

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ОБРАТНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ  
ДЛЯ ТОЧНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО  
СДВИГА ЧАСТОТЫ<sup>1</sup>© 2023 г. Ф. Л. Барков<sup>а,\*</sup>, Ю. А. Константинов<sup>а</sup><sup>а</sup>Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

\*e-mail: fbarkov@pstu.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 30.03.2023 г.

Принята к публикации 02.04.2023 г.

Представлен улучшенный метод извлечения бриллюэновского сдвига частоты при постобработке заданного спектра бриллюэновского усиления. Модификация метода позволила расширить границы его применимости в область зашумленных спектров с отношением сигнал/шум ниже 0 дБ. Модифицированный метод может быть успешно использован в распределенных волоконно-оптических датчиках, работающих на принципе рассеяния Бриллюэна, особенно в длинных сенсорных линиях.

DOI: 10.31857/S003281622305004X, EDN: ZIMKSH

## ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические датчики находят все большее применение в различных областях науки и техники. Значимую роль играют датчики на основе бриллюэновского рассеяния. Поскольку бриллюэновское рассеяние представляет собой неупругий эффект взаимодействия фотонов с акустическими колебаниями решетки – фононами, изменение энергии фотона напрямую связано с энергией фонона. Бриллюэновский сдвиг частоты (БСЧ) фотона  $\nu_b$  задается соотношением  $\nu_b = 2nv/\lambda$ , где  $n$  – показатель преломления,  $v$  – скорость звука продольной акустической волны,  $\lambda$  – длина волны в вакууме. Как показатель преломления, так и скорость звука зависят от внешних воздействий, например температуры и деформации, поэтому определение БСЧ может дать информацию о величине этих воздействий вдоль волокна.

Различают спонтанное и вынужденное бриллюэновское рассеяние. Спонтанное рассеяние происходит на термически активированных фононах, которые имеются в волокне при любой ненулевой температуре. При вынужденном рассеянии роль играют фононы, искусственно создаваемые за счет эффекта электрострикции (изменения плот-

ности материала под действием сильного электромагнитного поля). Для создания таких фононов в волокно с разных концов запускаются две оптические волны разной частоты.

На спонтанном рассеянии работают бриллюэновские рефлектометры временной области, на вынужденном – бриллюэновские анализаторы временной области.

Поскольку вынужденное рассеяние имеет примерно на два порядка большую мощность, в основном применяются бриллюэновские анализаторы временной области, особенно при большой длине измеряемой линии. В волокно с одного конца запускается непрерывная зондирующая оптическая волна с частотой  $\nu$ , с другого – импульсная волна накачки с большей частотой  $\nu + \Delta\nu$ . Интенсивность перекачки мощности из волны накачки (а следовательно, и мощность, регистрируемая фотоприемником) зависит от соотношения разности частот  $\Delta\nu$  и БСЧ  $\nu_b$ . Теоретическая зависимость логарифмического коэффициента усиления от разности частот описывается функцией Лоренца:  $g(\Delta\nu) = g_B(\Delta/2)^2/((\Delta/2)^2 + (\Delta\nu - \nu_b)^2)$ , где  $g$  – логарифмический коэффициент усиления,  $g_B$  – пиковый коэффициент усиления,  $\Delta$  – ширина линии. Максимум достигается при  $\Delta\nu = \nu_b$ . Меняя частоту накачки, получают экспериментальный спектр бриллюэновского усиления пробной волны.

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

Существует и другой подход [1], при котором волна накачки – непрерывная, а пробная волна – импульсная. Принцип действия совершенно аналогичен, только спектральное сканирование осуществляется по частоте пробной волны, а результатом является спектр бриллюэновского поглощения волны накачки. Несомненным плюсом такого подхода является большая мощность полезного отклика (поскольку при этой схеме именно в волну накачки закачивается большая часть мощности).

Для типового волокна характерными значениями являются: БСЧ = 11 ГГц,  $\Delta = 30\text{--}40$  МГц, чувствительность БСЧ к температуре – 1 МГц/К, к деформации –  $40\text{--}50$  МГц/(1000  $\mu\text{е}$ ). Таким образом, точность извлечения БСЧ из спектра бриллюэновского усиления или поглощения напрямую влияет на точность датчика. Например, для измерения температуры с точностью 1 К необходимо определить БСЧ с погрешностью не более 1 МГц.

В целом, независимо от используемого алгоритма, ошибка определения БСЧ обратно пропорциональна отношению сигнал/шум (ОСШ) имеющегося спектра, пропорциональна корню квадратному из шага сканирования по частоте и корню квадратному из ширины бриллюэновского спектра [2]. Уменьшение шага сканирования, равно как и накопление сигнала (очевидным образом приводящее к повышению ОСШ), ведет к повышению точности датчика, но в то же время уменьшает его быстродействие. Поэтому основными направлениями развития бриллюэновской рефлектометрии временной области являются повышение ОСШ не за счет накопления [3–6] и поиск новых алгоритмов извлечения БСЧ.

Используемые алгоритмы можно разбить на три большие группы.

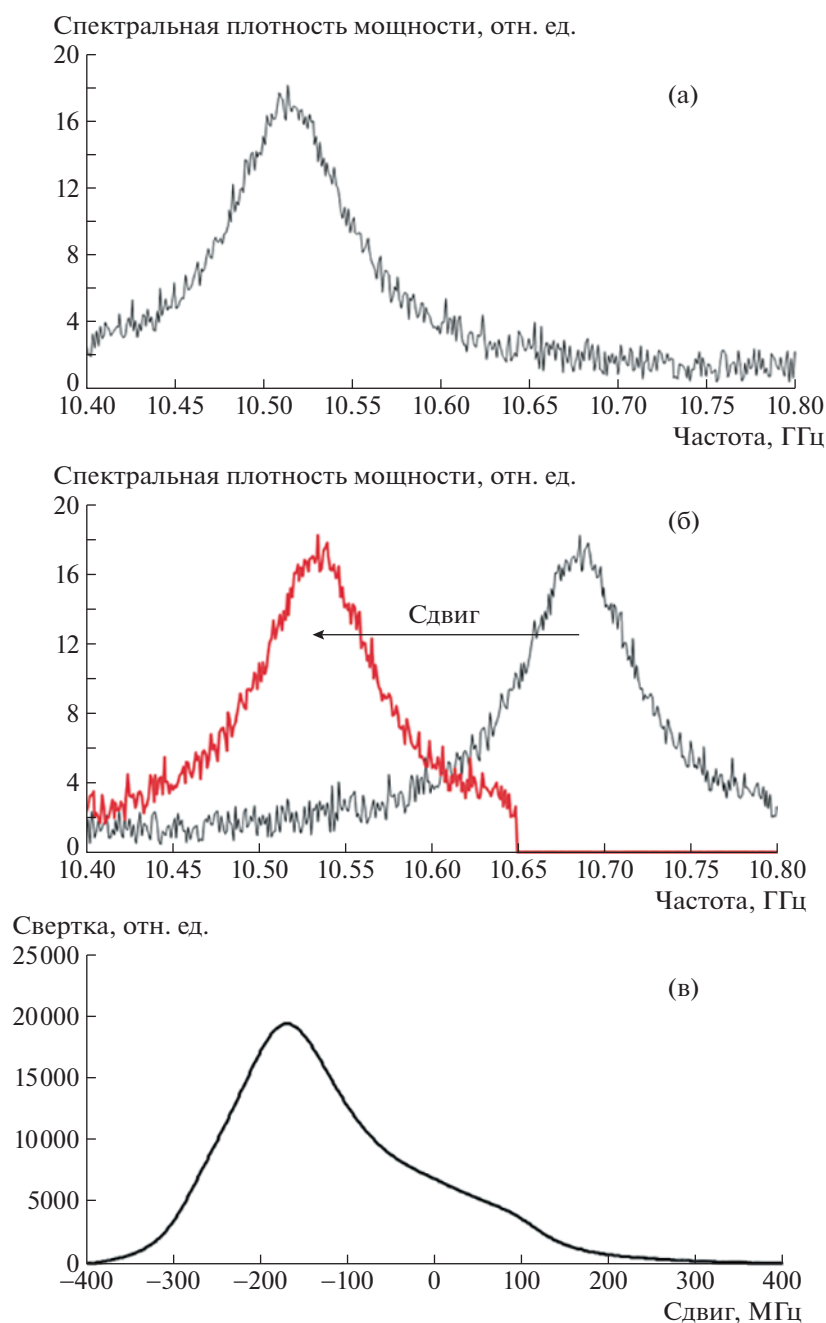
1. Реконструкция спектра [7–10]. Обычно используется аппроксимация спектра функцией Лоренца. Параметры функции – координата центра, ширина на полувысоте и амплитуда – определяются на основе исходных точек спектра. Для рассматриваемой задачи поиска БСЧ достаточно определения одной только координаты центра. Стоит отметить, что алгоритмы реконструкции постоянно оптимизируются с точки зрения как скорости, так и точности определения параметров. Большинство коммерческих рефлектометров и анализаторов оснащены именно такими встроенными алгоритмами.

2. Корреляционные методы [11, 12]. Обычно они представляют собой вычисление взаимно-корреляционной функции заданного спектра и некоторых эталонных спектров. БСЧ определяется тем, с каким из эталонных спектров было достигнуто максимальное значение взаимно-корреляционной функции.

3. Методы машинного обучения (нейросетевые алгоритмы) [13–18]. На этапе обучения система ищет связи между какими-то характеристиками спектров и БСЧ, а на этапе измерения определяет БСЧ по характеристикам заданного спектра, используя найденные связи. Либо сразу ищется связь между характеристиками спектра и измеряемыми физическими величинами (например, температурой или деформацией), а БСЧ как “промежуточное звено” может быть вообще исключен из рассмотрения.

Несколько лет назад авторами данной работы был предложен метод обратной корреляции (МОК) [19]. Суть метода состоит в отражении имеющегося спектра относительно центральной частоты просканированного диапазона и поиске такого сдвига отраженного спектра относительно изначального, при котором пики этих двух спектров максимально наложатся друг на друга. Например, если в исходном спектре максимум находится ровно на центральной частоте, то и в отраженном спектре он будет там же, соответственно оптимальный сдвиг равен нулю. А если в исходном спектре максимум находится на  $1/4$  расстояния от левой границы спектра, то в отраженном он будет находиться уже на  $1/4$  расстояния от правой границы, и оптимальный сдвиг будет равен  $1/2$  спектра. Во всех деталях метод описан в [19]. Оказалось, что, несмотря на всю свою простоту, МОК дает отличные результаты при низких значениях ОСШ и может даже превосходить методы реконструкции лоренцевского спектра, причем выигрыш от использования МОК при низких ОСШ тем больше, чем больше точек в спектре (т.е. чем меньше шаг сканирования при заданном полном диапазоне). Объяснялось это тем, что значение свертки двух случайных (шумовых) величин при повышении мелкости разбиения растет пропорционально  $\sqrt{N}$ , где  $N$  – количество точек разбиения, а значение свертки сигналов пропорционально  $N$ .

Пример работы МОК приведен на рис. 1. На рис. 1а показан исходный спектр (спектральная плотность мощности выражена в условных единицах), а на рис. 1б – отраженный (справа) и отраженный сдвинутый (слева) спектры. Величина сдвига варьируется от  $-400$  до  $+400$  МГц, поскольку диапазон сканирования по частоте составляет именно 400 МГц. На рис. 1в приведена зависимость свертки исходного и отраженного сдвинутого спектров от величины сдвига. Максимум свертки приходится на значение  $-170$  МГц. Таким образом, определенное с помощью МОК положение максимума бриллюэновского пика составляет  $10600 + (-170/2) = 10515$  МГц, здесь 10600 МГц – центральная частота в диапазоне сканирования, а  $-170$  МГц нужно делить пополам по той причине, что при сдвиге исходного спек-



**Рис. 1.** Иллюстрация работы МОК: **а** – исходный спектр (спектральная плотность мощности выражена в условных единицах); **б** – отраженный несдвинутый (справа) и отраженный сдвинутый (слева) спектры; **в** – корреляционная кривая – зависимость значения свертки от величины сдвига.

тра вправо (влево) отраженный спектр сдвигается ровно на ту же величину влево (вправо). Точное значение максимума бриллюэновского пика для спектра на рис. 1, где использовался сгенерированный с известными параметрами спектр, составляет 10513.8 МГц. Таким образом, в данном примере ошибка определения максимума составила 1.2 МГц.

Позднее в работе [20] были предприняты попытки совместного применения МОК с нейросе-

тевыми методами и с методами реконструкции спектра. Совместное применение с методами реконструкции спектра не дало каких-либо значимых результатов, а последовательное применение МОК и нейросетевого алгоритма на основе обобщенной линейной модели позволило добиться уменьшения ошибки в определении БСЧ на 0.4–1.6 МГц в зависимости от ОСШ.

По приведенной выше классификации МОК логично отнести к корреляционным методам,

хоть никакие эталонные спектры при этом и не используются.

В данной работе исследуются возможности усовершенствования МОК с целью его потенциального применения при обработке спектров с еще более низкими ОСШ.

### МЕТОДОЛОГИЯ

Несмотря на название “метод обратной корреляции”, в [19] для поиска оптимального сдвига отраженного спектра относительно исходного использовался поиск максимума не корреляции, а свертки двух сигналов. Действительно, коэффициент корреляции по Пирсону двух дискретно-заданных сигналов  $F_1$  и  $F_2$  равен [21]

$$r = \frac{\langle F_1 F_2 \rangle - \langle F_1 \rangle \langle F_2 \rangle}{\sigma_{F_1} \sigma_{F_2}},$$

где  $\langle \rangle$  – оператор усреднения, а  $\sigma$  – дисперсии соответствующих сигналов.

При сдвиге меняется только  $\langle F_1 F_2 \rangle$ , поэтому максимум коэффициента  $r$  должен совпадать с максимумом  $\langle F_1 F_2 \rangle$ , а значит, и с максимумом  $\sum F_1^i F_2^i$ , где суммирование производится по всем точкам. Выражение  $\sum F_1^i F_2^i$  и представляет собой свертку сигналов.

Однако следует отметить, что при сдвиге сигнал  $F_2$  может выйти за границы области определения. Например, пусть сигнал  $F_1$  состоит из 400 значений с индексами от 1 до 400. Отраженный несдвинутый сигнал состоит из тех же 400 точек в обратной последовательности:  $F_2^i = F_1^{400-i}$ . При сдвиге на 10 точек влево  $F_2^{11}$  перейдет в  $F_2^1$ ,  $F_2^{12}$  – в  $F_2^2$  и т.д., вплоть до перехода  $F_2^{400}$  в  $F_2^{390}$ . Но самые левые точки  $F_2^1 - F_2^{10}$  никуда не переходят, а точкам  $F_2^{391} - F_2^{400}$  нет соответствия в несдвинутом сигнале. Для того чтобы размерности  $F_1$  и  $F_2$  совпадали, недостающие значения сдвинутого отраженного сигнала (в рассматриваемом примере это точки с  $F_2^{391}$  по  $F_2^{400}$ ) в [19] заполнялись нулями.

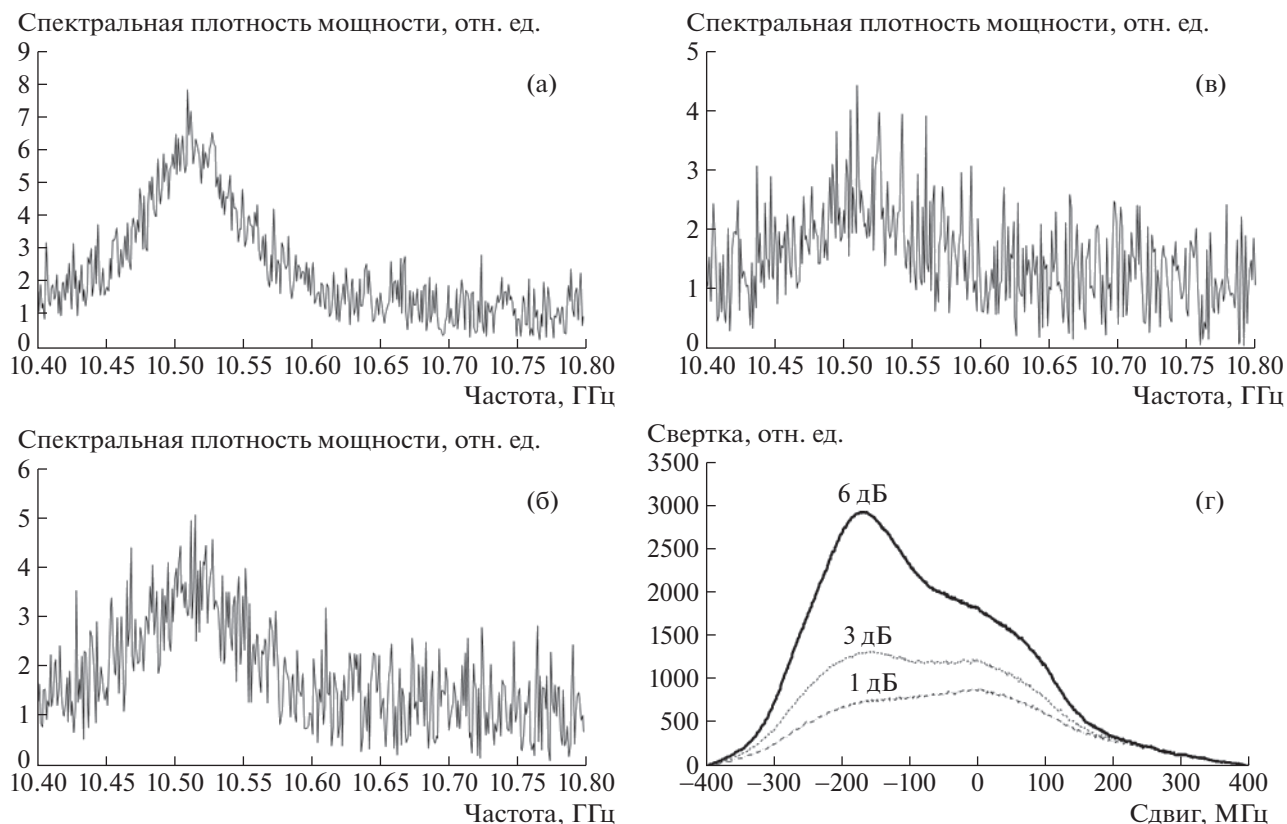
Строго говоря, при такой процедуре  $\langle F_2 \rangle$  начинает зависеть от сдвига (чем больше сдвиг, тем больше ненулевых изначальных элементов заменено на нулевые), и вышеприведенные доводы в пользу того, что максимум свертки совпадает с максимумом корреляции, теряют силу. Отсюда возник первый (I) подход: проверить, как поведет себя метод при замене поиска максимума свертки на поиск максимума корреляции по Пирсону.

Впоследствии дополнительно выяснилось, что при обработке реальных спектров с очень низким

ОСШ возникает еще одна проблема. В [19] авторы с ней не столкнулись, поскольку там при моделировании бралась шумовая компонента, равномерно распределенная в диапазоне  $[-Ш_{\max}, Ш_{\max}]$ , где  $Ш_{\max}$  – максимальное значение шума, т.е. среднее значение шума было равно нулю. В реальных же спектрах значения спектральной плотности мощности не могут быть отрицательными, вдобавок статистический анализ показал, что шум распределен по нормальному, а не равномерному закону.

На рис. 2 представлены корреляционные кривые зависимости свертки от сдвига для различных ОСШ при обработке сигнала с ненулевым средним шумом. Для непрерывного исходного спектра, не содержащего шума и определенного во всем частотном диапазоне  $[0, \infty)$ , корреляционная кривая должна представлять собой идеальную функцию Лоренца с шириной, равной двойной ширине исходного спектра (подробный вывод этого соотношения приведен, например, в работе [20]). В реальности же, во-первых, имеется не весь спектр, а лишь его часть, попавшая в диапазон сканирования по частоте (из-за чего и приходится добавлять нулевые элементы по краям при сдвиге), во-вторых, спектр не непрерывен, а дискретен, и в-третьих, он содержит ненулевой шум. Все эти факторы приводят к отклонению реальной корреляционной кривой от идеальной функции Лоренца. Но если при умеренных ОСШ замена недостающих элементов нулями приводит лишь к излому кривой и никак не влияет на поиск максимума, то при очень низких ОСШ картина кардинальным образом меняется (см. рис. 2). Теперь максимум свертки вообще никак не зависит от положения сигнала, а всегда соответствует нулевому сдвигу (кривая для ОСШ = 1 дБ на рис. 2г). Этот факт достаточно просто объясняется. Вклад от произведений полезных сигналов достаточно мал из-за низкого ОСШ, а “паразитный” вклад из-за произведений шумовых составляющих тем больше, чем меньше искусственно введенных нулевых значений сигнала  $F_2$ . При нулевом сдвиге таких нулевых значений нет вовсе, и свертка имеет максимальное значение. Соответственно МОК в том виде, как представлено в [19], полностью теряет работоспособность.

Однако если бы замена недостающих элементов осуществлялась не нулями, а средним значением шума в изначальном спектре, то свертки от слабо сдвинутых сигналов перестали бы заведомо выигрывать по значению у свертки от сильно сдвинутых сигналов. В таком случае влияние вклада от произведения недостающих элементов (с  $F_2^{391}$  по  $F_2^{400}$  в вышерассмотренном примере) на соответствующие элементы  $F_1$  будет примерно таким же (с точностью до статистической погрешности), как и вклад от других шумовых элемен-



**Рис. 2.** Эволюция корреляционной кривой при уменьшении ОСШ: а–в – исходные спектры с одинаковым положением максимума, но убывающим ОСШ: 6 дБ (а), 3 дБ (б), 1 дБ (в); г – соответствующие корреляционные кривые.

тов. Или же, что абсолютно эквивалентно, можно из начального сигнала вычесть средний шум и потом уже применять алгоритм, использованный в [19]. В этом состоит второй подход (II) (рис. 3) – работать не с исходным спектром, а с предварительно обработанным, из которого уже вычтен средний шум. Конечно, такой сигнал выглядит немного необычным с точки зрения физики – спектральная плотность мощности принимает отрицательные значения в определенных точках, зато дополнение нулями при сдвиге не приводит к сильному изменению сигнала.

Пример, приведенный на рис. 3, демонстрирует эффективность такого подхода. Максимум корреляционной кривой после предварительной обработки спектра больше не приходится на нулевой сдвиг, он вернулся туда, где находился при высоких ОСШ.

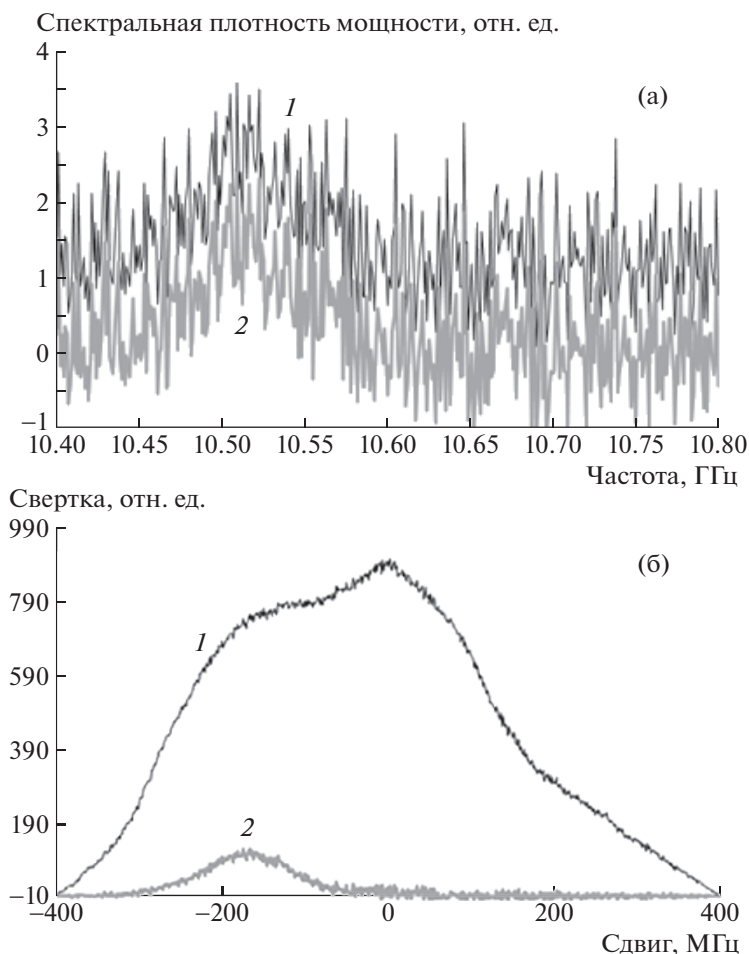
Задачу определения среднего шума при этом предлагается решить следующим образом. Ширина лоренцевского пика в спектре бриллюэновского рассеяния примерно известна, соответственно известно количество точек, в которых полезный сигнал имеет большое значение. Исключив из рассмотрения, скажем, вдвое-втрое большее количество точек в исходном спектре с наибольшими значениями и усреднив значение спектральной плотности мощности по остав-

шимся, мы и получим средний шум. При этом не имеет значения, что оставшиеся точки могут не составлять непрерывного диапазона (после исключения наибольших элементов могут остаться точки из области полезного сигнала и, наоборот, не остаться из области шума), поскольку не имеет значения, отбросили мы точку из шумовой области или точку с таким же значением из области сигнала. Данный алгоритм был проверен на сгенерированных спектрах с разным ОСШ и дал отличные результаты при исключении как вдвое, так и втрое большего количества точек, чем ширина лоренцевского пика.

Наконец, третий подход (III) заключается в том, чтобы объединить два предыдущих: работать с предварительно обработанным спектром и искать максимум корреляции.

Все три подхода апробировались следующим образом.

1. Задавалось определенное ОСШ.
2. Генерировалось 1000 спектров с заданным ОСШ и случайным положением максимума бриллюэновского рассеяния. Шумовая компонента имела ненулевое среднее значение и распределена по нормальному закону.



**Рис. 3.** Иллюстрация работы модифицированного по подходу II МОК: **а** – исходный (1) и обработанный путем вычитания среднего шума (2) спектры; **б** – корреляционные кривые, полученные при обработке исходного (1) и обработанного (2) спектров.

3. Для каждого из 1000 спектров всеми тремя новыми методами, а также старым методом из работы [19] определялось значение частоты бриллюэновского пика.

4. Проводилось усреднение модуля невязки между найденным и сгенерированным значением частоты бриллюэновского пика для каждого из методов.

5. Процедура повторялась для других ОСШ.

Все моделирование проводилось с помощью специально разработанного авторами программного обеспечения, модифицированного по сравнению с программным обеспечением, использованным при получении результатов, изложенных в работе [19]. Использовался объектно-ориентированный код на языке C#.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 представлены полученные зависимости усредненной ошибки определения БСЧ от ОСШ при следующих параметрах исходного

спектра: диапазон сканирования по частоте 10400–10800 МГц, шаг сканирования 4 МГц (т.е. спектр состоит из 100 точек), полуширина бриллюэновского спектра 40 МГц, пик бриллюэновского рассеяния имеет случайное значение в диапазоне 10450–10750 МГц.

Видно, что обычный МОК утрачивает работоспособность, начиная примерно с ОСШ, равного 5 дБ, в то время как все три его модификации в этот момент дают еще приемлемую точность определения БСЧ. Выигрыш в диапазоне ОСШ составляет порядка 5 дБ.

Не наблюдается существенного различия в результатах всех трех модификаций. Авторы объясняют это тем, что любой из подходов (I или II) устраняет проблему, связанную с заменой ненулевых шумовых точек на нулевые. Это обусловлено тем, что при подходе II сигнал вообще не искажается при замене, а при подходе I падение свертки сигналов при замене ненулевых точек на нулевые компенсируется пропорциональным из-

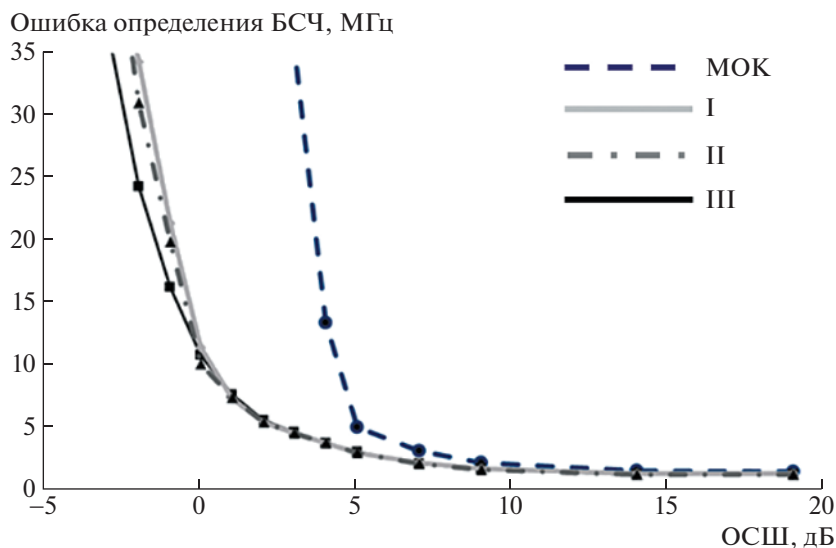


Рис. 4. Зависимость усредненной ошибки определения БСЧ при диапазоне сканирования 400 МГц и шаге сканирования 4 МГц для МОК [19] и его модификаций I–III.

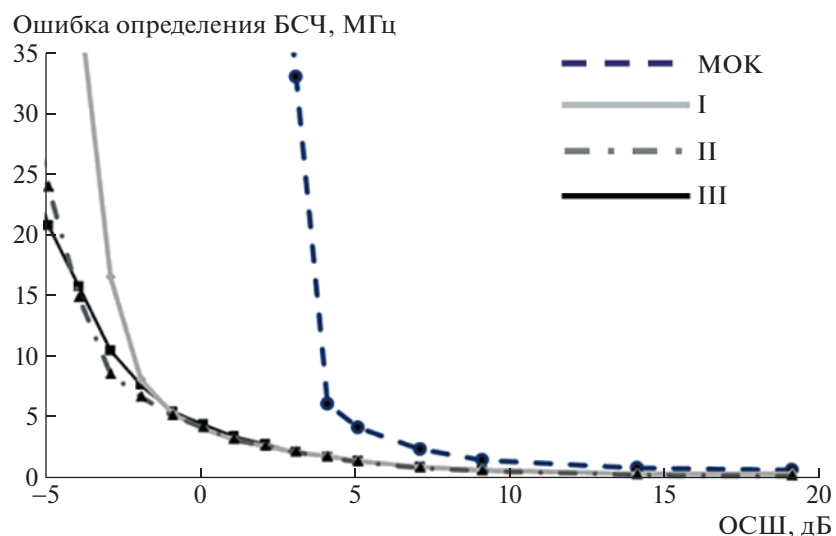


Рис. 5. Зависимость усредненной ошибки определения БСЧ при диапазоне сканирования 400 МГц и шаге сканирования 0.5 МГц для МОК [19] и его модификаций I–III.

менением  $\langle F_2 \rangle$ . Соответственно подход III дополнительного выигрыша в точности уже не дает.

Рис. 5 содержит аналогичные результаты, но при шаге сканирования 0.5 МГц (800 точек в спектре).

Результаты аналогичны результатам предыдущего эксперимента, однако выигрыш в диапазоне ОСШ значительно больше, т.е. модифицированные методы продолжают давать приемлемый результат, даже в области отрицательных ОСШ.

Необходимо отметить, что дополнительного выигрыша в ОСШ по сравнению с результатами, представленными в работе [19], не получено. Однако результаты из работы [19] получены только на спектрах с нулевым средним значением шума, а при обработке реальных спектров точность

обычного МОК значительно падает, модифицированные же методы работают при любом шуме.

В заключение стоит дать ответ на вопрос – какая же из представленных модификаций МОК наиболее эффективна? С точки зрения количества арифметических операций оптимален подход II, поскольку для вычисления свертки сигналов требуется меньше операций, чем для вычисления корреляции по Пирсону. Однако вычислительные затраты всех методов сравнительно небольшие (например, весь расчет данных для рис. 4 занимает менее 5 мин на бюджетном офисном компьютере), поэтому логично пользоваться наиболее простым подходом I, тем более что в этом случае не требуется вычисления среднего значения шума.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были изучены варианты модификации МОК для обработки полученных в экспериментах спектров с ненулевым средним шумом. Полученные с помощью моделирования результаты свидетельствуют о том, что модифицированный метод продолжает быть эффективным в области низких ОСШ, где обычный МОК, описанный в работе [19], уже перестает работать. Выигрыш в диапазоне ОСШ может составлять несколько децибел и зависит от количества точек в спектре: чем больше точек, тем больше выигрыш.

Поскольку корреляционные кривые в модифицированном методе лишены изломов, характерных для обычного МОК [19], в дальнейшем планируется скомбинировать модифицированный метод с методом реконструкции лоренцевского спектра. Возможно, это позволит корректно извлекать БСЧ из спектров с еще более низким ОСШ: нижняя кривая на рис. 4б имеет значительно более высокое ОСШ, чем нижняя кривая на рис. 4а, следовательно, и лоренцевская реконструкция формы должна дать лучшие результаты. Как уже отмечалось, попытки встроить в цепочку методов обработки обычный МОК не принесли значительных улучшений [20].

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № АААА-А19-119042590085-2.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.И. Кривошееву за плодотворные дискуссии и А.Р. Давыдову за помощь в проведении статистических вычислений при выявлении закона распределения шумовой компоненты спектров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bao X., Webb D.J., Jackson D.A. // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 1561. <https://doi.org/10.1364/OL.18.001561>
2. Soto M.A., Thévenaz L. // Opt. Express. 2013. V. 21. P. 31347. <https://doi.org/10.1364/OE.21.031347>
3. Feng C., Preussler S., Kadum J., Schneider T. // Sensors. 2019. V. 19. P. 2878. <https://doi.org/10.3390/s19132878>
4. Li C., Lu Y., Zhang X., Wang F. // Electron. Lett. 2012. V. 48. № 18. P. 1139. <https://doi.org/10.1049/el.2012.1248>
5. Urricelqui J., Sagues M., Loayssa A. // Opt. Express. 2014. V. 22. № 15. P. 18195. <https://doi.org/10.1364/OE.22.018195>
6. Zhou F., Gan J., Lv H., Cui L. // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 2018. V. 189. P. 032026. <https://doi.org/10.1088/1755-1315/189/3/032026>
7. Feng C., Lu X., Preussler S., Schneider T. // J. Light. Technol. 2019. V. 37. P. 5231. <https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2930919>
8. Li C., Li Y. // Proc. of the 2009 5th International Conference on Wireless Communications, Networking and Mobile Computing Beijing, China. 2009. P. 24. <https://doi.org/10.1109/WICOM.2009.5303692>
9. Yan Z., Zhong S., Lin L., Cui Z. // Mathematics. 2021. V. 9. P. 2176. <https://doi.org/10.3390/math9172176>
10. Amini K., Rostami F. // J. Comput. Appl. Math. 2015. V. 288. P. 341. <https://doi.org/10.1016/j.cam.2015.04.040>
11. Horiguchi T., Masui Y., Zan M. // Sensors. 2019. V. 19. P. 1497. <https://doi.org/10.3390/s19071497>
12. Farahani M.A., Castillo-Guerra E., Colpitts B.G. // Opt. Lett. 2011. V. 36. P. 4275. <https://doi.org/10.1364/OL.36.004275>
13. Ruiz-Lombera R., Fuentes A., Rodriguez-Cobo L., Lopez-Higuera J.M., Mirapeix J. // J. Light. Technol. 2018. V. 36. P. 2114. <https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2805362>
14. Lalam N., Venketeswaran A., Lu P., Buric M.P. Probabilistic deep neural network based signal processing for Brillouin gain and phase spectrums of vector BOTDA system // Optical Interconnects XXI / Eds. H. Schröder, R.T. Chen, WA, USA, Bellingham: SPIE, 2021. V. 11692. P. 1169213. <https://doi.org/10.1117/12.2578509>
15. Wu H., Wan Y., Tang M., Chen Y., Zhao C., Liao R., Chang Y., Fu S., Shu P.P., Li D. // J. Light. Technol. 2019. V. 37. P. 2648. <https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2876909>
16. Karapanagiotis C., Wosniok A., Hicke K., Krebber K. // Sensors. 2021. V. 21. P. 2724. <https://doi.org/10.3390/s21082724>
17. Nordin N.D., Zan M.S.D., Abdullah F. // Photonics. 2020. V. 7. P. 79. <https://doi.org/10.3390/photonics7040079>
18. Nordin N.D., Zan M.S.D., Abdullah F. // Opt. Fiber Technol. 2020. V. 58. P. 102298. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102298>
19. Barkov F.L., Konstantinov Y.A., Krivosheev A.I. // Fibers. 2020. V. 8. P. 60. <https://doi.org/10.3390/fib8090060>
20. Nordin N.D., Abdullah F., Zan M.S.D., Bakar A.A., Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 2677. <https://doi.org/10.3390/s22072677>
21. Konstantinov Yu.A., Kryukov I.I., Pervadchuk V.P., Toroshin A.Yu. // Quantum Electronics. 2009. V. 39 № 11. P. 1068. <https://doi.org/10.1070/QE2009v039n11ABEH014171>