

09.5;15.2

## Метод обработки сигналов трехфазного PDV, устраняющий влияние ускорения на точность определения скорости

© Т.В. Казиева, И.Ю. Тищенко, В.Н. Решетов, К.Л. Губский, В.А. Пирог

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия  
E-mail: glizerogen@gmail.com

Поступило в Редакцию 6 июля 2021 г.

В окончательной редакции 16 июля 2021 г.

Принято к публикации 16 июля 2021 г.

Интерференционный метод определения скорости объектов с помощью прямого оптического гетеродинамирования (PDV — photonic doppler velocimetry) получил широкое распространение благодаря простоте настройки оптоволоконной системы, однозначности результатов и широким возможностям варьирования точности измерения и временного разрешения. Точность измерения скорости может составлять доли процента, однако существует целый ряд факторов, мешающих этому. Например, изменение скорости объекта, т. е. его движение с ускорением, приводит к уширению спектра сигнала при увеличении рабочего временного окна и, как следствие, к снижению, а не повышению точности измерения скорости. Предложен метод, позволяющий компенсировать влияние ускорения на точность измерения скорости. Предложенная модель обработки зарегистрированных сигналов дает возможность определить как ускорение, так и скорость объекта. Применяемый алгоритм позволил избежать расширения спектра при увеличении временного окна и повысить точность измерения скорости свободно падающего тела.

**Ключевые слова:** волоконный интерферометр, измерение скорости, трехфазный PDV, PDV.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.21.51624.18950

Одним из самых распространенных и активно развивающихся лазерных доплеровских методов измерения массовой скорости является метод прямого оптического гетеродинамирования PDV (photonic doppler velocimetry) [1]. Данный метод активно применяется в экспериментах по измерению скорости разлета вещества при ударно-волновом нагружении. Существует ряд модификаций оптической схемы PDV, направленных на повышение универсальности и точности измерений: гомодинная, гетеродинная, трехфазная, со смещением частоты, двух-волоконная и др. [2].

Для восстановления динамики изменения частоты регистрируемого сигнала применяется оконное фурье-преобразование. Зарегистрированный сигнал разбивается на отрезки с характерным шагом (шириной окна). Из спектральной плотности мощности, получаемой после фурье-преобразования сигнала в каждом окне, методом аппроксимации функцией Гаусса определяется максимальное значение частоты, которое и принимается за величину доплеровского сдвига  $f_d$ . Скорость объекта в каждом окне рассчитывается по формуле  $v(t) = f_d \lambda / 2$ , где  $\lambda$  — длина волны используемого излучения.

Абсолютная погрешность скорости рассчитывается по формуле

$$\Delta v = \sqrt{\left(\frac{f_d}{2}\right)^2 \sigma_\lambda^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \sigma_f^2}, \quad (1)$$

где  $\sigma_\lambda$  — среднеквадратичное отклонение значения длины волны излучения лазера (обусловленное медленным дрейфом частоты генерации из-за температурной

нестабильности),  $\sigma_f$  — среднеквадратичное отклонение измеренной частоты сигнала [3]. Типичные значения  $\sigma_\lambda$  для используемых в интерферометрии лазеров на длине волны 1550 nm составляют единицы пикометров, в результате при скорости  $\sim 10^3$  m/s величина первого слагаемого в выражении (1)  $\sim 10^{-6}$  m/s. Таким образом, основной вклад в погрешность измерения скорости в методе PDV вносит ошибка, связанная с оценкой частоты осциллирующий интерференционный сигнал [2,4].

Типичное значение неопределенности измеренной частоты сигнала в окне регистрации обратно пропорционально длительности окна обработки [5]. Для получения более узкого спектра необходимо использовать более длинное окно, однако данное утверждение справедливо только в том случае, если частота сигнала в пределах окна практически не изменяется [6]. Присутствие в реальных процессах ускорения приводит к искажению формы спектра сигнала, расширению и смещению спектрального максимума от среднего значения скорости на выбранном временном интервале. Это в конечном итоге ограничивает возможности уменьшения неопределенности при измерении скорости за счет удлинения окна обработки.

Одной из областей применения систем PDV является измерение малых скоростей в метрологических задачах, например при измерении твердости динамическими методами [7]. Типичные скорости, наблюдаемые в таких экспериментах, не превосходят 3 m/s, сигнал равноускоренный, а требования к точности измерений высокие (желательно лучше 0.01%). Повысить точность измере-

ний в этом случае можно, исключив влияние ускорения на спектр обрабатываемого сигнала.

В работе предложен аналитический метод определения величины ускорения и устранения его влияния на форму регистрируемого сигнала и ширину спектрально-го пика, по которому определяют скорость объекта.

В методе используется трехфазный PDV (push-pull PDV [8]), принципиальная схема которого представлена на рис. 1. В нем благодаря использованию равномерного делителя  $3 \times 3$  формируются три сигнала, смещенные по фазе относительно друг друга на  $2\pi/3$  [8]. Зависимость скорости от времени находится при совместной обработке этих трех сигналов. Трехфазный PDV обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционным PDV, в частности позволяет измерять медленные переходные процессы, так как по крайней мере один из измеряемых сигналов всегда находится вне области низкой дифференциальной чувствительности.

Сигналы, регистрируемые трехкомпонентным PDV, в общем случае имеют вид

$$I_1(t) = A(t) \cos\left(2\pi \int_0^t f(t') dt'\right) + B(t),$$

$$I_2(t) = A(t) \cos\left(2\pi \int_0^t f(t') dt' + \frac{2\pi}{3}\right) + B(t),$$

$$I_3(t) = A(t) \cos\left(2\pi \int_0^t f(t') dt' - \frac{2\pi}{3}\right) + B(t), \quad (2)$$

где  $A(t)$  — амплитуда сигнала с мультипликативной помехой,  $B(t)$  — аддитивная составляющая помехи,  $f(t')$  — мгновенное значение частоты сигнала. Размер окна обработки выбирается достаточно малым, чтобы ускорение  $a$  в пределах окна изменялось слабо ( $(da/dt)\tau \ll a$ ), при этом может быть использовано приближение  $\int_0^t f(t') dt' = f(t)t$ . Тогда поведение частоты сигнала приближенно можно описать формулой  $f(t) = (v_0 + at) \cdot 2/\lambda$ , где  $v_0$  — скорость в середине окна ( $t = 0$ ),  $\tau$  — ширина окна и  $-\tau/2 < t < \tau/2$ .

Аддитивная составляющая в выражении (2) может быть уменьшена полосовой фильтрацией, а мультипликативная помеха — нормировкой. Для упрощения рассмотрим далее случай чисто трехфазной системы детектирования PDV-сигналов. После серии тригонометрических преобразований получаются стандартные выражения вида

$$I_{1n} = \sin(2\pi(v_0 + at)t \cdot 2/\lambda),$$

$$I_{2n} = \cos(2\pi(v_0 + at)t \cdot 2/\lambda),$$

где  $I_{1n} = I_1/A(t)$ ,  $I_{2n} = I_2/A(t)$  — нормированные интенсивности регистрируемых трехфазных сигналов. Раскрыв

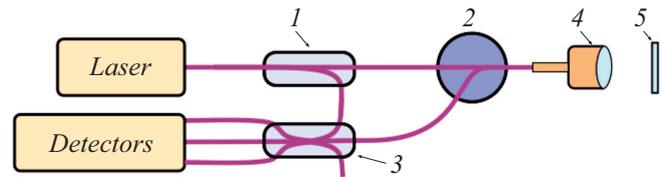


Рис. 1. Схема трехфазного PDV. 1 — разветвитель  $1 \times 2$ , 2 — циркулятор, 3 — разветвитель  $3 \times 3$ , 4 — коллиматор, 5 — объект исследования с отражающим покрытием.

по формулам синуса и косинуса суммы, получим выражения

$$\begin{aligned} \sin \frac{4\pi v_0 t}{\lambda} &= I_{2n} \cos \frac{2\pi a t^2}{\lambda} - I_{1n} \sin \frac{2\pi a t^2}{\lambda}, \\ \cos \frac{4\pi v_0 t}{\lambda} &= I_{1n} \cos \frac{2\pi a t^2}{\lambda} + I_{2n} \sin \frac{2\pi a t^2}{\lambda}, \end{aligned} \quad (3)$$

в которых с правой стороны стоит сумма произведений нормированных сигналов  $I_{1n}$ ,  $I_{2n}$  и функций, зависящих от ускорения, а с левой — чисто гармонические функции скорости. Таким образом, если ускорение  $a$  в каждом окне известно, то можно существенно расширить длительность временного окна, и ширина спектра, получаемого в результате фурье-преобразования выражений (3), будет существенно меньше, чем в случае обработки исходных сигналов  $I_{1n}$ ,  $I_{2n}$ . При этом полученная оценка скорости в момент времени  $t$  не будет смещена. Простое (без корректировки формы сигнала с учетом равноускоренности движения) увеличение длины окна не приводит к сужению спектра, так как обрабатываемый сигнал будет существенно изменять свою частоту в пределах временного окна.

Предварительно алгоритм был опробован на симулированных квадратурных сигналах:  $I_1 = A\sigma_k(t) + \cos(2\pi f(t)t)$ ,  $I_2 = A\sigma_k(t) + \sin(2\pi f(t)t)$ , где первое слагаемое отвечает за белый гауссовский шум с дисперсией  $A = \sqrt{P_N/P_S}(P_N$  — мощности шума в полосе регистрации,  $P_S$  — мощность сигнала),  $\sigma_k(t)$  — случайная функция времени с единичной дисперсией. По формулам (3) рассчитывается значение функции скорости для разных значений  $a$ , после чего для разных  $\tau$  осуществляется оконное фурье-преобразование. Полученный в каждом окне набор частот аппроксимируется функцией Гаусса, и определяется ширина спектра на полувысоте. На рис. 2, *a* представлена зависимость ширины спектра на половине высоты от ширины окна обработки и подставляемого в выражение (3) значения ускорения. Заданное значение ускорения составляет в симулированных сигналах  $50 \text{ m/s}^2$ , шум 10%, частота дискретизации 200 GS/s, тип обработки — окно Ханна. При подстановке в формулы (3) ускорения  $50 \text{ m/s}^2$  ширина спектра обработанного сигнала становится минимальной. На рис. 2, *b* представлены более подробно зависимости ширины спектров на половине высоты для

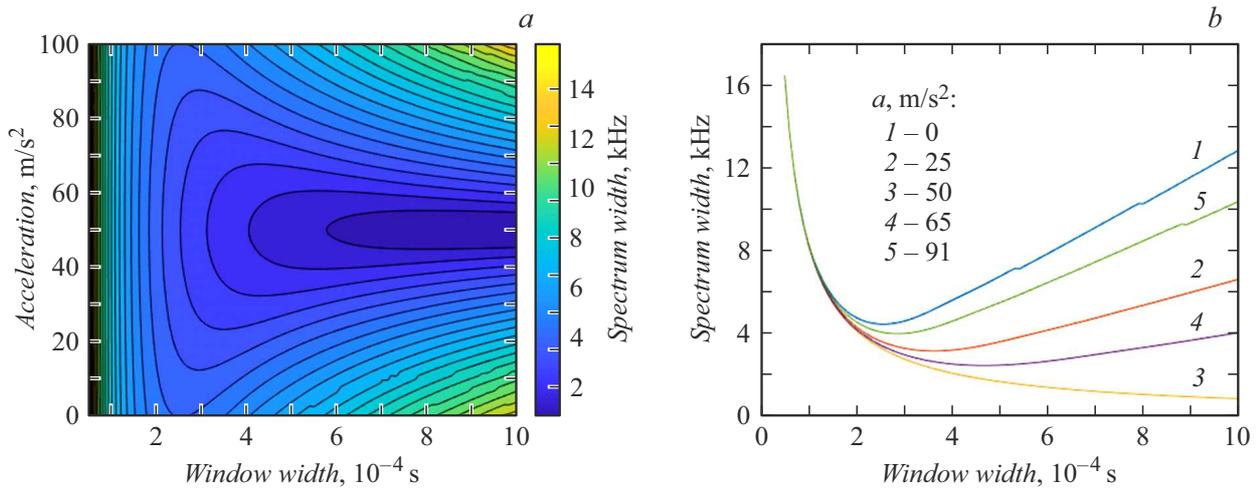


Рис. 2. Зависимость ширины спектра симулированного сигнала на полувысоте от ширины окна обработки и ускорения (а) и числовые значения ширины спектра для различных ускорений (б).

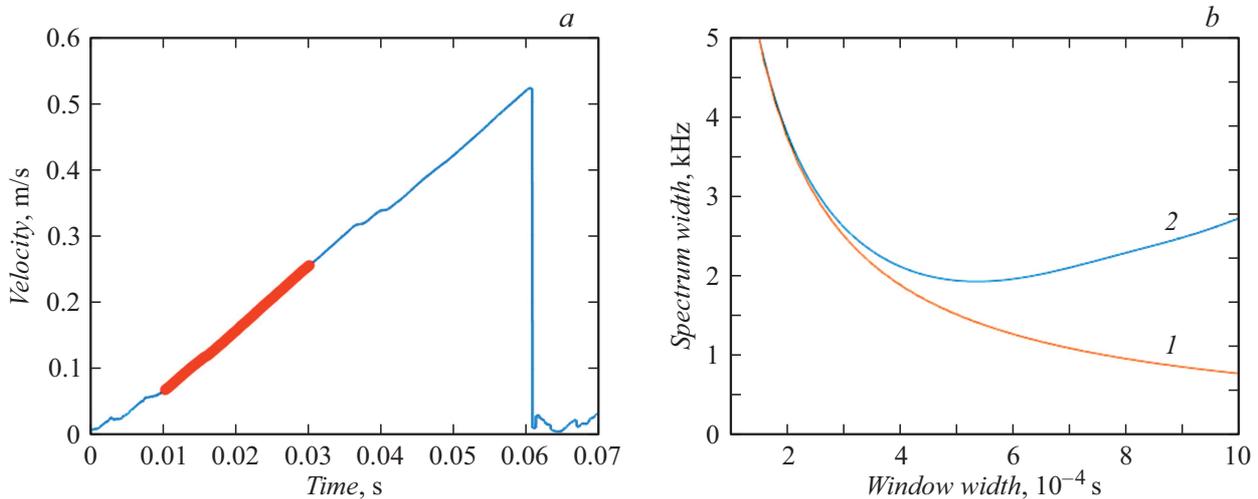


Рис. 3. а — зависимость скорости объекта от времени; б — зависимости от ширины окна ширины спектра экспериментальных сигналов на половине высоты после обработки по формулам (3) (1) и сигнала, не подвергнувшегося корректировке (2).

ускорений 0, 25, 50, 65 и 91 m/s<sup>2</sup> от ширины окна обработки. Видно, что при малых окнах (менее 0.2 ms) спектры сигналов имеют значительную ширину на половине высоты, что связано с малым количеством периодов в окне обработки. На графике ширины спектра сигнала, не подвергнувшегося корректировке по формулам (3) (кривая 2 на рис. 3, б), наблюдается минимум при ширине окон 250–350 μs, что соответствует использованию окна оптимальной ширины, при этом ширина спектра сигнала на половине высоты составила  $4.4 \cdot 10^3$  Hz (ширина окна 260 μs), дальнейшее увеличение окна приводит к росту неопределенности, так как расширяется диапазон попадающих в окно обработки частот. В том случае, если ускорение для сигналов, скорректированных по формулам (3), выбрано верно (50 m/s<sup>2</sup>), наблюдается сужение спектра при росте длительности временного ок-

на. Так, при ширине окна 260 μs ширина на полувысоте составляет 3.2 kHz, а при окне 900 μs – 900 Hz.

Для проверки на практике разработанной методики была проведена серия экспериментов, где с помощью системы PDV, представленной на рис. 1, измеряется скорость объекта, летящего свободно вниз.

Для учета неидеальности делителя 3 × 3 предварительно был записан калибровочный сигнал, позволивший в дальнейшем учесть поправки к фазовым сдвигам между каналами интерферометра.

Записанные сигналы обрабатывались с помощью стандартного алгоритма PDV, описанного в работе [9]. Пример зависимости скорости объекта от времени для сигнала, зарегистрированного интерферометром, представлен на рис. 3, а. На полученном графике можно выделить момент начала движения (совпадает с началом отсчета),

зону равномерного ускорения (0–60 ms) и момент удара о нижнюю поверхность (60 ms). Для анализа выбирался участок длиной 20 ms (жирная линия на рис. 3, а), при этом шум составлял ~10%. По изменению скорости в единицу времени проводилась предварительная оценка ускорения. На выбранном участке оно составило примерно  $9.5 \text{ m/s}^2$ , поэтому далее ускорение искалось в диапазоне от  $9.3$  до  $9.9 \text{ m/s}^2$  с шагом  $0.01 \text{ m/s}^2$ . При подстановке в формулы (3) нормированных зарегистрированных сигналов и значений ускорения из диапазона  $9.3$ – $9.9 \text{ m/s}^2$  с шагом  $0.01 \text{ m/s}^2$  было рассчитано значение функции скорости, далее для разных  $\tau$  осуществлялось оконное фурье-преобразование и определялась ширина спектра на полувысоте.

На рис. 3, б представлена зависимость ширины спектра на половине высоты от ширины окна для обработанного по формулам (3) сигнала, т.е. очищенного от влияния ускорения (кривая 1), и сигнала, который не подвергался дополнительной обработке (кривая 2). Каждая точка на этих графиках получена в результате усреднения 100 результатов с одной шириной окна на выбранном линейном участке, относительная погрешность ~0.01. Ширина спектра сигнала до учета вклада ускорения  $\sigma_f$  при оптимальном окне 0.53 ms составила 1.9 kHz при скорости 0.25 m/s, а ширина спектра сигнала  $\sigma_{fa}$ , полученного после коррекции по формулам (3), в окне 0.53 ms составила 1.4 kHz. Подставив данные значения в формулу (1), получим абсолютные неопределенности при измерении скорости для первоначального сигнала ( $\sigma_f = 1.9 \text{ kHz}$ ) —  $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ , а также после применения разработанного метода ( $\sigma_{fa} = 1.4 \text{ kHz}$ ) —  $1.1 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ , при этом можно заметить, что с ростом ширины окна обработки происходит уменьшение ширины спектра сигнала (так, для окна 0.9 ms ( $\sigma_{fa} = 1.0 \text{ kHz}$ ) —  $7.8 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$ ).

Полученные зависимости подтверждают, что, воспользовавшись формулами (3) и используя ширину спектра как критерий, можно определить величину ускорения сигнала с высокой точностью и избавиться от ограничений точности обработки сигналов PDV, связанных с равноускоренным движением объекта. Предложенный метод позволяет понизить неопределенность, возникающую при калибровке твердомеров. В то же время системы PDV активно используются в экспериментах по измерению скорости разлета вещества при ударно-волновом нагружении, характерные скорости в которых составляют более 100 m/s. Данная методика будет одинаково хорошо применяться при любых скоростях, однако решающее значение имеет количество интерференционных периодов, наблюдаемых в пределах участка ускорения, что может препятствовать использованию итерационного подхода поиска ускорения, реализуемого в данном методе. Также следует уделять внимание выбираемому для обработки участку движения. В его пределах скорость должна изменяться линейно. Если все же попробовать обработать участок с изломом, то в результате будет получена усредненная линейная

зависимость скорости от времени, вследствие чего будет утрачена информация о возможных особых точках исходной экспериментальной зависимости.

Применение данной методики для сигналов сложной формы с резкими изменениями как скорости, так и ускорения требует дополнительного исследования.

### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с Объединенным институтом высоких температур РАН № 075-15-2020-785).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] O.T. Strand, L.V. Berzins, D.R. Goosman, W.W. Kuhlow, P.D. Sargis, T.L. Whitworth, Proc. SPIE., **5580**, 593 (2005). DOI: 10.1117/12.567579
- [2] D.H. Dolan, Rev. Sci. Instrum., **91**, 051501 (2020). DOI:10.1063/5.0004363
- [3] В.В. Светозаров, *Основы статистической обработки результатов измерений* (МИФИ, М., 2005).
- [4] P. Younk, B. Medina, AIP Conf. Proc., **1793**, 160013 (2017). DOI: 10.1063/1.4971753
- [5] M. Montgomery, D. O'Donoghue, Delta Scuti Star Newsletter, **13**, 28 (1999).
- [6] D.H. Dolan, Rev. Sci. Instrum., **81**, 053905 (2010). DOI: 10.1063/1.3429257
- [7] Т.В. Казиева, А.П. Кузнецов, К.Л. Губский, М.В. Понарина, В.Н. Решетов, Письма в ЖТФ, **43** (3), 21 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.03.44223.16487 [Т.В. Казиева, А.П. Кузнецов, К.Л. Губский, М.В. Понарина, В.Н. Решетов, Tech. Phys. Lett., **43** (2), 148 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017020055].
- [8] D.H. Dolan, S.C. Jones, Rev. Sci. Instrum., **78**, 076102 (2007). DOI: 10.1063/1.2754405
- [9] M. Gorbashova, I. Burdonskiy, K. Gubskiy, A. Kuznetsov, A. Ramazanov, K. Lukyanov, A. Leonov, K. Makarov, I. Timofeyev, V. Yufa, J. Phys.: Conf. Ser., **941**, 012002 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/941/1/012002