

Заключение

Представленные данные подтверждают возможность использования оптических методов, а именно BOS метода, для регистрации УВ, возникающих как при взрыве, так и при движении тел со сверхзвуковыми скоростями. Получаемые данные регистрации позволяют проследить за распространением УВ в пространстве, а также, в случае взрыва, оценить степень асимметрии взрывного энерговыделения, определить параметры УВ, сформировавшейся в результате взрыва ОИ и оценить мощность взрыва. BOS метод является дистанционным, что позволяет проводить регистрацию на безопасном расстоянии.

Список литературы

1. Толстикова И.Г. Новые методы измерения параметров ударной волны // Забабахинские чтения. Сборник работ VIII международной научной конференции по физике высоких плотностей. 2005.
2. Физика взрыва. Под ред. Л.П. Орленко Изд. 3-е перер. Т.1. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
3. Meier G.E.A. Computerized background-oriented schlieren // Experiments in Fluids. 33. 2002. P. 181-187.
4. Richard H. and M. Raffel. «Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method.» Institute of Physics Publishing, Meas. Sci. Technol. 12 (2001) 1576–1585.

НЕСПЕКТРАЛЬНЫЙ АДАПТИВНЫЙ МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ ОДИНОЧНОГО ДВИЖУЩЕГОСЯ ОБЪЕКТА ИЗ PDV-ДАННЫХ

Н.Б. Аникин, А.В. Павленко

РФЯЦ –ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Введение

К настоящему времени диагностика PDV (photonic Doppler velocimetry) широко используется в ударно-волновых экспериментах. В основе метода лежит определение временной зависимости доплеровского сдвига частоты лазерного излучения, отраженного от движущегося объекта. Несмотря на распространенность и зрелость методики, ее точность и временное разрешение до сих пор были либо неудовлетворительны, как в случае использования оконного преобразованием Фурье, либо неизвестны, как в случае использования преобразования Гильберта.

Теоретическое обоснование PDV методики в целом и оценки временного разрешения и погрешности, в частности, наибольшее развитие получили в работах D.H. Dolan. Наилучшего временного разрешения удалось добиться в работе [1] в предположении, что полезный PDV-сигнал состоит из единственной гармоники. Тем не менее, авторы не смогли приблизиться к пределу временного разрешения в половину периода, поскольку скорость вычислялась методом оконного преобразования Фурье.

Целью настоящей работы было создание, теоретическое обоснование и тестирование на экспериментальных сигналах метода обработки PDV-сигнала, имеющего разрешение порядка периода доплеровских биений, малочувствительного к изменению во времени амплитуды первой доплеровской гармоники, и к присутствию в сигнале случайного шума, высших доплеровских гармоник и «средней линии».

Метод фильтрации сигнала

В основу метода положено свойство периодичности доплеровских гармоник. Усреднение экспериментального сигнала по половине моментального периода доплеровской гармоники существенно уменьшает интенсивности, как высших доплеровских гармоник, так и высокочастотной

составляющей случайного шума. Тем не менее, непосредственное применение адаптивного усреднения оказалось слишком грубым методом. Лучший результат был получен с помощью интегрального преобразования типа свертки с некоторой четной фильтрующей функцией $F(\theta)$ по приближенной доплеровской фазе $\varphi^{i-1}(t)$.

Представленное в данной работе преобразование позволяет эффективно очистить экспериментальный сигнал от всех искажающих доплеровскую гармонику факторов – высших доплеровских гармоник, случайного шума и «средней линии». Результаты этого преобразования малочувствительны к изменениям амплитуды доплеровской гармоники и к отличию приближенной фазы доплеровской гармоники $\varphi^{i-1}(t)$, от истинной фазы $\Phi(t)$.

Доплеровская фаза вычислялась с помощью итеративной процедуры. В каждой итерации экспериментальный PDV-сигнал $S(t)$ представлялся в виде функции фазы доплеровского сигнала $S(\phi(t))$, где в качестве фазы использовалась приближенная зависимость $\varphi^{i-1}(t)$, полученная на предыдущей, $i-1$ итерации. Очищенный сигнал использовался для вычисления следующего приближения фазы.

Искомое фильтрующее преобразование выражается формулой

$$\langle S \rangle_{\xi}(\varphi_0^{i-1}) = \frac{1}{\xi} \int_{\xi/2}^{\xi/2} S(\varphi_0^{i-1} + \theta) F(\theta) d\theta \quad (1)$$

где знак $\langle \dots \rangle_{\xi}$ означает усреднение с фильтрующей функцией $F(\theta)$ по интервалу ξ . Полагая

величины $\frac{dA}{d\varphi^{i-1}}$ и $\left(\frac{d\Phi}{d\varphi^{i-1}} - 1 \right)$ малыми и медленно меняющимися на интервале ξ и пренебрегая

величинами второго порядка малости, усреднение по формуле (1), примененное к первой доплеровской гармонике с переменной амплитудой $A(\varphi^{i-1})$, можно свести к следующему виду:

$$\begin{aligned} \langle S \rangle_{\xi}(\varphi_0^{i-1}) &= \langle A(\varphi^{i-1}) \sin(\Phi + \Phi_0) \rangle_{\xi} \approx \\ &\approx A(\varphi^{i-1}) \sin(\Phi + \Phi_0) \langle \cos \theta \rangle_{\xi} + \left[\frac{dA}{d\varphi^{i-1}} \cos(\Phi + \Phi_0) - \left(\frac{d\Phi}{d\varphi^{i-1}} - 1 \right) A(\varphi^{i-1}) \sin(\Phi + \Phi_0) \right] \langle \theta \sin \theta \rangle_{\xi} \end{aligned} \quad (2)$$

где Φ – истинная фаза, а Φ_0 – некоторая начальная фаза первой гармоники.

В соответствии с уравнением (2) и требованием очистки высших гармоник, для минимального искажения сигнала, усредненного с фильтрующей функцией (F), должны выполняться условия:

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta \rangle_{\xi} &= 1 \\ \langle \theta \sin \theta \rangle_{\xi} &= 0 \\ \langle \cos l\theta \rangle_{\xi} &= 0, \quad l \geq 2 \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку доплеровские гармоники – квазипериодические функции Φ , то интервал интегрирования должен быть кратным 2π . Далее рассматривается случай $\xi=2\pi m$ при $m \geq 2$. При этом всем условиям (3) удовлетворяет бесконечное множество функций, из которого можно выбрать $F(\theta)$. Для удаления «средней линии» из сигнала нужно добавить ещё одно условие:

$$\langle 1 \rangle_{2\pi m} = 0 \quad (4)$$

Поскольку функция $F(\theta)$ – четная, то условие $\langle \theta \rangle_{2\pi m} = 0$ выполняется автоматически, что обеспечивает очень эффективное удаление «средней линии».

Таким образом, функция $F(\theta)$ на интервале $\xi=2\pi m$ представима следующим рядом:

$$F(\theta) = \frac{C_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos \frac{k\theta}{m} \quad (4)$$

Очевидно, что $C_m = 2$, что следует из первого условия формулы (3). Третье условие из (3) выполняется, если $C_k = 0$, для любого $k \geq 2m$. Условие (4) выполняется, если $C_0 = 0$.

Преобразование эффективно очищает нерезонансные гармоники если:

$$\langle \cos \alpha \theta \rangle_{2\pi m} \approx 0 \quad \alpha \neq 1 \quad (5)$$

В отличие от других условий, (5) выполняется только приближенно. Из него следует, что функция $F(\theta)$ содержит минимум гармоник, при этом все они должны быть близки к первой доплеровской. Для симметричности полученного решения относительно истинной доплеровской частоты для коэффициентов при соседних с доплеровской гармониках необходимо $C_{m+1} \approx C_{m-1}$. Высокочастотные случайные гармоники минимальны, если $2=C_{m+1}+C_{m-1}$, тогда приближенно:

$$F(\theta) \approx 2 \cos \theta \left[1 + \cos \frac{\theta}{m} \right] \quad (6)$$

Вычисление амплитуды сигнала

Подобно методу очистки, представленному выше, можно вычислить амплитуду первой гармоники, для чего к ней нужно применить квадратичное детектирование. Сигнал, очищенный от высших доплеровских гармоник, случайного шума и «средней линии», возводится в квадрат и усредняется с некоторой весовой функцией $Q(\theta)$. Усреднение удаляет из сигнала вторую гармонику, оставляя только медленно изменяющийся квадрат амплитуды. Далее это преобразование применяется для вычисления следующего приближения фазы доплеровского сигнала. Детектирование возможно на интервале кратном половине доплеровского периода, однако, далее рассматривается интервал интегрирования $\xi = \pi n$ при $n \geq 3$, поскольку на преобразования накладываются дополнительные требования.

Преобразование с весовой функцией $Q(\theta)$ должно удовлетворять следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \langle 1 \rangle_{\pi n} &= 2 \\ \langle \cos 2\theta \rangle_{\pi n} &= 0 \\ \langle \theta \sin 2\theta \rangle_{\pi n} &= 0 \\ \langle \cos \alpha \theta \rangle_{\pi n} &\approx 0 \quad \alpha \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (7)$$

Применение Q -преобразования к квадрату квазигармонического сигнала дает квадрат его амплитуды. Как и $F(\theta)$, ядро преобразования $Q(\theta)$ – четная функция, которую на интервале интегрирования можно представить в виде разложения в ряд по косинусам:

$$Q(\theta) = \frac{C_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} C_k \cos \frac{2k\theta}{n} \quad (8)$$

Различие формул (4) и (8) объясняется разными интервалами интегрирования.

Выполнение условий (7) позволяет получить представление ядра преобразования:

$$Q(\theta) = 2 + \frac{8}{3} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \cos \frac{2\theta}{n} + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{4}{n^2} \right) \cos \frac{4\theta}{n} \quad (9)$$

где, как это было сделано ранее для функции $F(\theta)$, минимизировано количество гармоник, что позволило уменьшить остаточное присутствие случайного шума.

Вычисление фазы доплеровского сигнала и погрешности скорости

Найденное в предыдущем разделе преобразование с весовой функцией $Q(\theta)$ позволяет вычислить не только амплитуду доплеровской гармоники. Q -преобразование позволяют определить следующие величины:

$$\frac{d\Phi}{d\varphi^{i-1}}(\varphi_0^{i-1}) \approx \sqrt{\frac{\left\langle \left(\frac{d\bar{S}}{d\varphi^{i-1}} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{dA}{d\varphi^{i-1}} \right)^2 \right\rangle_m}{\langle \bar{S}^2 \rangle_m}} \quad (10)$$

$$\delta(\varphi_0^{i-1}) \approx \frac{\left\langle \frac{d\bar{S}}{d\varphi^{i-1}} \frac{d\bar{S}_n}{d\varphi^{i-1}} \right\rangle_m - \langle \bar{S} \bar{S}_n \rangle_m}{\langle \bar{S}^2 \rangle_m} \quad (11)$$

где $\bar{S} = \langle S \rangle_{2,mm}$ - очищенный с помощью F -преобразования экспериментальный сигнал, а $\bar{S}_n = \langle S_n \rangle_{2,mm}$ - случайный шум, подвергнутый действию F -преобразования, A - амплитуда первой доплеровской гармоники, вычисленная из очищенного экспериментального сигнала с помощью Q -преобразования, как это описано в предыдущем разделе.

Величина, определяемая формулой (10), представляет собой производную истинной фазы по приближенной. Величина, представленная формулой (11), является оценкой отклонения величины определяемой формулой (10) от единицы. Указанное отклонение определяется наличием случайного шума в экспериментальном сигнале – в его отсутствие отклонение тождественно равно нулю.

Величина, определяемая формулой (11), содержит случайную функцию $\bar{S}_n = \langle S_n \rangle_{2,mm}$, и поэтому сама является случайной функцией. В приближении случайного шума в экспериментальном сигнале стационарным белым шумом со спектром, ограниченным полосой пропускания сигнального тракта, можно определить дисперсию отклонения $D[\delta]$.

Дисперсия $D[\delta]$, как функция текущего значения фазы φ_0^{i-1} , выражается через моментальные значения доплеровской частоты F_D , амплитуды первой гармоники A , верхнюю границу полосы пропускания сигнального тракта F_b и мощность случайного шума W_n :

$$D[\delta](\varphi_0^{i-1}) = \frac{W_n}{A^2(\varphi_0^{i-1})} \frac{F_D(\varphi_0^{i-1})}{F_b} \left(B_1 + B_2 \left[\frac{d(\ln A)}{d\varphi^{i-1}} \right]^2 \right) \quad (12)$$

где B_1 и B_2 – постоянные коэффициенты, полностью определяющиеся двумя интегральными преобразованиями, примененными для очистки экспериментального сигнала и для вычисления производной истинной фазы по приближенной.

Интегрированием уравнения (10) по приближенной фазе получается приближение фазы для следующей итерации. Поскольку решаемая нами задача является некорректной, то ее решение требует введения ограничений при вычислении фазы. Полученное выражение дисперсии отклонения позволяет организовать процесс вычисления доплеровской фазы. Как было показано выше, при наличии случайного шума в экспериментальном сигнале производная истинной фазы по самой себе, вычисленная по формуле (19), отличается от единицы. Очевидно, что итеративный процесс вычисления фазы имеет смысл прекратить раньше, чем производная истинной фазы достигнет значения единицы. С приближением производной к единице решение все сильнее возмущается остаточным случайным шумом, что приводит к резкому нарастанию в решении высокочастотного шума.

Оценка временного разрешения

В отличие от оценки погрешности, временное разрешение относительно просто вычисляется на примере синтетического сигнала. В качестве такого сигнала использовалась синусоида с двумя разнесенными по времени разрывами фазы. На профиле скорости разрыв фазы восстанавливаются в виде двух пиков, амплитуда которых пропорциональна величине разрывов. Пики считались

разрешенными, если для них выполнялся критерий Релея – провал между ними был не менее 25% от значений в пиках.

Расчет показал, что временное разрешение почти полностью определяется интервалом интегрирования F -преобразования – временное разрешение составляет $\approx 1/2$ от его интервала интегрирования. Предельное разрешение было достигнуто на интервале интегрирования F -преобразования равного двум доплеровским периодам и было несколько меньше величины одного доплеровского периода. Интервал Q -преобразования оказывает влияние на сходимость процесса и мощность остаточного высокочастотного шума, практически не влияя на разрешение.

Организация итерационного процесс вычисления зависимости фазы от времени

С использованием преобразования Гильберта находилось приближенное решение, которое многократно (до 20 раз) усреднялось по доплеровскому периоду в каждой точке. Это заведомо гладкое решение использовалось в качестве нулевого приближения для очистки сигнала и дальнейшего вычисления производной истинной фазы по приближенной и оценки погрешности профиля скорости.

Величина отклонения фазы, вычисленная по формуле (12), ограничивала отличие производной фазы от единицы. То есть, если в какой-то точке производная фазы отклонялась от единицы менее чем на величину $\sqrt{D[\delta]}$, то производная фазы в этой точке считалась равной единице. Следующее приближение фазы получалась интегрированием первого уравнения формулы (19) по приближенной фазе. Обычно итерационный процесс сходился за 3-5 итераций.

Пример профиля и погрешность скорости, а также временного разрешения представлен на рисунке 1. Довольно просто показать, что относительная среднеквадратичная погрешность скорости тождественно равна $\sqrt{D[\delta]}$ и определяется формулой (12).

Погрешность производной фазы, определенная по формуле (12), представлена на рисунке 2. Видно, что погрешность меньше 1% на протяжении половины интервала восстановления, но, впрочем, достигнет величины 12% в наиболее глубокой перетяжке PDV-сигнала в момент времени 0,06 мкс. На протяжении остальной половины интервала восстановления погрешность принимает промежуточное значение.

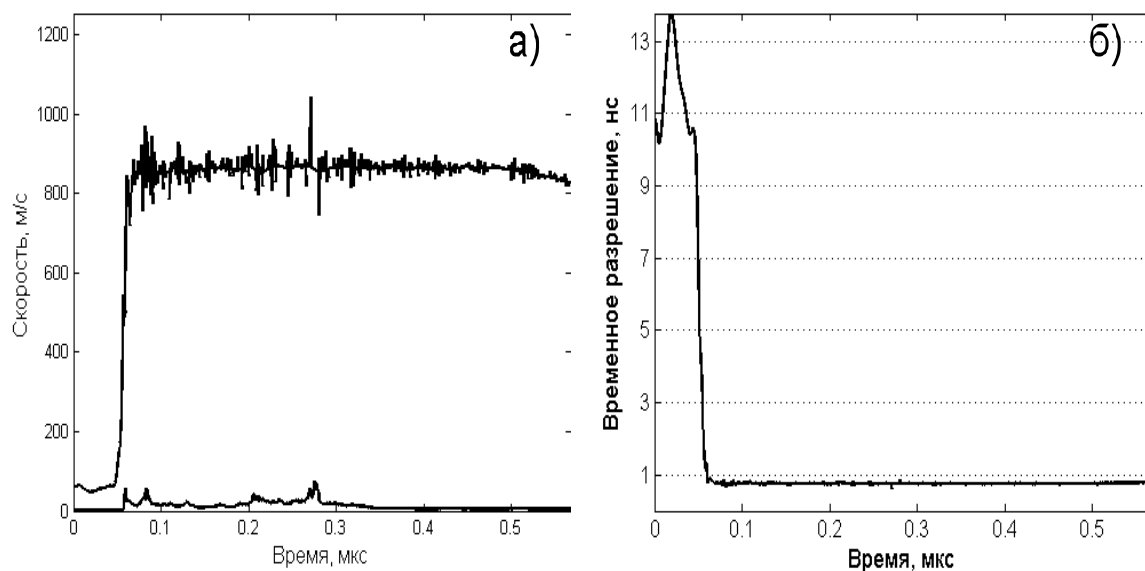


Рисунок 1. Пример восстановления. а) – восстановленный профиль скорости (верхняя кривая) и её среднеквадратичная погрешность (нижняя кривая). б) – временное разрешение. Разрешение преобразования лучше 1-го доплеровского периода

Отметим, что характерный разброс высокочастотного шума на профиле скорости на рисунке 1 в основном меньше дисперсии и изредка превышает значения двух дисперсии, достигая трёх. Характерная частота этого разброса находится между первой и второй доплеровской.

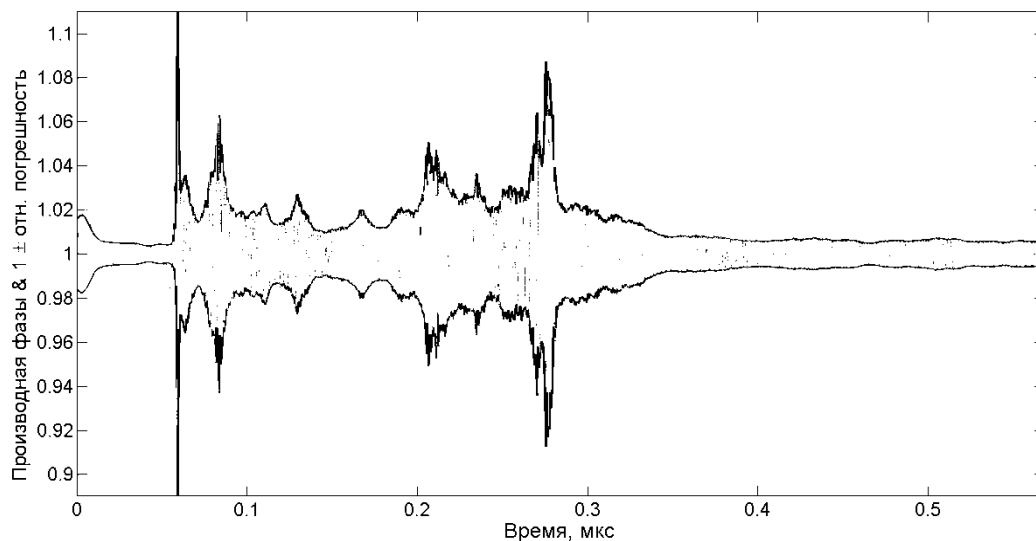


Рисунок 2. Производная истинной фазы по приближённой совместно с оценкой погрешности этой величины. Осциллирующая кривая – производная фазы, определённая по формуле (10). Огибающие кривые – $1 \pm \sqrt{D[\delta]}$ – единица \pm относительная погрешность производной. Временное разрешение лучше доплеровского периода

Заключение

В работе представлен новый итеративный метод обработки PDV-сигнала, позволивший достичь разрешения меньше доплеровского периода для реальных экспериментальных сигналов. Погрешность метода является функцией отношения сигнал/шум, и может быть меньше одного процента даже для предельного временного разрешения.

Список литературы

1. D. H. Dolan. Accuracy and precision in photonic Doppler velocimetry. Rev. Sci. Instr., 81:053905, 2010.

ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

*Е.В. Бодров, Н.В. Невмержицкий, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский,
Е.В. Левкина, О.Л. Кривонос, А.С. Кучкарева, К.В. Анисифоров, С.В. Фролов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Гидродинамические неустойчивости (ГН) Релея-Тейлора, Рихтмайера-Мешкова, Кельвина-Гельмгольца [1]–[4] и вызванное ими турбулентное перемешивание (ТП) являются одним из препятствий при попытках достижения высоких плотностей энергии при инерциальном термоядерном синтезе.