

Выводы. Таким образом, проведенные имитационные исследования показали, что методические погрешности координатных измерений диаметра и координат центра ПЦП сильно зависят от структурных особенностей отклонений от круглости измеряемой поверхности и количества точек, участвующих в измерениях. Исследования позволили выявить виды зависимостей (5) оценок СКО и границы предельных значений (6) оценок СКО указанных погрешностей.

Исследование влияния алгоритма вычисления измеряемого параметра при координатных измерениях отклонений от прямолинейности выявило, что результат измерения при одном и том же количестве точек практически не зависит от выбранного присоединенного элемента (средняя или прилегающая прямая). Однако при координатных измерениях отклонений расположения при одном и том же количестве точек в качестве присоединенного элемента лучше использовать среднюю прямую.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Национальная технологическая база» по государственным контрактам № 10411.1003702.05.001 от 30.03.2010 г. и № 11411.1003704.05.005 от 26.09.2011 г.

Л и т е р а т у р а

1. Григорьев С. Н. и др. Опыт МГТУ «СТАНКИН» в разработке координатно-измерительных машин субмикронной точности // Контроль. Диагностика. 2012. № 12. С. 25—30.

2. Емельянов П. Н., Педь С. Е., Холин И. Е. Разработка эталонной координатно-измерительной машины с ЧПУ // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2012. Т. 10. № 8. С. 68—73.

3. Педь С. Е., Дариенко Е. В. Оценка погрешностей координатных измерений параметров сечений цилиндрических поверхностей // Измерительная техника. 2011. № 8. С. 17—19; Ped S. E., Darienko E. V. Error estimates in coordinate measurements of the cross section parameters of cylindrical surfaces // Measurement Techniques. 2011. V. 54. N. 8. P. 874—878.

4. Марков Н. Н. Метрологическое обеспечение в машиностроении. М.: Изд-во «СТАНКИН», 1995.

5. Wen X. L., Xia Q. G., Zhao Y. B. An effective genetic algorithm for circularity error unified evaluation // J. Machine Tools and Manufacture. 2006. N. 46 P. 1770—1777.

6. Shunmugam M. S. On assessment of geometric errors // J. Production Research. 1986. N. 24 (2) P. 413—425.

7. ГОСТ 31254—2004. Основные нормы взаимозаменяемости. Геометрические элементы. Общие термины и определения.

8. ГОСТ Р 53442—2009. Основные нормы взаимозаменяемости. Характеристики изделий геометрические. Допуски формы, ориентации, месторасположения и биения.

Дата принятия 13.12.2013 г.

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

535.247.3

Метод учета нестабильности излучения лазера при воспроизведении и передаче единицы мощности

А. А. КОВАЛЕВ, А. А. ЛИБЕРМАН, А.С. МИКРЮКОВ, С. А. МОСКАЛЮК, М. В. УЛАНОВСКИЙ

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

Предложен метод, позволяющий в условиях существенной нестабильности лазерного излучения воспроизводить и передавать единицу мощности излучения от эталонного приемника к поверяемому. Проведены эксперименты, соответствующие расчеты, дана оценка погрешностей предлагаемого метода для излучения лазера с нестабильностью около 10 %.

Ключевые слова: единица мощности, лазерное излучение, измерительный преобразователь, импульсная функция приемника.

A method allowing to reproduce and transfer the radiation power units at the high instability of laser radiation is suggested. The experiments, calculations and errors estimates for the laser radiation with the ~10 % instability have been carried out.

Key words: power unit, laser radiation, measuring converter, receiver pulse function.

Основной составляющей погрешности, определяющей точность передачи единицы средней мощности, является нестабильность лазерного излучения. В [1] проблему нестабильности предложено решать с помощью специальной

математической обработки результатов измерений, заключающейся в том, что скачки мощности излучения учитывают решением соответствующего интегрального уравнения с использованием модельной импульсной функции прием-

ника. В результате удается более чем на порядок (до десятых долей процента) скомпенсировать влияние скачкообразных флуктуаций мощности излучения.

В реальности эти флуктуации даже специально стабилизированных лазеров могут достигать нескольких процентов, а для промышленно выпускаемых лазеров это значение нередко составляет около 10 %. Наряду со скачками флуктуации чаще имеют плавный характер. В таких условиях эффективность предложенного в [1] метода в силу заложенных приближений крайне невысока.

В данной работе рассмотрена последовательная схема калибровки поверяемого приемника с помощью приемника-свидетеля. Предложен метод, основанный на использовании реально измеренной импульсной функции эталонного приемника, позволяющий с высокой точностью определять коэффициент передачи единицы средней мощности от эталонного приемника приемнику-свидетелю при существенной нестабильности излучения. Для вычисления дрейфа нуля во время измерения сигнала применены элементы теории фильтров линейного предсказания. Проведены эксперименты, соответствующие расчеты и оценка погрешностей предлагаемого метода для излучения лазера с нестабильностью примерно 10 %.

Постановка и решение задачи. В настоящее время для передачи единицы средней мощности лазерного излучения от эталонного измерительного преобразователя (ЭИП) к поверяемому приемнику используют два метода — параллельный и последовательный. Первый применяют, когда постоянная времени теплового процесса в поверяемом приемнике τ_n одного порядка с постоянной времени ЭИП $\tau_3 \approx 60$ с. В этом случае квазинепрерывное излучение длительностью около $12\tau_3$ через делительную систему с известными коэффициентами деления одновременно подается на ЭИП и поверяемый приемник.

Второй метод более универсален и может использоваться, когда характерное время установления теплового равновесия в поверяемом приемнике значительно меньше τ_3 . Процедура состоит из двух этапов. Вначале определяют коэффициент передачи единицы мощности излучения от ЭИП приемнику-свидетелю, которым является либо фотоэлектрический приемник, либо тепловой приемник с $\tau_{cb} \approx 1...3$ с. Затем на место ЭИП в той же оптической схеме помещают поверяемый приемник. Процедура измерений повторяется. В результате мощность излучения на поверяемом приемнике выражается через полученные в этих двух экспериментах коэффициенты передачи единицы мощности приемнику-свидетелю и, в конечном счете, через мощность на ЭИП. Следует обратить внимание, что в процессе этих измерений абсолютное значение единицы мощности не передается приемнику-свидетелю. В процессе передачи единицы средней мощности используются только относительные измерения приемника-свидетеля. Здесь и далее под ЭИП подразумевается массивный тепловой приемник более высокой разрядности, чем поверяемые. Так как второй метод более универсален и используется значительно чаще, то рассмотрим именно его.

На каждом этапе в процессе таких измерений участвуют два приемника. Результаты измерений, полученные с первой пары «ЭИП—приемник-свидетель», будет несложно обобщить на вторую пару «приемник-свидетель—поверяемый приемник». Сигналы от первых двух приемников можно представить в виде

$$u_3(t) = \alpha_3 \int dt' P(t - t') G_3(t'); \quad (1)$$

$$u_{cb}(t) = \alpha_{cb} \int dt' P(t - t') G_{cb}(t'), \quad (2)$$

где $P(t)$ — мощность выходного излучения лазера; t — текущее время; $G_3(t)$, $G_{cb}(t)$ — импульсные функции ЭИП и приемника-свидетеля, соответственно; α_3 , α_{cb} — размерные коэффициенты, характеризующие долю поглощенной мощности соответствующими приемниками.

Выражая $P(t)$ из (1), (2) и приравняв результаты, получаем

$$\alpha_{cb} G_3^{-1}(t) \otimes u_3(t) = \alpha_3 G_{cb}^{-1}(t) \otimes u_{cb}(t). \quad (3)$$

Из (3) найдем

$$\alpha_{cb} G_{cb}(t) \otimes u_3(t) = \alpha_3 G_3(t) \otimes u_{cb}(t). \quad (4)$$

Применим к (4) преобразование Фурье:

$$\alpha_{cb} \tilde{G}_{cb}(\omega) \tilde{u}_3(\omega) / \alpha_3 = \tilde{G}_3(\omega) \tilde{u}_{cb}(\omega). \quad (5)$$

Используем для $\tilde{G}_{cb}$ из (5) обратное преобразование Фурье:

$$\alpha_{cb} G_{cb}(t) / \alpha_3 = \left[\int \tilde{G}_3(\omega) (\tilde{u}_{cb}(\omega) / \tilde{u}_3(\omega)) e^{i\omega t} d\omega \right] / 2\pi. \quad (6)$$

Интегрируем обе стороны уравнения (6) по t в пределах от 0 до ∞ и учитываем нормировку импульсной функции

$$\int_0^\infty G_{cb}(t) dt = 1:$$

$$a = \alpha_3 / \alpha_{cb} = \tilde{u}_3(0) / \tilde{u}_{cb}(0) = \int_0^\infty u_3(t) dt / \int_0^\infty u_{cb}(t) dt, \quad (7)$$

где a — коэффициент передачи единицы средней мощности от ЭИП приемнику-свидетелю.

При использовании быстрого приемника-свидетеля с $\tau_{cb} \ll \tau_3$ имеем отличное от (7) приближенное решение задачи. Основой этого приближения является предположение, что импульсную функцию приемника-свидетеля можно заменить на δ -функцию Дирака, т. е. приемник-свидетель регистрирует временной профиль мощности падающего излучения. Далее вычисляем импульсную функцию ЭИП.

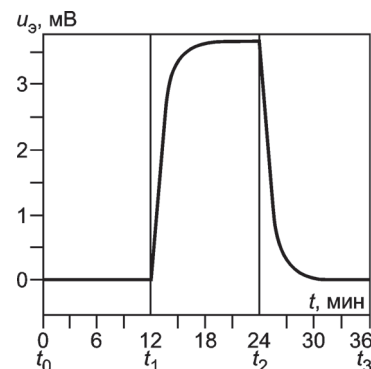


Рис. 1. Сигнал $u_3(t)$, измеренный эталонным измерительным преобразователем, при стабильном источнике излучения

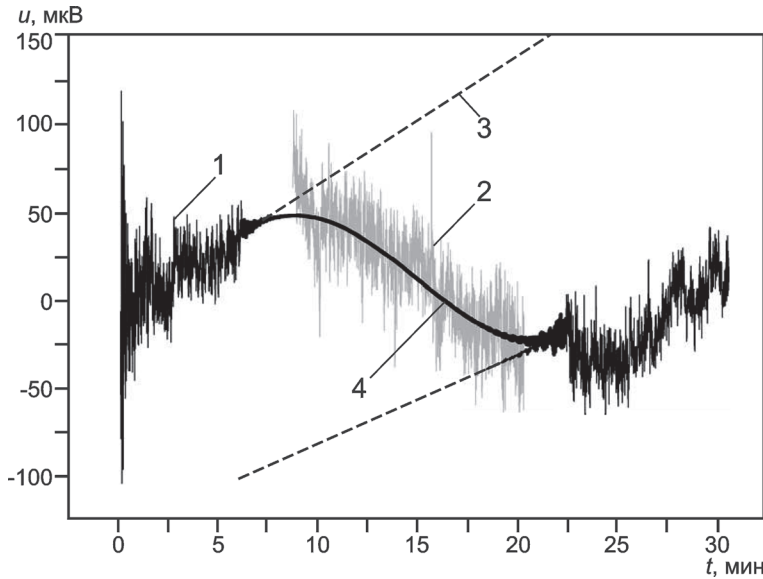


Рис. 2. Прогноз дрейфа нуля теплового приемника-свидетеля:
1 — дрейф нуля; 2 — дрейф нуля на прогнозируемом участке; 3 — прогноз дрейфа нуля вперед и назад; 4 — усредненный прогноз дрейфа нуля

На рис. 1 показан пример сигнала $u_3(t)$, измеренного ЭИП при высокостабильном источнике излучения (лазер Coherent Verdi V8). Для получения импульсной функции ЭИП идеальным является участок измерений $u_{\text{спад}}$ на интервале $[t_2, t_3]$, поскольку на нем отсутствует влияние нестабильности лазера и других внешних факторов. Импульсную функцию вычисляем по формуле

$$G_3(t) = -du_{\text{спад}}(t)/dt. \quad (8)$$

Для того, чтобы импульсная функция не искажала абсолютного значения сигнала, ее нормируют. В дальнейшем под $G_3(t)$ будем подразумевать именно нормированную импульсную функцию. Для большей точности необходимо вычислять импульсную функцию, усредненную по множеству измерений, подобных показанному на рис. 1.

Следующий шаг заключается в вычислении сигнала ЭИП $u'_3(t)$, полученного при свертке импульсной функции и сигнала приемника-свидетеля. Согласно сделанному выше упрощению

$$u_3(t) = au'_3(t), \quad (9)$$

где коэффициент a определим по методу наименьших квадратов минимизацией функционала

$$\chi^2 = \int_{t_0}^{t_1} (u(t) - au'(t))^2 dt. \quad (10)$$

Результат минимизации представим в виде

$$a = \frac{\int_{t_0}^{t_1} u(t) u'(t) dt}{\int_{t_0}^{t_1} u'^2(t) dt}. \quad (11)$$

Следует отметить, что проведенная выше процедура базируется на предположении о линейности показаний по температуре термпар обоих приемников. В первом приближении такой подход обоснован как вследствие малого интер-

вала температур нагрева приемников, так и слабой нелинейности самого эффекта [2].

Учет дрейфа нуля теплового приемника-свидетеля.

Поскольку рассматриваемые временные зависимости обусловлены изменением мощности лазерного излучения, то при использовании тепловых приемников их сигнал обязательно должен быть скорректирован с учетом дрейфа нуля. Для вычисления дрейфа нуля во время измерения сигнала используем элементы теории фильтров линейного предсказания [3], основной физический смысл которой заключается в нахождении таких характеристик линейной системы, чтобы прогнозируемый с ее помощью сигнал был в статистическом смысле близок к исходному сигналу. Другими словами, автокорреляционная функция прогнозируемого сигнала должна совпадать с автокорреляционной функцией исходного.

Прогноз дрейфа нуля в области $[t_1, t_2]$ (см. рис. 1) вычисляем, используя модель авторегрессионного процесса [4]:

$$\hat{u}_{\text{CB}}^f(t) = \int_0^T a^f(\tau) u_{\text{CB}}(t - \tau - \Delta t) d\tau; \quad (12)$$

$$\hat{u}_{\text{CB}}^b(t) = \int_0^T a^b(\tau) u_{\text{CB}}(t + \tau + \Delta t) d\tau, \quad (13)$$

где $\hat{u}_{\text{CB}}^f(t)$, $\hat{u}_{\text{CB}}^b(t)$ — прогнозы сигнала вперед и назад, соответственно; $a^f(\tau)$, $a^b(\tau)$ — характеристики линейного предсказания вперед и назад; Δt — шаг дискретизации исходного сигнала; T — период времени, на котором определена характеристика линейных предсказаний.

Формулы (12), (13) — это интегральные уравнения Фредгольма 1-го рода. Поскольку реальный сигнал $u_{\text{CB}}(t)$ — дискретный, то наиболее удобным решением уравнений (12), (13) является минимизация характеристик линейного предсказания:

$$\frac{\partial}{\partial a^f} \int_{t_0}^{t_1} \left(\int_0^T a^f(\tau) u_{\text{CB}}(t - \tau - \Delta t) d\tau - u_{\text{CB}}(t) \right)^2 dt = 0; \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial a^b} \int_{t_2}^{t_3} \left(\int_0^T a^b(\tau) u_{\text{CB}}(t + \tau + \Delta t) d\tau - u_{\text{CB}}(t) \right)^2 dt = 0. \quad (15)$$

Уравнения (14), (15) решаем численно по методу Гаусса либо сводим к уравнениям Юла—Уолкера [4], применив метод Левинсона—Дербина [5]. В результате определяем характеристики линейного предсказания $a^f(\tau)$, $a^b(\tau)$.

Окончательный прогноз дрейфа нуля теплового приемника-свидетеля в области $[t_1, t_2]$ получаем путем взвешенного усреднения прогнозов сигналов вперед из области $[t_0, t_1]$ и назад из области $[t_2, t_3]$. Пример такого прогнозирования приведен на рис. 2, где помимо прогнозируемого сигнала представлен экспериментально полученный дрейф нуля теплового приемника-свидетеля. На рис. 2 показано, что изменение среднего значения реального сигнала практически совпадает с вычисленным прогнозом. Также можно заметить, что время корреляции сигнала теплового приемника мало по сравнению с интервалом прогнозируемого участка и составляет менее 1 мин. В результате значительные шумы присутствуют только на краях прогнозируемого сигнала, не влияя

на амплитуду шумов самого измеряемого сигнала. В некоторых случаях при большом времени корреляции по сравнению с интервалом прогнозируемого участка присутствие шумов в середине прогнозируемого сигнала может приводить к уменьшению шумов измеряемого сигнала.

Длительность характеристики линейного предсказания T подбираем экспериментально, исходя из устойчивости решения задачи. В результате получаем, что оптимальное значение T лежит в диапазоне 80—200 с; при больших значениях устойчивость решения нарушается, вследствие чего наблюдаются флуктуации в середине прогнозируемого сигнала, увеличивающие амплитуду шумов измеряемого в этот момент сигнала.

Перед вычислениями по (7) или (11) необходимо учесть дрейф нуля ЭИП. Так как ЭИП обладает достаточно большой постоянной времени, то выполнить процедуру, аналогичную описанной выше, затруднительно из-за затяжного спада сигнала в области $[t_2, t_3]$ (см. рис. 1). Далее на конкретном примере показан учет дрейфа нуля ЭИП.

Эксперимент и оценка погрешности. Работоспособность предложенного метода была проверена экспериментально. Для этой цели использовали высокостабильный лазер Coherent Verdi V8 и полупроводниковый на гетероструктурах EVS-1060-50. В качестве ЭИП выбрали тепловой приемник ПИ-15, а в качестве теплового приемника-свидетеля — Coherent PM-3. С помощью указанного оборудования определили коэффициент передачи приемнику-свидетелю единицы средней мощности лазерного излучения. В результате получили сигнал ЭИП, характерный вид которого представлен на рис. 1. По участку измерений $u_{\text{спад}}$ на интервале $[t_2, t_3]$ вычислили импульсную функцию ЭИП. Итоговую импульсную функцию определили усреднением по пяти измерениям.

По сигналу приемника-свидетеля по формулам (12), (13) вычислили прогноз дрейфа нуля, который вычли из исходного сигнала. На рис. 3 показан типичный сигнал на тепловом приемнике-свидетеле от излучения полупроводникового лазера с достаточно большой нестабильностью. Амплитуда флуктуаций мощности измеряемого излучения составила около 10 %. Применив операцию свертки к измеренному сигналу приемника-свидетеля с импульсной функцией ЭИП, находим сигнал ЭИП $u'_3(t)$. На рис. 4 представлены: сигнал на ЭИП $u_3(t)$ и соответствующий тому же отрезку времени результат свертки сигнала на приемнике-свидетеле с импульсной функцией ЭИП $u'_3(t)$. Для наглядности кривые изображены на одном рисунке, хотя абсолютные значения сигналов сильно разнятся.

Следующие шаги при обработке результатов измерений: устранение дрейфа в сигнале ЭИП и последующее вычисление коэффициента a . Однако реализовать такую последовательность действий в рамках рассмотренной выше методики учета дрейфа невозможно. Это связано с тем, что ЭИП обладает достаточно большой постоянной времени и для осуществления прогноза дрейфа нуля в интервале измерений ЭИП $[t_1, t_2]$ необходимо определить нулевой сигнал ЭИП на существенно более широком интервале $[t_1, t_3]$ (см. рис. 1).

В работе использован итерационный процесс, позволяющий реализовать обе цели одновременно (учесть дрейф нуля и получить коэффициент a). Вначале из сигнала ЭИП вычитаем восстановленный сигнал, умноженный на приближительное значение коэффициента a и равный $au'_3(t)$. Для

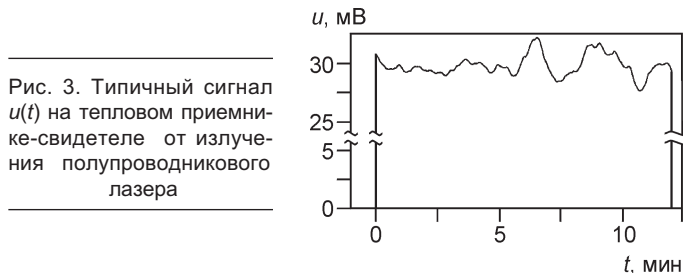


Рис. 3. Типичный сигнал $u(t)$ на тепловом приемнике-свидетеле от излучения полупроводникового лазера

этой разности сигналов осуществляем прогноз дрейфа нуля по (12), (13) и полученный результат вычитаем из исходного сигнала $u_3(t)$. На следующей итерации по (11) вычисляем коэффициент передачи a и процесс повторяем до тех пор, пока прогноз дрейфа нуля не станет менее 0,001% от $u_3(t)$. В результате проведения такой процедуры был скомпенсирован дрейф нуля ЭИП, равный 0,1 %, и определен коэффициент a .

В наиболее общем методе вычисления (см. (7)) этого коэффициента импульсные функции как ЭИП, так и приемника-свидетеля роли не играют. Однако при использовании метода наименьших квадратов (10) такое влияние может присутствовать. Ранее в (11) предположили, что в качестве импульсной функции приемника-свидетеля $G_{\text{св}}(t)$ используется δ -функция Дирака. Для оценки влияния данного предположения на погрешность конечного результата исходя из экспериментальных данных измеряли импульсную функцию приемника-свидетеля аналогично импульсной функции ЭИП (8). После этого в (11) вместо $u_3(t)$ подставляли свертку $G_{\text{св}}(t) \otimes u_3(t)$. Как показали расчеты, различие между значениями a , полученными с учетом и без учета реального вида импульсной функции приемника-свидетеля, составило 0,004 %.

В результате вычислений по (7) или (11) получили $a = 0,38610 \pm 0,000001$. Результаты вычислений по этим двум формулам отличаются в пределах указанной погрешности. В среднем для множества измерений результат вычислений по (11) имеет в 1,6 раза меньшую погрешность, чем результат, определенный по (7).

Обработку результатов измерений проводили также с помощью классического метода вычисления коэффициента передачи a , заключающегося в усреднении на временном промежутке длительностью $2t_3$ сигнала ЭИП через промежуток

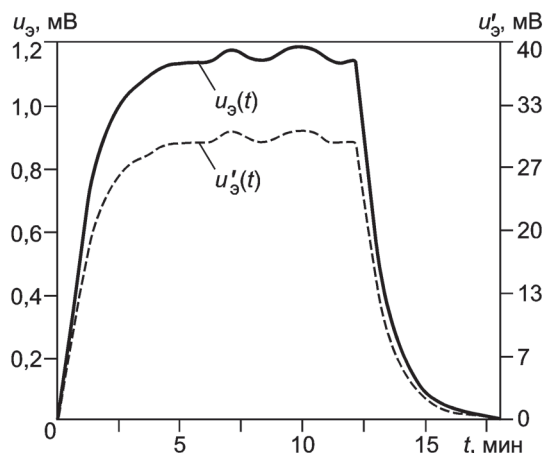


Рис. 4. Сигналы на эталонном измерительном преобразователе $u_3(t)$ и восстановленный по показаниям приемника-свидетеля $u'_3(t)$

времени $10\tau_z$ с момента подачи излучения на приемник. Для сигнала ЭИП, показанного на рис. 4, метод привел к завышенному на 2,7 % коэффициенту α по сравнению с указанным выше. Использование алгоритма, предложенного в [1], уменьшает это расхождение до 1,7 %.

Для проверки предлагаемого метода провели процедуру сличения ЭИП с самим собой. Для этого применили последовательный метод передачи единицы мощности от ЭИП через приемник-свидетель поверяемому приемнику, в качестве которого выступал тот же ЭИП. По результатам измерений при использовании фотоэлектрического приемника-свидетеля, нестабильности мощности лазерного излучения 10 % получили относительное отличие передаваемой единицы мощности лазерного излучения от исходной 0,003 %, а для теплового приемника-свидетеля оно составило 0,03 %. Проведение аналогичной процедуры с помощью классического метода или корректирующего алгоритма [1] приводит к погрешностям порядка нескольких процентов.

Выводы. Предложенная процедура определения коэффициента передачи единицы средней мощности лазерного излучения от ЭИП к приемнику-свидетелю позволила повысить точность измерений на имеющихся поверочных установках за счет более корректного учета флуктуаций мощности лазерного излучения и без потери точности передачи использовать в поверочных установках лазеры, не имеющие специальных устройств стабилизации мощности выходного излучения.

На основе полученных результатов дальнейший интерес представляют исследования, посвященные возможности сокращения времени передачи единицы мощности вследствие уменьшения длительности квазинепрерывного излучения, полному метрологическому анализу предложенного метода, включающего изучение шумовых и паразитных составляющих обрабатываемого сигнала, а также анализу других аналогичных методов передачи единицы мощности лазерного излучения, использующих реальные импульсные функции приемников.

Л и т е р а т у р а

1. Костин А. А., Либерман А. А., Медик В. С. Оптимизированный алгоритм обработки результатов измерений при воспроизведении и передаче размера единицы СМЛИ // Метрология. 2002. № 1. С. 30—39.
2. Таблицы физических величин: Справ. пособие / Под ред. И. К. Кикоина М.: Атомиздат, 1976. С. 96.
3. Марпл-мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990.
4. Робинсон Э. А. История развития теории спектрально-го оценивания // ТИИЭР. 1982. Т. 70. № 9. С. 6—32.
5. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов: Прогноз и управление. М.: Мир, 1974.

Дата принятия 13.01.2014 г.

551.501.793

Использование статистически неоднородных экранов в задаче калибровки лидара по параметрам изображений частиц для приземного слоя атмосферы

Г. П. АРУМОВ, А. В. БУХАРИН, А. В. ТЮРИН

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия, e-mail: tumbul@iki.rssi.ru

Найдено эквивалентное сечение полидисперсных и несферических частиц с использованием статистически неоднородных экранов. Предложен метод обеспечения дистанционных измерений концентрации частиц в приземном слое атмосферы.

Ключевые слова: дистанционное зондирование, двухпозиционная схема, функция распределения частиц, рассеивающий объект, несферические, поли- и монодисперсные частицы, лидар.

The equivalent section of polydisperse and non-spherical particles with use of statistically inhomogeneous screens has been found. The proposed method can be used for metrological assurance of particles concentration in the atmosphere surface layer.

Key words: remote sensing, two-position scheme, particle distribution function, scattering object, non-spherical, poly- and monodisperse particles, lidar.

Проблема дистанционного измерения микроструктуры рассеивающих сред, состоящих из полидисперсных и несферических частиц, практически не обсуждается в настоящее время. Это связано с большим разнообразием частиц приземного слоя, имеющих неопределенные оптические и физические свойства.

Для определения микроструктуры полидисперсных сферических частиц (туман, дымка и т. д.) обычно используют лидар на нескольких длинах волн с последующим решением некорректной обратной задачи (НОЗ), при решении которой необходима априорная информация о рассеивающем объекте (например, предположение о том, что функция рас-