

О СНИЖЕНИИ УРОВНЯ АДДИТИВНЫХ ПОМЕХ В ВЫХОДНОМ СИГНАЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ СКОРОСТИ

Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнищев и Е. Н. Уткин

Рассматривается возможность снижения уровня аддитивных помех в выходном сигнале лазерного доплеровского измерителя скорости путем использования двух приемных каналов, развязанных по поляризациям интерферирующих пучков и подключенных к вычитающей схеме. Сигналы в каждом канале имеют синфазные аддитивные помехи и ортогональные по фазе (или противофазные) полезные доплеровские составляющие. Уровень помех в разностном сигнале на выходе вычитающей схемы уменьшается. Приводятся результаты эксперимента.

В лазерных доплеровских измерителях скорости (ЛДИС) выделение доплеровского сдвига осуществляется обычно методом оптического гомодинамирования (гетеродинамирования). Сигнал на выходе фотоприемника при этом описывается выражением вида

$$I(t) = I_p(t) + \sum_{n=1}^N I_n(t) \cos(\omega_D t - \varphi_n). \quad (1)$$

Для схемы ЛДИС с нерассеянным опорным пучком [1]

$$I_p(t) = \alpha \left\{ E_0^2(t) + \sum_{n=1}^N E_n^2(t) + \sum_{l=1}^N \sum_{m=1}^N E_l(t) E_m(t) \cos[(k_s - k_i)(v_l - v_m)t - \varphi_{lm}] \right\}$$

есть аддитивная помеха, $I_n(t) = \alpha E_0(t) E_n(t)$ — полезная составляющая. α — коэффициент, учитывающий чувствительность и усиление фотоприемника, $E_0(t)$ — амплитуда поля опорного пучка; $E_n(t)$ — амплитуда поля пучка, рассеянного n -й частицей в исследуемой области потока, $\omega_D = (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \mathbf{v}_n$ — доплеровская частота, \mathbf{k}_s , \mathbf{k}_i — волновые векторы соответственно рассеянного и опорного пучков, \mathbf{v}_n — вектор скорости n -й частицы, φ_n , φ_{lm} — фазы, N — число частиц в исследуемом рассеивающем объеме.

Для дифференциальной схемы [2]

$$I_p(t) = \alpha \left\{ \sum_{n=1}^N E_{n1}^2(t) + E_{n2}^2(t) + \sum_{l=1}^N \sum_{m=1}^N E_{l1} E_{m1} \cos[(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)(\mathbf{v}_l - \mathbf{v}_m)t - \varphi_{lm}] + \right. \\ \left. + E_{l2} E_{m2} \cos[(\mathbf{k} - \mathbf{k}_2)(\mathbf{v}_l - \mathbf{v}_m)t - \varphi_{lm}] + E_{l1} E_{m2} \cos[(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}_l t - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_2) \mathbf{v}_m t - \varphi_{lm}] \right\}, \\ I_n(t) = E_{n1}(t) E_{n2}(t),$$

E_{nj} — амплитуда поля пучка, рассеянного n -й частицей от j -го падающего луча, \mathbf{k} — волновой вектор рассеянного пучка, \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 — волновые векторы падающих пучков.

Как видно из (1), аддитивная погрешка $I_p(t)$ содержит, помимо компонент, пропорциональных квадратам амплитуд интерферирующих пучков, составляющие, частотный спектр которых определяется попарными разностями скоростей частиц, находящихся в рассеивающем объеме. Сюда же входят помехи от нестабильности мощности лазерного источника и модуляции интенсивности пучков подвижными неоднородностями среды, через которую они проходят. Авторами предложен и испытан метод, позволяющий в значительной степени снизить уровень аддитивных помех в выходном сигнале. Экспериментальная схема представлена на рис. 1. За основу взята дифференциальная схема ЛДИС, описанная в [3]. Луч лазера 1 после прохождения четверть-волновой фазовой пластинки 2 попадает на поляризационную призму (например, призму Волластона) 4 , где расщепляется на два ортогонально поляризованных пучка равной интенсивности. Расходящиеся расщепленные пучки объективом 5 преобразуются в параллельные и объективом 7 фокусируются в исследуемую область потока. На пути одного из пучков помещена четверть-волновая

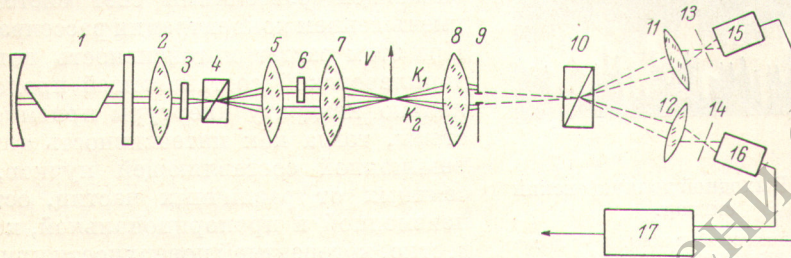


Рис. 1. Экспериментальная схема.

(или полуволновая) фазовая пластинка 6 , после прохождения которой две ортогонально поляризованные компоненты пучка приобретают соответственно фазовые сдвиги в 90° (или 180°). Хотя при рассеянии на частицах свет несколько деполаризуется, преимущественная поляризация рассеянного пучка совпадает с поляризацией падающего. Пространственно совмещенные пучки, рассеянные частицами от 1-го и 2-го падающего пучков, направляются объективом 8 через апертурную диафрагму 9 на поляризационную призму (например, призму Волластона) 10 , где расщепляются на два ортогонально поляризованных луча одинаковой интенсивности, плоскости поляризации которых при соответствующей ориентации призмы 10 совпадают с плоскостями поляризаций ортогональных (или противофазных) компонент на выходе фазовой пластинки 5 . Далее каждый из расщепленных пучков фокусируется объективом 11 (12) и через полевую диафрагму 13 (14) направляются на соответствующий фотоприемник 15 (16). В результате сигналы $I_1(t)$ и $I_2(t)$ на выходе фотоприемников имеют синфазные составляющие аддитивных помех и ортогональные (либо противофазные) доплеровские составляющие. Оба сигнала подаются на вычитающую схему (например, дифференциальный усилитель) 17 , на выходе которой получается сигнал $\Delta I(t)$, который можно, учитывая (1), описать следующим образом для схемы с четвертьволновой фазовой пластинкой 6 :

$$\Delta I(t) = I_1(t) - I_2(t) = \sqrt{2} \left\{ \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq m}}^N \sum_{m=1}^N I_{lm}(t) \sin \left[(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}_l t - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_2) \mathbf{v}_m t - \varphi_{lm} - \frac{\pi}{4} \right] + \sum_{n=1}^N I_n(t) \sin \left[(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}_n t - \varphi_n - \frac{\pi}{4} \right] \right\} \quad (2)$$

и для схемы с полуволновой фазовой пластинкой 6 .

$$\Delta I(t) = 2 \left\{ \sum_{l=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ l \neq m}}^N I_{lm}(t) \cos[(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}_l t - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_2) \mathbf{v}_m t - \varphi_{lm}] + \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^N I_n(t) \cos[(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}_n t - \varphi_n] \right\}, \quad (3)$$

где $I_{lm}(t) = \alpha E_{l1}(t) E_{m2}(t)$, $I_n(t) = \alpha E_{n1}(t) E_{n2}(t)$.

Из (2) и (3) следует, что в выходном сигнале компенсируются полностью квадратичные компоненты аддитивной помехи и сигналы биений пучков, рассеянных различными частицами от одноименных падающих пучков. Относительный уровень биений пучков, рассеянных различными частицами от разноименных падающих пучков, может быть снижен увеличением апертуры, собирающей рассеянный свет системы, и уменьшением концентрации рассеивателей. При этом растет интенсивность полезной доплеровской составляющей пропорционально квадрату апертуры приемной системы, тогда как интенсивность интерференционной составляющей пучков, рассеянных от различных частиц, остается неизменной и пропорциональной, как известно, когерентной поверхности приема [4]

$$A \sim \frac{\lambda^2}{\Omega^2},$$

где $\Omega = r l^2 m / R^2$, λ — длина волны лазера, r_{lm} — проекция расстояния между частицами l и m на плоскость, перпендикулярную радиусу-вектору точки приема R .

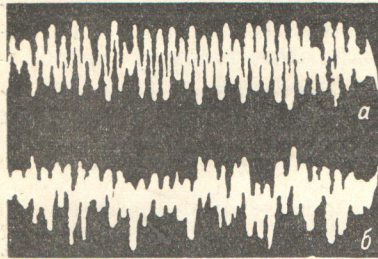


Рис. 2. Выходной доплеровский сигнал.

a — до вычитающей схемы, *б* — после вычитающей схемы.

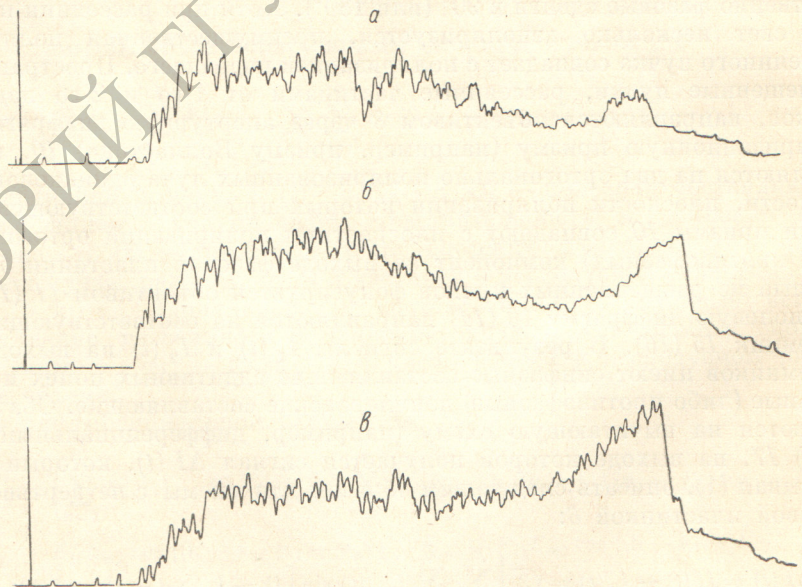


Рис. 3. Спектрограмма выходного сигнала после первого (*a*) фотоприемника, после второго (*б*) и после вычитающей схемы (*в*).

При компенсации аддитивной помехи описанным методом в схемах ЛДИС с нерассеянным опорным пучком сигнал на выходе вычитающей схемы описывается выражением

$$\Delta I(t) = I_1(t) - I_2(t) = 2 \sum_{n=1}^N I_n(t) \cos[(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \mathbf{v}_n t - \varphi_n]. \quad (4)$$

Как следует из (4), компенсация аддитивной помехи в этом случае оказывается полной. На практике, однако, полная компенсация не достигается из-за деполяризующих свойств рассеивающих частиц.

На рис. 2 приведены фотографии доплеровского сигнала до и после вычитающей схемы (доплеровская частота 2 кгц, лазер в режиме основной моды), сделанные с экрана двухлучевого осциллографа. На рис. 3 показаны спектрограммы сигналов в полосе 40—20 кгц, снятые на анализаторе спектра типа Брюль и Кьер на выходе первого фотоприемника (а), второго (б) и после вычитающей схемы (в). Лазер работает в энергетически выгодном режиме многих поперечных мод. Длины волны излучения $\lambda = 0.63$ мкм. Отношение сигнал—шум до и после вычитающей схемы соответственно +8 и +16 дб. Измерения проводились на турбулентном водном потоке с примесью фторопластовой эмульсии измерительной схемой с большими апертурами падающих и рассеянных пучков. Поэтому спектр доплеровского сигнала сильно уширен.

Авторы благодарят В. П. Коронкевича и В. С. Соболева за полезные обсуждения.

Литература

- [1] R. J. Goldstein, W. F. Hagen. Phys. Fluids, 70, 1340, 1967.
- [2] B. Lehman. A. E. G. Telefunken, № 3, 141, Berlin, 1968.
- [3] Ю. Н. Дубнищев, В. П. Коронкевич, В. С. Соболев. Автометрия, № 1, 43, 1971.
- [4] М. Росс. Лазерные приемники. Изд. «Мир», М., 1969.

Поступило в Редакцию 29 декабря 1971 г.