{\psi}(\nu)|^2$ Фурье-образа $\psi(t)$, получим

$$|\tilde{\psi}(\nu)|^2 = \exp(-4\pi^2\tau^2(\nu-\nu_0)^2) \left[1 + 4\pi^4\tau^4(\nu-\nu_0)^2\gamma_2/3 + 16\pi^6\tau^6(\nu-\nu_0)^6\gamma_1^2/9 + 4\pi^8\tau^8(\nu-\nu_0)^8\gamma_2^2/9 \right].$$

Тогда из выражения (8) следует

$$\Delta\nu = \frac{\sqrt{2}}{4\pi\tau} \sqrt{\frac{3072 + 960\gamma_2 + 315\gamma_2^2 + 1120\gamma_1^2}{3072 + 192\gamma_2 + 35\gamma_2^2 + 160\gamma_1^2}}. \quad (15)$$

Подставив (14), (15) в (12) для коэффициента неопределенности, получим

$$P_H = \gamma_1, \gamma_2 = \left[(3072 + 960\gamma_2 + 315\gamma_2^2 + 1120\gamma_1^2)(3072 - 576\gamma_2 + 75\gamma_2^2 + 352\gamma_1^2) \right]^{1/2} / (3072 + 192\gamma_2 + 35\gamma_2^2 + 160\gamma_1^2). \quad (16)$$

Графики зависимости коэффициента неопределенности P_H от коэффициентов асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 (16) показаны в виде карты линий уровня на рис. а. Коэффициент неопределенности минимален и равен единице только при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$. В этом случае функция (13) вырождается в гауссову (5). С увеличением асимметрии и эксцесса P_H возрастает.

Рассмотрим вопрос о регистрации электромагнитного импульса с точки зрения теории информации и нелинейного оценивания параметров [3]. Пусть импульс регистрируется идеальным многоканальным оптическим анализатором спектра с идеальными счетчиками фотонов на выходе каждого из каналов. Регистрируется каждый фотон с достаточно высокими временным и спектральным разрешениями. Импульс состоит из большого числа фотонов, характеризуемых волновой функцией (4). В такой ситуации последовательность отсчетов во времени описывают нестационарным пуассоновским процессом [4] со скоростной функцией отсчетов

$$\mu(t) = C_1 |\psi(t)|^2, \quad (17)$$

где C_1 — нормировочная константа, определяемая условием

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mu(t) dt = N, \quad (18)$$

N — среднее число фотонов в регистрируемом импульсе.

Применив для $\psi(t)$ гауссову модель (5), согласно (17), (18) получим

$$\mu(t) = \left(N / (\tau \sqrt{\pi}) \right) \exp \left[-((t - t_0) / \tau)^2 \right]. \quad (19)$$

Методами нелинейного параметрического оценивания можно найти предельную минимальную дисперсионную матричную границу совместного измерения параметров N, τ, t_0 импульса (19). Имея в виду цели данной работы, ограничимся расчетом минимальной средней квадратической погрешности σ_t измерения параметра t_0 , считая параметры N, τ известными. При пуассоновской статистике отсчетов погрешность σ_t определяют по формуле [5]:

$$\sigma_t = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\mu(t)} \left[\frac{d\mu(t)}{dt_0} \right]^2 dt \right\}^{-1/2}. \quad (20)$$

Подставив (19) в (20), найдем

$$\sigma_t = \tau / \sqrt{2N}. \quad (21)$$

В общем случае частотное распределение плотности отсчетов $\rho(\nu)$ на выходе идеального анализатора спектра при регистрации импульса с волновой функцией $\psi(t)$ определяется соотношением

$$\rho(\nu) = C_2 |\tilde{\psi}(\nu)|^2, \quad (22)$$

где C_2 — нормировочная константа, полученная из условия

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(\nu) d\nu = N. \quad (23)$$

Для гауссовой модели $\psi(t)$ (5) согласно (9), (22), (23) имеем

$$\rho(\nu) = 2N\tau \sqrt{\pi} \exp \left[-4\pi^2 \tau^2 (\nu - \nu_0)^2 \right]. \quad (24)$$

Минимальную среднюю квадратическую погрешность измерения параметра ν_0 рассчитаем по формуле, аналогичной (20):

$$\sigma_\nu = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\rho(\nu)} \left[\frac{d\rho(\nu)}{d\nu_0} \right]^2 d\nu \right\}^{-1/2}. \quad (25)$$

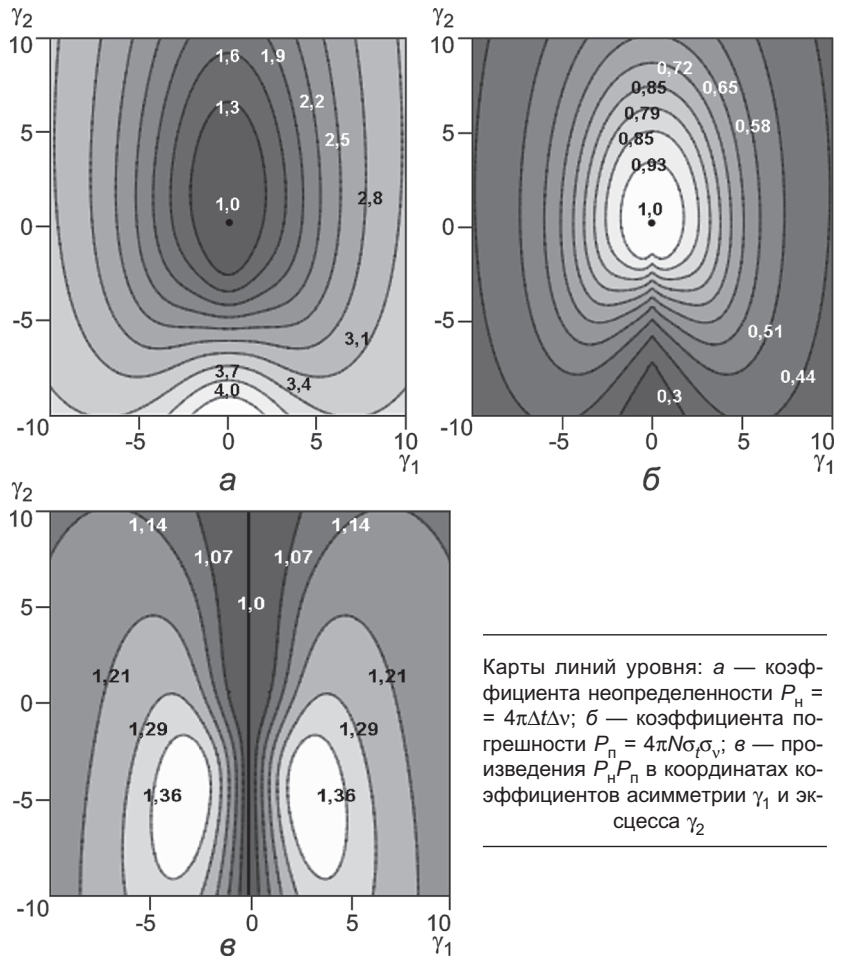
Подставив (23) в (25), получим

$$\sigma_\nu = (\tau 2\pi \sqrt{2N})^{-1}. \quad (26)$$

Из (21), (26) следует

$$\sigma_t \sigma_\nu = (4\pi N)^{-1}. \quad (27)$$

Соотношение (27) при расчете на один фотон ($N = 1$) в точности соответствует нижнему пределу в квантовом неравенстве (3) и классическому результату (11). По аналогии с



Карты линий уровня: а — коэффициент неопределенности $P_n = 4\pi\Delta t\Delta\nu$; б — коэффициента погрешности $P_n = 4\pi N\sigma_t\sigma_\nu$; в — произведения $P_n P_v$ в координатах коэффициентов асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2

коэффициентом неопределенности (12) можно ввести коэффициент погрешности

$$P_n = 4\pi N\sigma_t\sigma_\nu, \quad (28)$$

который для сигнала гауссовой формы согласно (27) равен единице.

Рассмотрим, как меняется коэффициент погрешности в зависимости от формы волновой функции. Импульс, соответствующий ассоциированной волновой функции (13), можно представить скоростной функцией отсчетов

$$\mu(t) = \frac{3072N}{\sqrt{\pi}\tau(3072 + 192\gamma_2 + 35\gamma_2^2 + 160\gamma_1^2)} \exp \left[-\left(\frac{t - t_0}{\tau} \right)^2 \right] \times \left[1 - \frac{\gamma_1}{6} \left[3 \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right) - \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right)^3 \right] + \frac{\gamma_2}{24} \left[3 - 6 \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right) + \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right)^4 \right] \right]^2 \quad (29)$$

и нормированной спектральной плотностью отсчетов

$$\rho(\nu) = \frac{6144N\sqrt{\pi}\tau}{(3072 + 192\gamma_2 + 35\gamma_2^2 + 160\gamma_1^2)} \exp \left\{ -[2\pi(\nu - \nu_0)\tau]^2 \right\} \times \left\{ 1 + \frac{4}{3} [\pi(\nu - \nu_0)\tau]^4 \gamma_2 + \frac{16}{9} [\pi(\nu - \nu_0)\tau]^6 \gamma_1 + \frac{4}{9} [\pi(\nu - \nu_0)\tau]^8 \gamma_2^2 \right\}. \quad (30)$$

Результаты расчета коэффициента погрешности $P_n(\gamma_1, \gamma_2)$ для импульса, заданного соотношениями (13), (29), (30), с использованием формул (20), (25) в графическом виде представлены на рис. б, из которого следует, что коэффициент погрешности максимален и равен единице только при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$. В этом случае (13) вырождается в гауссову функцию (5). С увеличением асимметрии и эксцесса коэффициент погрешности уменьшается.

Обобщив результаты расчетов (см. рис. 1, а, б), сделаем вывод о том, что соотношение коэффициентов неопределенностей может быть выражено неравенством

$$P_n \geq 1, \quad (31)$$

а соотношение коэффициентов погрешностей — обратным неравенством

$$P_n \leq 1. \quad (32)$$

В обоих случаях экстремальное значение, равное единице, достигается только тогда, когда волновая функция имеет гауссову форму.

Неравенство (31) связано с тем, что гауссов импульс наиболее компактен и, в частности, обуславливает тот факт, что лазерный пучок основной моды имеет гауссово распределение поля в поперечном сечении и минимальную угловую расходимость при заданной локализации поля в перетяжке. Обратное неравенство (32) связано с тем, что гауссов импульс наименее информативен, поскольку именно на гауссовой функции достигается максимум информационной энтропии [6].

Для уточнения взаимосвязи коэффициента неопределенности и коэффициента погрешности целесообразно рассмотреть зависимость их произведения от коэффициентов асимметрии и эксцесса. Расчеты изображены линиями уровня на рис. в. Для симметричных функций произведение коэффициента неопределенности на коэффициент погрешности равно единице: $P_n P_n = 1$. Для несимметричных функций это произведение больше единицы.

Рассмотрим еще один характерный пример, в котором описывается модулированной гауссовой функцией, представляющей сигнал лазерного доплеровского анемометра [7] от одиночной рассеивающей микрочастицы, пролетающей через центр области пересечения лазерных пучков. Скоростную функцию отсчетов такого импульса представим в виде

$$\mu(t) = \frac{N}{\tau\sqrt{2N}} \exp\left[-(t - t_0)^2 / (2\tau^2)\right] \left\{ 1 + \cos[2\pi f_m(t - t_0)] \right\}, \quad (33)$$

где f_m — частота модуляции, по которой в соответствии с эффектом Доплера определяют скорость движения микрочастицы.

Ассоциированная с (33) волновая функция имеет вид

$$\psi(t) = \left(N / (2\tau\sqrt{2\pi})\right)^{1/2} \exp\left[-(t - t_0)^2 / (4\tau^2)\right] \times \\ \times \left\{ \exp\left[-2\pi i(v_0 - f_m / 2)t\right] + \exp\left[2\pi i(v_0 + f_m / 2)t\right] \right\},$$

где v_0 — частота зондирующего лазерного излучения.

Осуществив преобразование $\psi(t)$ по формулам (9), (22), после нормировки для частотного распределения отсчетов $\rho(v)$ модулированного импульса, получим

$$\rho(v) = \tau\sqrt{2\pi} \left\{ \exp\left[-8\pi^2\tau^2(v - v_0 - f_m / 2)^2\right] + \right. \\ \left. + \exp\left[-8\pi^2\tau^2(v - v_0 + f_m / 2)^2\right] \right\}. \quad (34)$$

Используя выражения (33), (34), по формулам (7), (8), (12), (24), (25), (28) при условии, что эффективное число периодов модуляции в импульсе $M_g = \pi\tau f_m \gg 1$, найдем

$$\Delta t = \tau, \Delta v = f_m / 2, \sigma_t = (2\pi\sqrt{N}f_m)^{-1}, \sigma_v = (4\pi\sqrt{N}\tau)^{-1},$$

$$P_n = 2M_g, P_n = (2M_g)^{-1}, P_n P_n = 1.$$

В данном случае $P_n \gg 1$, а $P_n \ll 1$. Этот пример показывает, что рост информативности сопровождается увеличением объема сигнала в фазовом пространстве.

В лазерной анемометрии частота зондирующего излучения v_0 известна и измерению подлежит частота модуляции f_m . Параметр f_m содержится как во временном (33), так и спектральном представлении сигнала (34). Для расчета предельной погрешности по методике, изложенной в [8], можно использовать оба эти представления. Результаты получаются одинаковыми

$$\sigma_{f_m} = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\mu} \left[\frac{d\mu}{df_m} \right]^2 dt \right\}^{-1/2} = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\rho} \left[\frac{d\rho}{df_m} \right]^2 dv \right\}^{-1/2} = \frac{1}{2\pi\sqrt{N}\tau} = M_n^{-1}$$

и в два раза большими, чем при оценке несущей оптической частоты. Предельная погрешность оценки временного параметра при этом не меняется. Поэтому коэффициент погрешностей пары t_0, f_m также в два раза больше коэффициента погрешностей пары t_0, v_0 . Причина этого в том, что (33) соответствует фотозлектрической регистрации сигнала биеений оптических колебаний на частотах $v_0 - f_m/2, v_0 + f_m/2$ (дифференциальная схема). При этом энергетический спектр сигнала $\mu(t)$ кроме информативной части, локализованной в районе частоты f_m , содержит неинформативную составляющую около нулевой частоты.

В случае идеального оптического анализатора спектра с прямой регистрацией предельная средняя квадратическая погрешность оценки доплеровского сдвига частоты

$$\sigma_{f_d} = \sigma_v = (4\pi\sqrt{N}\tau)^{-1}. \text{ В этом случае все отсчеты сконцентрированы в области, соответствующей средней частоте } v_0 + f_d;$$

во временном представлении сигнал не модулирован и коэффициент погрешности равен единице. Таким образом, коэффициент погрешности, в отличие от коэффициента неопределенности зависит не только от формы импульса, но и от способа регистрации.

Выводы. Полученные соотношения погрешностей справедливы для классического излучения с пуассоновской статистикой фотонов. Исследование предельных погрешностей методами теории информации и нелинейного оценивания при субпуассоновских распределениях [9] предполагает дополнительное рассмотрение.

Проведенный анализ более полно раскрывает смысл понятий неопределенности и погрешности, в частности, показывает их диаметрально противоположную зависимость от формы сигналов. Полученное соотношение погрешностей между временем и частотой (энергией), также выполняется между координатой и волновым числом (импульсом) в случае измерений пространственных характеристик оптических сигналов.

На основе выполненного исследования можно оценить эффективность существующих методов измерений оптических полей и оптимизировать измерительные схемы одновременного измерения канонически сопряженных физических величин.

Л и т е р а т у р а

1. Мартинсон Л. К., Смирнов Е. В. Квантовая физика. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.
2. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. I. М.: Сов. радио, 1974.

3. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика, 1979.

4. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988.

5. Смирнов В. И. Фундаментальные ограничения точности совместных измерений параметров оптических полей // Измерительная техника. 2010. № 9. С. 26—31; Smirnov V. I. Fundamental limitations on the accuracy of simultaneous measurements of optical field parameters // Measurement Techniques. 2010. V. 53. N. 9. P. 1002—1010.

6. Мудров В. И., Кушко В. Л. Методы обработки измерений. М.: Сов. радио, 1983.

7. Ринкевичюс Б. С. Лазерная диагностика потоков. М.: Изд-во МЭИ, 1990.

8. Смирнов В. И. Информационные пределы точности измерений параметров оптических полей. Современные методы исследования потоков / Под ред. Б. С. Ринкевичюса. М.: Оверлей, 2011. С. 205—220.

9. Белинский А. В. Квантовые измерения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008.

Дата принятия 21.05.2014 г.

535.24:621.375.8

Повышение точности воспроизведения единицы средней мощности оптического излучения в волоконно-оптических системах передачи путем совершенствования алгоритмов и автоматизации измерительных процессов

А. И. ГЛАЗОВ, А. В. ЗОТОВ, М. Л. КОЗАЧЕНКО, А. Б. СВЕТЛИЧНЫЙ,
С. В. ТИХОМИРОВ

Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,
Москва, Россия, e-mail: mkozachenko@vniiofi.ru

Рассмотрен возможный путь достижения высокой точности измерений средней мощности оптического излучения в волоконно-оптических системах передачи с помощью электрически калибруемого по методу замещения высокоточного калориметрического преобразователя.

Ключевые слова: средняя мощность, излучение, точность, волоконно-оптические системы передачи, калориметрический преобразователь.

The possible way to achieve the high accuracy of optical radiation average power measurements in fiber-optic transmission systems by means of electrically calibrated by the method of substitution of high-precision calorimetric transducer for the operating in this field high-precision measuring systems is considered.

Key words: average power, radiation, accuracy, fiber-optic transmission systems, calorimetric transducer.

В настоящее время во ВНИИОФИ завершена разработка ряда высокоточных эталонных калориметрических систем для воспроизведения единицы средней мощности оптического излучения в волоконно-оптических системах передачи (ВОСП) [1—5]. Их работа базируется на методе замещения средней мощности оптического излучения, воздействующего на эталонный преобразователь, единица которой воспроизводится, на среднюю мощность постоянного

электрического тока. Процесс состоит из предварительной электрической калибровки преобразователя, последующей подачи в него излучения и определения средней мощности с использованием полученного при калибровке значения коэффициента преобразования электрического тока, а также коэффициента эквивалентности замещения, определяемого в процессе аттестации эталонной калориметрической системы. Так, в общих чертах, можно представить алгоритм