

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535.36

ВЛИЯНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОЙ ДИСКРЕТИЗАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО АНАЛИЗАТОРА¹

© 2026 г. Н. Р. Поддубровский*, И. А. Лобач, С. И. Каблуков

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения

Российской академии наук

Российская Федерация, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

**E-mail: pod_nikita@iae.nsk.su*

Поступила в редакцию 20.04.2026

После доработки 09.06.2026

Принята к публикации 05.06.2026

Теоретически и экспериментально исследовано влияние метода нерегулярной дискретизации перестройки оптической частоты на характеристики бриллюэновского анализатора. Показано, что случайность моментов смены частоты приводит к уширению бриллюэновского контура, снижению его амплитуды и изменению эффективного шага сканирования. Результаты моделирования бриллюэновского анализатора на основе самосканирующего лазера согласуются с экспериментами, что может быть использовано при дальнейшей разработке более простых систем бриллюэновского анализатора.

Ключевые слова: бриллюэновский анализ, нерегулярная дискретизация, самосканирующий лазер, процесс восстановления.

1. ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические сенсорные системы (РВОСС) занимают особое место среди измерительных устройств [1]. Такие системы позволяют определять распределение температуры, деформации, вибрации или других физических параметров вдоль протяженных линий — вплоть до сотен километров — с пространственным

¹ Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2026”, Россия, Пермь, 26–28 мая 2026 г.

разрешением от единиц метров до единиц сантиметров [2]. Более того, многие РВОСС позволяют использовать стандартное телекоммуникационное волокно в качестве чувствительного элемента, что значительно упрощает их интеграцию в инфраструктуру [3]. Базовый принцип работы РВОСС основан на введении в волоконную линию зондирующего излучения и анализе рассеянного сигнала. Среди различных типов распределенных систем особого внимания заслуживают системы на основе рассеяния Мандельштама–Бриллюэна [4]. Подобные системы обладают чувствительностью к температуре и деформации, что делает их весьма привлекательными в задачах мониторинга состояния конструкций. Наиболее изученной и распространенной конфигурацией среди подобных систем является бриллюэновский анализатор (БА). Работа БА основана на взаимодействии двух встречных волн – короткоимпульсной накачки и непрерывного пробного излучения – в волоконной линии, в результате которого происходит резонансный перенос энергии от одной волны к другой [4]. Максимум взаимодействия достигается при разности частот, равной частоте бриллюэновского сдвига (ЧБС), точное значение которого зависит от локальной температуры и деформации волокна. Измерение ЧБС требует обеспечения стабильной разности частот двух волн вблизи частоты, равной 11 ГГц, с возможностью сканирования с шагом в единицы мегагерц. Это требование является довольно сложным для реализации с технической точки зрения, поскольку требует либо использования сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники (например, электрооптических модуляторов и СВЧ-синтезаторов), либо обеспечения высокоточной системы стабилизации и связи частот двух независимых лазеров [5]. Именно требования к стабильности разностной частоты и свойствам ее перестройки делают такие БА одной из самых дорогостоящих конфигураций РВОСС [6] и значительно ограничивают возможности их широкого внедрения для решения практических задач.

По этой причине большой интерес представляет поиск подходов и техник, которые позволили бы смягчить требования к источникам излучения в системах БА. Перспективным направлением упрощения БА является использование свойств нерегулярности сканирования во временной области. Следует отметить, что сам по себе подход нерегулярной дискретизации (НРД) достаточно давно известен в области обработки данных [7]. Если в классических системах при измерении чего-либо используется строго периодическая сетка по времени, то в системах с НРД используется сетка с непостоянным периодом. В области науки, посвященной обработке сигналов, показано, что использование такого подхода позволяет обойти ограничение, связанное с максимальной измеряемой частотой сигналов [8]. Подобный подход широко используется

в задачах спектроскопии ядерного магнитного резонанса [9], однако использование подхода НРД в задачах РВОСС на данный момент слабо изучено и ограничено единичными работами [10].

Тем не менее недавно был представлен БА на основе самосканирующего лазера (ССЛ) [11–13]. Такие лазеры обеспечивают пассивную спектральную перестройку по частотам, соответствующим модам резонатора, и не требуют внешнего управления [14]. Однако их применение сопряжено с фундаментальной проблемой: несмотря на строгую дискретность шага перестройки по частоте, моменты изменения частоты являются случайными во времени. Существующие подходы к решению этой проблемы, такие как механическая стабилизация периода переключения, противоречат идее упрощения системы, так как они вводят дополнительные управляющие элементы и увеличивают время измерения [15]. В первой реализации БА на основе ССЛ осуществлялось разделение сигнала на участки, отвечающие разным частотам, и усреднение на этапе последующей обработки [11], однако это значительно увеличивало время измерения и нагрузку на узел обработки, а также ограничивало число усреднений несколькими десятками. Позже мы предложили эмпирическое использование НРД временной области в БА на основе ССЛ [12, 13]. Были показаны измерения в линии длиной 75 км с повторяемостью не хуже 1.2 МГц. Вместо попыток стабилизировать процесс перестройки измерения опирались на статистическую природу явления: предполагалось, что моменты переключения частоты являются независимыми случайными величинами, а усреднение большого числа элементарных измерений выполнялось напрямую без учета их временной нерегулярности. По своей сути, процесс перестройки частоты в ССЛ можно отнести к одному из частных случаев процессов восстановления (в англоязычной литературе «renewal theory») [16]. Тем не менее, несмотря на то что экспериментально была продемонстрирована возможность использования в БА лазера с нерегулярными моментами смены оптической частоты, до сих пор не были проведены комплексный анализ влияния параметров измерения на форму восстанавливаемого бриллюэновского спектра усиления (БСУ) и точность определения ЧБС.

В настоящей работе проведен анализ влияния НРД на восстанавливаемый контур в БА. Для этого процесс сканирования частоты ССЛ рассмотрен как процесс восстановления с гауссовской статистикой событий смены оптической частоты. Установлено, что нерегулярные во времени перескоки частоты приводят к уширению и сглаживанию БСУ, однако центральная частота пика БСУ может быть определена с точностью, сопоставимой со случаем регулярной дискретизации перескоков частоты. Получено теоретическое выражение, описывающее изменение шага сканирования при

наличии рассогласования среднего периода смены частоты лазера и периода опроса системы. Более того, показано, что существует эквивалентность между измерением на основе нерегулярной сетки во временной области и измерением с непрерывной перестройкой частоты со случайными отклонениями от линейного закона. Проведена экспериментальная верификация подхода на примере БА на основе эрбиевого ССЛ. Показано, что изменение среднего периода смены частоты лазера приводит к уширению БСУ, что согласуется с выводами теоретической части. Предлагаемый подход может не только найти свое применение в БА на основе ССЛ, но также значительно упростить и системы на основе других типов лазеров, например полупроводниковых.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

2.1 Постановка задачи

Имеются два излучения: одно с фиксированной частотой, другое с перестраиваемой. Обозначим разность оптических частот для этих излучений как ν . Предполагается, что величина ν близка к ЧБС тестируемого волокна (ν_{cent}). В системе присутствуют две временные последовательности. Первая временная последовательность соответствует моментам начала измерения t_i очередной рефлектограммы, т. е. моментам запуска зондирующих импульсов в волоконную линию, следующим с постоянным периодом Δt . При этом запуск первого импульса мы отсчитываем от момента синхронизации t_s . Вторая временная последовательность соответствует моментам смены частоты T_j , в которые частота одного из источников скачком увеличивается на фиксированное значение $\Delta \nu$ (см. рис. 1). В случае ССЛ $\Delta \nu$ определяется межмодовой частотой лазера [14]. Периоды времени между соседними перескоками частоты $\tau_j = T_{j+1} - T_j$ полагаются неотрицательными независимыми случайными величинами с нормальным распределением $N(\mu, \sigma^2)$, где $E(\tau_j) = \mu$ – математическое ожидание времени между перескоками, σ – дисперсия. В момент синхронизации t_s разностная частота принимается равной ν_{st} , а исходный контур БСУ $L(\nu)$ полагается симметричным и центрированным на частоте $\nu_{cent} = \nu_{st} + M\Delta \nu$, где M – целое число. В реальном БА измеряемый контур имеет лоренцевский профиль, центрированный на локальное значение ЧБС, а обеспечение фиксированной разностной частоты ν_{st} в момент времени t_s может быть достигнуто при использовании калибровочного участка волокна и сигнального триггера [13]. Из-за несовпадения моментов перескоков частоты T_j с моментами измерения t_i восстановленный контур $R(\nu)$ оказывается искаженным (см. верхний восстановленный контур на рис. 1). В ходе проведения измерения ЧБС проводится усреднение большого количества таких контуров $R(\nu)$. Таким образом,

необходимо оценить искажения усредненного результирующего контура по отношению к исходному контуру $L(v)$.

Рис. 1. Схема измерения с нерегулярной дискретизацией временной области

2.2 Случай фиксированного старта измерения

Для начала рассмотрим случай, в котором начальное измерение (t_s) происходит непосредственно в тот момент времени, когда разностная частота стала равной v_{st} (т.е. $T_0 = t_s = 0$). Пусть $S_k = \sum_{i=0}^{k-1} \tau_i$ – время k -го перескока. Следует отметить, что в такой формулировке задача анализа числа перескоков, произошедших к моменту времени M -го зондирующего импульса t_M , сводится к классической задаче процесса восстановления случайной величины [17], однако важным отличием является тот факт, что в классических задачах восстановления, как правило, анализируется пуассоновское распределение случайных величин [18], в то время как для ССЛ периоды времени между перескоками распределены нормальным образом. Рассмотрим момент времени t_M , соответствующий M -му зондирующему импульсу: $t_M = M\Delta t$. В силу независимости и нормального распределения τ_i величина S_k также распределена нормально: $S_k \sim N(k\mu, k\sigma^2)$. Вероятность того, что к моменту t_M произошло не менее k перескоков, определяется формулой

$$P(S_k \leq t_M) = \Phi\left(\frac{t_M - k\mu}{\sigma\sqrt{k}}\right), \quad (1)$$

где Φ – функция стандартного нормального распределения. Вероятность реализации числа перескоков, равного k , определяется как разность

$$P(S_k \leq t_M) - P(S_{k+1} \leq t_M) = \Phi\left(\frac{t_M - k\mu}{\sigma\sqrt{k}}\right) - \Phi\left(\frac{t_M - (k+1)\mu}{\sigma\sqrt{k+1}}\right). \quad (2)$$

Усредненный сигнал $R(t_M)$, измеряемый в момент t_M (т.е. для M -го импульса), представляет собой сумму вкладов функции исходного контура $L(v_k)$ от всех возможных реализаций количеств k перескоков с весовым множителем, определяемым вероятностью реализации k перескоков к моменту времени t_M :

$$R(t_M) = \sum_{k=0}^{k=\infty} [P(S_k \leq t_M) - P(S_{k+1} \leq t_M)] \cdot L(v_k). \quad (3)$$

Вычисляя $R(t_M)$ для всех M , можно восстановить контур, возникающий в результате длительного накопления сигнала. Следует отметить, что в случае $\Delta t \neq \mu$ среднее число перескоков к моменту t_M составляет $\langle k \rangle = t_M/\mu = M\Delta t/\mu$. Этот факт отвечает элементарной теореме восстановления [19]. Можно отметить, что ширина распределения, а также положение максимума изменяются пропорционально $\Delta t/\mu$. При $\Delta t > \mu$ каждому моменту

измерения в среднем соответствует менее одного перескока, или, напротив, более одного перескока при $\Delta t < \mu$. Это означает, что в практических системах за счет НРД может быть достигнуто уменьшение эффективного шага сканирования частоты при $\Delta t > \mu$. При этом для различающихся среднего периода смены частоты и периода следования зондирующих импульсов необходимо проводить перенормировку частотной оси: $\Delta \nu' = \Delta \nu \cdot \Delta t / \mu$.

2.3 Модифицированный процесс измерения

В общем случае начало измерений t_s может не совпадать с моментом перескока. Действительно, калибровочное волокно и сигнальный триггер позволяют лишь гарантировать, что в момент времени t_s выполняется равенство $\nu = \nu_{st}$. При этом отсутствует информация о моменте T_0 , когда частота стала равной ν_s . Следует отметить, что этот случай может быть назван модифицированным процессом восстановления [17]. В данном случае отдельно рассматривается момент времени, соответствующий первому перескоку частоты, а затем применяется упомянутая выше теория с известным во времени положением первого перескока частоты. Известно, что среднее время ожидания первого перескока $E(T_1)$ оказывается больше половины величины среднего времени $\mu/2$ между перескоками. Данный факт известен как “waiting time paradox” [20]. Для математического ожидания момента первого перескока в модифицированном процессе $E(T_1)$ справедливо следующее выражение:

$$E(T_1) = \frac{E(\tau^2)}{2E(\tau)} = \frac{\mu}{2} + \frac{\sigma^2}{2\mu}. \quad (4)$$

Таким образом, средний момент времени k -го перескока в приближении случайного времени первого перескока описывается следующей суммой:

$$E(T_k) = E(T_1) + (k-1)\mu = \mu k - \frac{\mu}{2} + \frac{\sigma^2}{2\mu}. \quad (5)$$

Тогда среднее число перескоков к моменту M -го измерения может быть оценено из соотношения

$$\mu k - \frac{\mu}{2} + \frac{\sigma^2}{2\mu} = M\Delta t, \quad (6)$$

т. е. оценка числа перескоков к моменту M -го измерения оказывается смещенной по сравнению со случаем фиксированного старта измерения:

$$k = \frac{M\Delta t}{\mu} + \frac{1}{2} - \frac{\sigma^2}{2\mu^2}. \quad (7)$$

Таким образом, в практической системе, в которой нет возможности обеспечить связь между моментами смены частоты и началом измерений, помимо изменения эффективного шага частоты, возникает систематический сдвиг, равный $1/2 - \sigma^2/2\mu^2$. Этот

сдвиг является постоянной добавкой, которая смещает положение максимума контура. Отметим, что этот сдвиг не искажает контур, поскольку он не содержит зависимости от номера измерения M . Поскольку эффект от учета случайности начала измерения сводится к сдвигу контура как целого, в разд. 3, описывающем моделирование, будет предполагаться, что момент начала измерений совпадает с моментом T_0 .

2.4. Линейная перестройка со случайными флуктуациями

Следует особо отметить, что данное рассмотрение может быть адаптировано для случая источника, перестраиваемого непрерывным образом с регулярными во временной области моментами измерения, но возможными случайными флуктуациями частоты. Подобная ситуация может легко возникнуть при использовании широко распространенных полупроводниковых лазеров, перестраиваемых при помощи изменения температуры. Малейшие нелинейности и флуктуации тока, управляющего термоэлектрическим элементом, приведут к возникновению нелинейности перестройки частоты во времени. Также в ходе перестройки частоты одного лазера частота другого лазера может флуктуировать вблизи некоторого среднего значения. Рассмотрим модель, в которой разностная частота изменяется непрерывно по закону $\nu(t) = \nu_0 + \alpha t + \varepsilon(t)$, где α – постоянная компонента скорости перестройки, а $\varepsilon(t)$ – случайный процесс с нулевым средним (например, винеровский [21]: $\varepsilon(t) \sim N(0, Dt)$, где D имеет смысл коэффициента диффузии). Если выбрать параметры так, чтобы совпадала асимптотика на бесконечности ($\alpha = \Delta\nu/\mu$, $D = \sigma^2(\Delta\nu)^2/\mu^3$), то распределение $\nu(t_M)$ в модели с непрерывной перестройкой будет совпадать с распределением $k\Delta\nu$ в модели со ступенчатой перестройкой по среднему и дисперсии. При большом числе перескоков ($M \gg 1$) различия в высших моментах также становятся пренебрежимо малыми благодаря центральной предельной теореме. Таким образом, модель со ступенчатой перестройкой и нормально распределенными нерегулярными значениями времени смены частоты может считаться эквивалентной модели непрерывной перестройки со случайными флуктуациями частоты. При исследовании системы, основанной на источнике со случайными флуктуациями в частотной области, указанным образом можно осуществить перевод параметров к виду, аналогичному случаю системы с НРД, и использовать выводы для анализа влияния случайности на систему и в этом случае.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для количественной оценки влияния нерегулярности перескоков частоты на форму БСУ было проведено численное моделирование в соответствии с описанной выше

моделью. Все расчеты выполнены при следующих базовых параметрах: среднее время между перескоками $\mu=1$ (в относительных единицах), шаг частотной сетки $\Delta\nu=6.35$ МГц, начальная частота $\nu_{st} = 0$, исходная ширина лоренцевского контура $\Gamma=40$ МГц, период следования зондирующих импульсов принят равным среднему времени перескока $\Delta t=\mu$, точка синхронизации t_s совпадает с моментом времени T_0 . Моделирование проводилось путем вычисления для каждого частотного индекса M (соответствующего M -му зондирующему импульсу) усредненной амплитуды $R(M)$ согласно выражению (3). Далее полученные контуры аппроксимировались лоренцевской функцией для определения ширины, положения центра и амплитуды. Следует отметить, что, считая точку t_s точкой привязки частоты, можно также рассчитать и амплитуды, которые наблюдались в более ранние моменты времени (т. е. когда $\nu<0$). Числа перескоков частоты, произошедших относительно $\nu=0$ к моментам времени $t_s - t$ и $t_s + t$, рассчитываются одинаковым образом при $T_0 = t_s$. Ввиду наличия этой симметрии в моделировании мы ограничимся рассмотрением случая $t>t_s$.

На рис. 2а показано изменение восстановленного контура при фиксированном положении центра исходного контура $M=10$ и различных значениях относительной нестабильности σ/μ . При $\sigma/\mu=0$ (случай регулярных моментов смены частоты) восстановленный контур в точности совпадает с исходным. С ростом отношения σ/μ наблюдаются постепенное уширение контура и снижение его амплитуды, причем форма остается близкой к лоренцевской. Для $\sigma/\mu=1.5$ уширение становится заметным (около 30%), а амплитуда падает примерно на 50%. При этом можно отметить, что все контуры остаются центрированными на $\nu_{cent} = M\Delta\nu = 63.5$ МГц. На рис. 2б представлены исходные (пунктирные линии) и восстановленные (сплошные линии) контуры для четырех значений положения центра ($M=5, 10, 20, 30$) при фиксированной относительной нестабильности $\sigma/\mu=0.33$. Для малых M (центр контура расположен близко к точке привязки частоты) искажения минимальны – контур практически не меняется. С увеличением M накапливается большее число перескоков, что приводит к заметному уширению и падению амплитуды. Для $M=30$ уширение составляет около 10–12%, амплитуда снижается примерно на 20%. Важно отметить, что независимо от M контур остается симметричным и центрированным на $\nu_0 = M\Delta\nu$.

Рис. 2. а – Изменение контура в результате варьирования стандартного отклонения при $M = 10$. **б** – Изменение контура в результате варьирования M при $\sigma/\mu = 1/3$. Исходные контуры показаны пунктирными линиями

На рис. 3а более подробно показана зависимость ширины восстановленного контура от относительной нестабильности σ/μ для фиксированного значения $M=10$. Ширина исходного контура (40 МГц) показана горизонтальной черной штриховой линией, значения относятся к левой оси. Видно, что уширение растет с увеличением σ/μ . Красной линией на рис. 3а проиллюстрировано изменение амплитуды в максимуме контура. Амплитуда исходного контура (1.0) показана горизонтальной красной штриховой линией, значения относятся к правой оси. Амплитуда монотонно падает с увеличением σ/μ . На рис. 3б также более подробно представлена зависимость ширины восстановленного контура от положения центра M при фиксированной нестабильности $\sigma/\mu=0.33$. Ширина исходного контура (40 МГц) отмечена горизонтальной черной штриховой линией. Видно, что с увеличением M происходит уширение по линейному закону. Красной линией на рис. 3б показана зависимость амплитуды в максимуме от M , которая также убывает с ростом M . Амплитуда исходного контура (1.0) показана штриховой линией. Следует отметить, что ошибка определения ЧБС увеличивается линейно при уменьшении амплитуды контура и корневым образом при увеличении его ширины [22]. Таким образом, для минимизации ошибки измерения ЧБС представляется целесообразным уменьшать значение M , а также величину σ . Тем не менее даже для относительно больших значений M (примерно 50) уширение контура и соответствующее падение амплитуды не превышают 25%, что соответствует увеличению ошибки определения ЧБС примерно 1.4. В свою очередь, при увеличении случайности σ/μ уже при отношении $\sigma/\mu = 1$ происходят уширение контура и падение амплитуды в 1.5 раза. При этом ошибка определения ЧБС увеличивается примерно в 2 раза, что существенно в реальных системах.

Рис. 3. а – Зависимость ширины (черная кривая) и амплитуды (красная кривая) восстановленного контура от отношения σ/μ при $M = 10$. **б** – Зависимость ширины (черная кривая) и амплитуды (красная кривая) восстановленного контура от M при $\sigma/\mu = 1/3$

Наконец, обратимся к последнему важному параметру – отношению периода между моментами измерений Δt и среднего периода смены частоты μ . Как было показано в разд. 2.2, изменение этого отношения приводит к необходимости корректировки эффективного шага сканирования частоты: $\Delta v' = \Delta v \cdot \Delta t / \mu$. Однако другим важным следствием является следующий факт. При малых отношениях $\Delta t / \mu$ смена частоты эффективно происходит один раз в большое количество зондирующих импульсов накачки. В результате контур принимает ступенчатую форму (см. рис. 4, $\sigma/\mu = 0.1$, $M = 3$). Этот эффект наиболее сильно

проявляется для малых отношений $\Delta t/\mu$ и особенно в области малых значений M . Также следует отметить, что ступенчатый характер контура будет проявляться наиболее сильно для малых значений относительных флуктуаций σ/μ . В предельном случае (при $\sigma/\mu = 0$) контур будет представлять собой набор ступеней, значения ширины которых будут равны отношению $\mu/\Delta t$. Можно видеть, что в области больших частот (большого количества эффективных скачков частоты) кривые совпадают, что связано с эффективным сглаживанием контура. Тем не менее контур оказывается асимметричным, что может оказывать негативное влияние на последующую аппроксимацию. Таким образом, несмотря на то что увеличение M негативным образом сказывается на ширине контура и его амплитуде, большие значения M могут обеспечить существенное сглаживание спектра, необходимое для корректной аппроксимации. Другими словами, такой эффект можно сравнить с аппаратным сглаживанием.

Рис. 4. Искажение контура при малых отношениях $\Delta t/\mu$

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальная схема БА на основе ССЛ была описана нами ранее в работах [11–13]. Следует отметить, что в эксперименте почти всегда выполнялось условие относительно малого значения $M \sim 3\text{--}5$ (центр исследуемого контура располагался вблизи t_s), а также неизменными оставались значение скачка частоты $\Delta\nu = 6.35$ МГц и ширина БСУ (около 35–40 МГц), определяемая в первую очередь типом используемого волокна.

Мы провели измерения БСУ в 50-километровой линии с периодом следования зондирующих импульсов накачки $\Delta t = 625$ мкс. Значение относительной нестабильности периода перескоков частоты составляло $\sigma/\mu \approx 1/3$. В ходе каждого измерения получался набор рефлектограмм в результате усреднения в течение 1 мин. Для синхронизации измерений и привязки частоты использовались участок калибровочного волокна и сигнальный триггер, как было описано в работе [13]. По полученным рефлектограммам были построены спектрограммы – трехмерные изображения, на которых по одной горизонтальной оси отложен номер рефлектограммы (который может быть переведен в частоту), по другой горизонтальной оси – координата вдоль волокна, а по вертикали – амплитуда сигнала.

Были проведены измерения, в ходе которых средний период смены частоты ССЛ с помощью вариации мощности накачки изменялся в диапазоне от $\mu \approx 0.9$ мс до $\mu \approx 2$ мс, что соответствовало изменению отношения $\Delta t/\mu$ в диапазоне от примерно 0.7 до примерно 0.3.

На рис. 5 представлены спектрограммы для этих двух случаев. Следует отметить, что в первом случае точка t_s , задаваемая сигнальным триггером по калибровочному участку волокна, располагалась в центре горизонтальной оси, отвечающей сканированию частоты (черная сплошная линия на рис. 5а). Однако без перенормировки оси частот (т.е. при использовании номера рефлектограммы в качестве частотной координаты) ширины БСУ оказываются принципиально разными. Это привело к необходимости смещения точки t_s ближе к левому краю горизонтальной оси для измерений с $\Delta t/\mu \sim 0.3$ (см. черную сплошную линию на рис. 5б). Смещение достигалось путем изменения горизонтального положения сигнального триггера. Кроме того, во втором случае ($\Delta t/\mu = 0.3$) наблюдается существенная ступенчатость контура вблизи точки настройки триггера. Как показано в разд. 3, это связано с тем, что нескольким зондирующим импульсам вблизи точки привязки частоты может соответствовать практически неизменная частота ССЛ. Действительно, при $\Delta t/\mu \ll 1$ при каждом отдельном измерении частота остается постоянной на протяжении нескольких импульсов, что и дает ступенчатую структуру усредненного БСУ.

Рис. 5. Экспериментальные спектрограммы для $\Delta t/\mu = 0.7$ (а) и $\Delta t/\mu = 0.3$ (б) соответственно

Для количественного анализа был сделан срез вблизи координаты 10 км. На рис. 6 показаны БСУ в этой точке для двух указанных отношений $\Delta t/\mu$. Видно, что значения ширины контуров различаются примерно вдвое. Как было описано выше, положения сигнального триггера t_s были разными в двух случаях. На рис. 6 положения триггеров совмещены и показаны вертикальной пунктирной линией. В случае $\Delta t/\mu = 0.7$ ширина усредненного спектра составляет около 9 отн. ед. (номеров рефлектограмм). С учетом шага перестройки ССЛ $\Delta\nu = 6.35$ МГц можно осуществить пересчет эффективного шага сканирования $\Delta\nu' = (\Delta t/\mu) \cdot \Delta\nu = 4.45$ МГц. При этом ширина БСУ составляет около 40 МГц, что характерно для используемого волокна. Для $\Delta t/\mu = 0.3$ эффективный шаг оказывается равным $\Delta\nu_{eff} = 1.9$ МГц. Несмотря на то, что в относительных единицах ширина БСУ оказывается пропорционально больше, при перенормировке оси частот получаем ту же ширину спектра 40 МГц. Следует отметить, что для обоих графиков вблизи положения сигнального триггера проявляется ступенчатость. Подобная ступенчатость была описана в разд. 3, она является неизбежной для малых значений M и соотношения $\Delta t/\mu < 1$.

Рис. 6. Вид БСУ вблизи координаты 10 км линии для разных отношений $\Delta t/\mu$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведен детальный анализ влияния случайности моментов смены частоты на измеряемые спектры в БА. В отличие от традиционных методов, требующих строго определенного времени и шага сканирования частоты, предложенный подход НРД опирается на статистическую природу процесса перестройки и позволяет выполнять усреднение сигналов непосредственно в процессе измерения спектров без дополнительной процедуры синхронизации частот двух лазеров. В разд. 2 путем анализа процесса смены частоты ССЛ как частного вида процесса восстановления получено аналитическое описание искажений БСУ, возникающих при НРД. Показано, что форма восстановленного контура определяется тремя основными параметрами: относительной нестабильностью периода перескоков σ/μ , положением центра контура M (в единицах среднего числа перескоков) и отношением периода измерений к среднему времени перескока $\Delta t/\mu$.

Результаты численного моделирования демонстрируют, что увеличение σ/μ приводит к уширению контура и падению его амплитуды, причем при $\sigma/\mu \geq 1$ искажения становятся существенными (уширение до 30%, падение амплитуды до 50%). С ростом M уширение усиливается пропорционально M , что объясняется накоплением дисперсии числа перескоков. Также показано, что при $\Delta t/\mu < 1$ возникает ступенчатая структура контура вблизи точки привязки частоты, обусловленная тем, что несколько последовательных зондирующих импульсов приходятся на одну и ту же реализацию частоты. Этот эффект не устраняется усреднением и должен учитываться при аппроксимации спектра, особенно для малых M . Важным результатом является установление эквивалентности между рассмотренной моделью дискретной перестройки со случайными временами и моделью непрерывной линейной перестройки с аддитивным гауссовским шумом. Это позволяет распространить полученные выводы на широкий класс измерительных систем, в которых используются полупроводниковые или волоконные лазеры с перестройкой частоты, имеющей случайные отклонения от линейной зависимости во времени. В ходе экспериментов были подтверждены основные положения результатов моделирования. Измерения, проведенные на 50-километровой линии с использованием эрбиевого самосканирующего лазера, показали, что изменение среднего времени перескока μ приводит к предсказуемому изменению эффективного шага частоты, однако после калибровки оси частот вида $\Delta v_{eff}' = \Delta v \cdot \Delta t/\mu$ ширина восстановленного контура остается постоянной, что согласуется с моделью.

Можно отметить, что несмотря на уширение БСУ и уменьшение его амплитуды, даже для больших флуктуаций σ/μ контур все еще остается пригодным для определения ЧБС. Это означает, что в перспективе предложенный подход может быть использован для ослабления требований к источникам излучения в системах БА. Как следствие, может стать возможным создание более простых и доступных БА. Более того, результаты моделирования могут быть использованы для учета влияния случайных флуктуаций при перестройке частоты в системах на основе полупроводниковых лазеров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания Института автоматики и электрометрии СО РАН (тема №125022002714-2) с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред” ИАиЭ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hartog A.H. An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors. Boca Raton: CRC Press, 2017. <https://doi.org/10.1201/9781315119014>
2. Lu P., Lalam N., Badar M., Liu B., Chorpening B.T., Buric M.P., Ohodnicki P.R. Appl. Phys. Rev. 2019. V. 6 (4). P. 041302. <https://doi.org/10.1063/1.5113955>
3. Wang Z.N., Rao Y.J., Wu H., Li P.Y., Jiang Y., Jia X.H., Zhang W.L. Opt. Express. V. 20(16). P. 17695. <https://doi.org/10.1364/OE.20.017695>
4. Bao X., Chen L. Sensors. V. 11(4). P. 4152. <https://doi.org/10.3390/s110404152>
5. Thévenaz L. Front. Optoelectron. 2010. V. 3(1). P. 13. <https://doi.org/10.1007/s12200-009-0086-9>
6. Iribas H., Urricelqui J., Mariñelarena J., Sagues M., Loayssa A. Sensors. 2016. V. 1. P. 8243269. <https://doi.org/10.1155/2016/8243269>
7. Maciejewski M.W., Qui H.Z., Rujan I., Mobli M., Hoch J.C. J. Magn. Reson. 2009. V. 199(1). P. 88. <https://doi.org/10.1016/j.jmr.2009.04.006>
8. Beyrouthy T., Fesquet L., Rolland R. Proc. Int. Conf. Event-Based Control, Commun., Signal Process. (EBCCSP). IEEE. 2015. P. 1. <https://doi.org/10.1109/EBCCSP.2015.7300665>.
9. Mobli M., Hoch J.C. Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc. 2014. V. 83. P. 21. <https://doi.org/10.1016/j.pnmrs.2014.09.002>
10. Wei W., Lin Z., Zhao Z., Zhao C., Zou X., Tang M. Proc. Asia Comm. and Photonics Conf. IEEE. 2023. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ACP/POEM59049.2023.10368822>.

11. *Poddubrovskii N.R., Lobach I.A., Kablukov S.I.* Opt. Lett. 2024. V. 49(2). P. 282. <https://doi.org/10.1364/OL.511861>
12. *Кривошеев А.И., Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Поддубровский Н.Р., Лобач И.А.* Автометрия. 2025. Т. 49 (2). С. 93. <https://doi.org/10.15372/AUT20250511>
13. *Poddubrovskii N.R., Lobach I.A., Kablukov S.I.* Opt. Fiber Technol. 2026. V. 100. P. 104656. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2026.104656>
14. *Kir'yanov A.V.* Self-Sweeping Fiber Lasers. Cham: Springer Nature, 2026. https://doi.org/10.1007/978-3-032-04110-4_11
15. *Kashirina E.K., Lobach I.A., Kablukov S.I.* Opt. Laser Technol. 2026. V. 199. P. 115058. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2026.115058>
16. *Smith W.L.* Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Methodological). 1958. V. 20(2). P. 215. <https://doi.org/10.1111/j.2517-6161.1958.tb00294.x>
17. *Cox D.R.* Renewal theory. London: Methuen, 1962.
18. *Севастьянов Б.А.* Итоги науки и техн. Сер. Теория вероятн. мат. стат. теор. кибернет. 1974. Т. 11. С. 99.
19. *Ross S.M.* Renewal Theory and its Applications. San Diego: Academic press, 2014. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-375686-2.00003-0>
20. *Avineri E.* Intell. Transp. Sys. 2004. V. 8 (4). P. 195. <https://doi.org/10.1080/15472450490523856>
21. *Durrett R.* Probability: Theory and Examples. New York: Cambridge University Press, 2019.
22. *Soto M.A., Thévenaz L.* Opt. Express. 2013. V. 21 (25). P. 31347. <https://doi.org/10.1364/OE.21.03134>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Схема измерения с нерегулярной дискретизацией временной области

Рис. 2. а – Изменение контура в результате варьирования стандартного отклонения при $M = 10$. **б** – Изменение контура в результате варьирования M при $\sigma/\mu = 1/3$. Исходные контуры показаны пунктирными линиями

Рис. 3. а – Зависимость ширины (черная кривая) и амплитуды (красная кривая) восстановленного контура от отношения σ/μ при $M = 10$. **б** – Зависимость ширины (черная кривая) и амплитуды (красная кривая) восстановленного контура от M при $\sigma/\mu = 1/3$

Рис. 4. Искажение контура при малых отношениях $\Delta t/\mu$

Рис. 5. Экспериментальные спектрограммы для $\Delta t/\mu = 0.7$ (**а**) и $\Delta t/\mu = 0.3$ (**б**) соответственно

Рис. 6. Вид БСУ вблизи координаты 10 км линии для разных отношений $\Delta t/\mu$

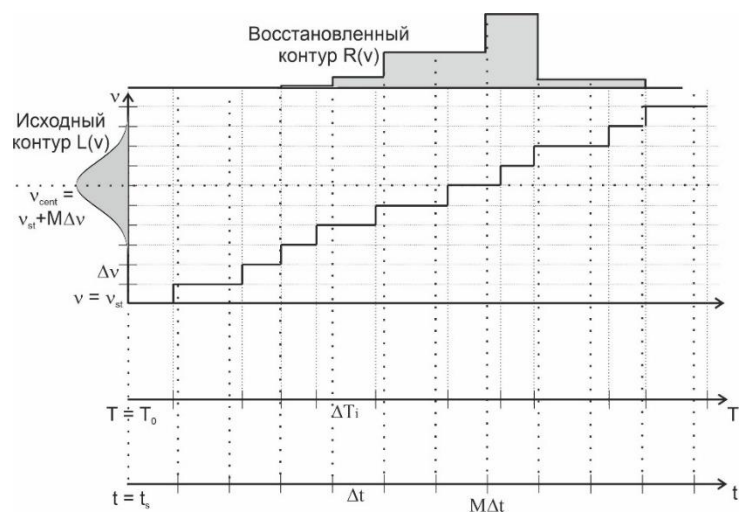


Рис. 1.

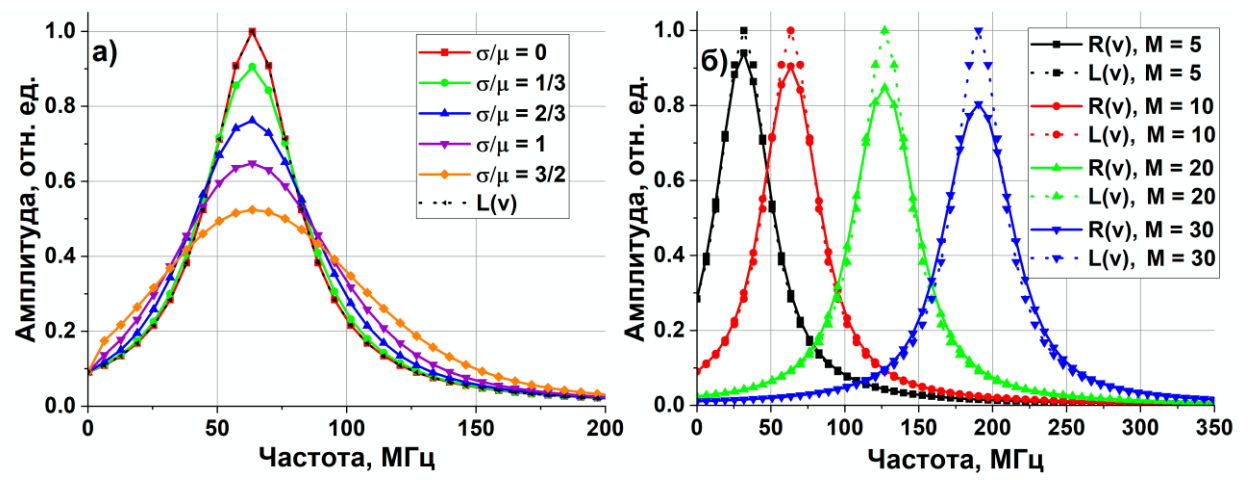


Рис.2.

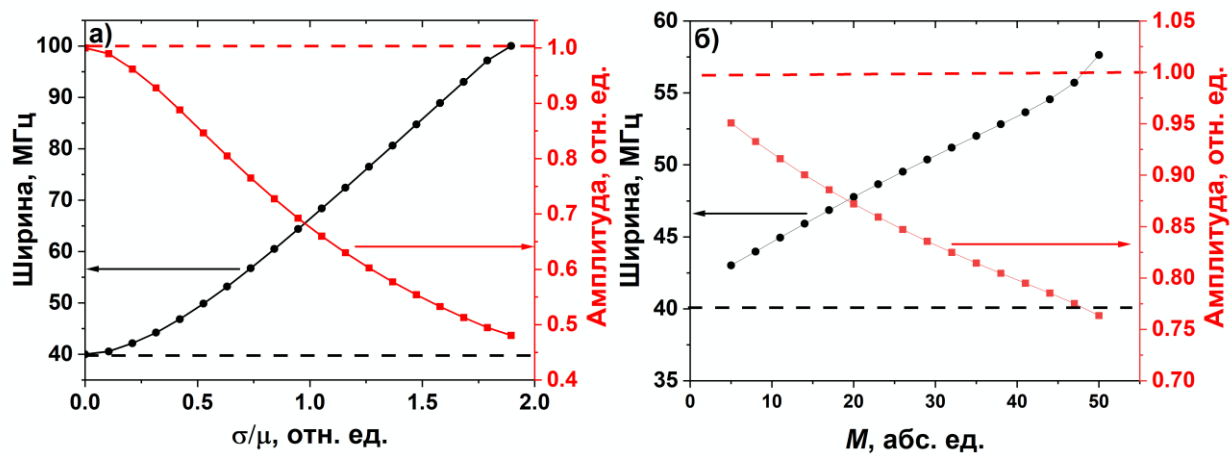


Рис.3.

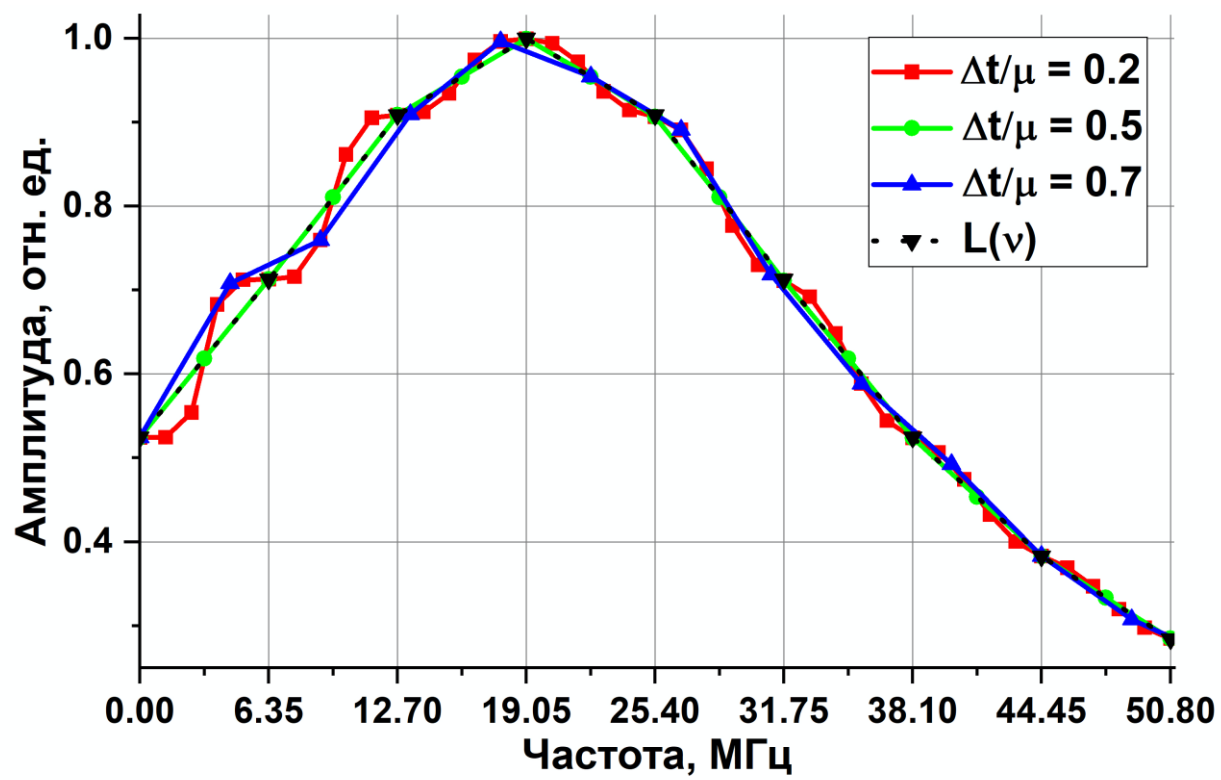


Рис. 4.

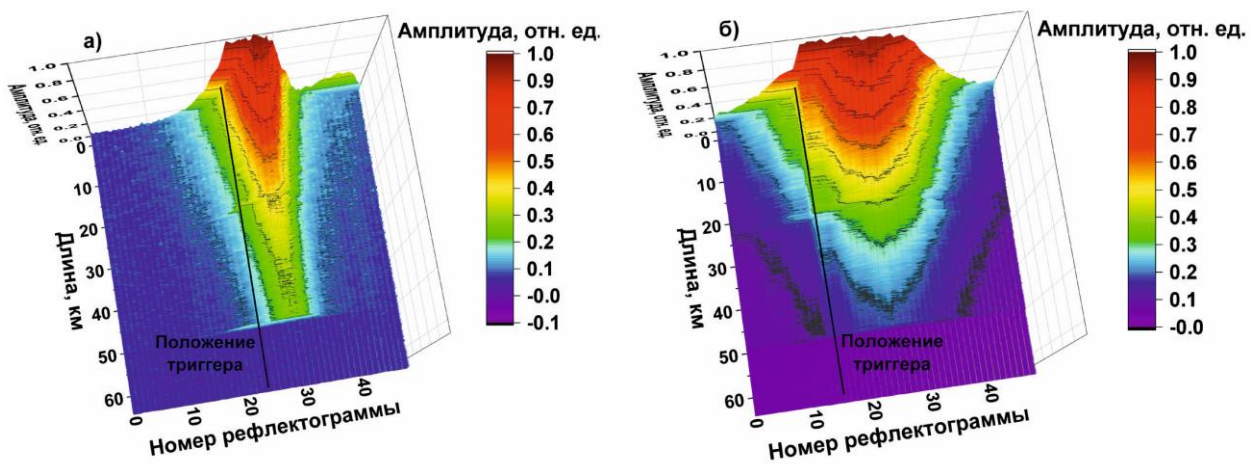


Рис.5.

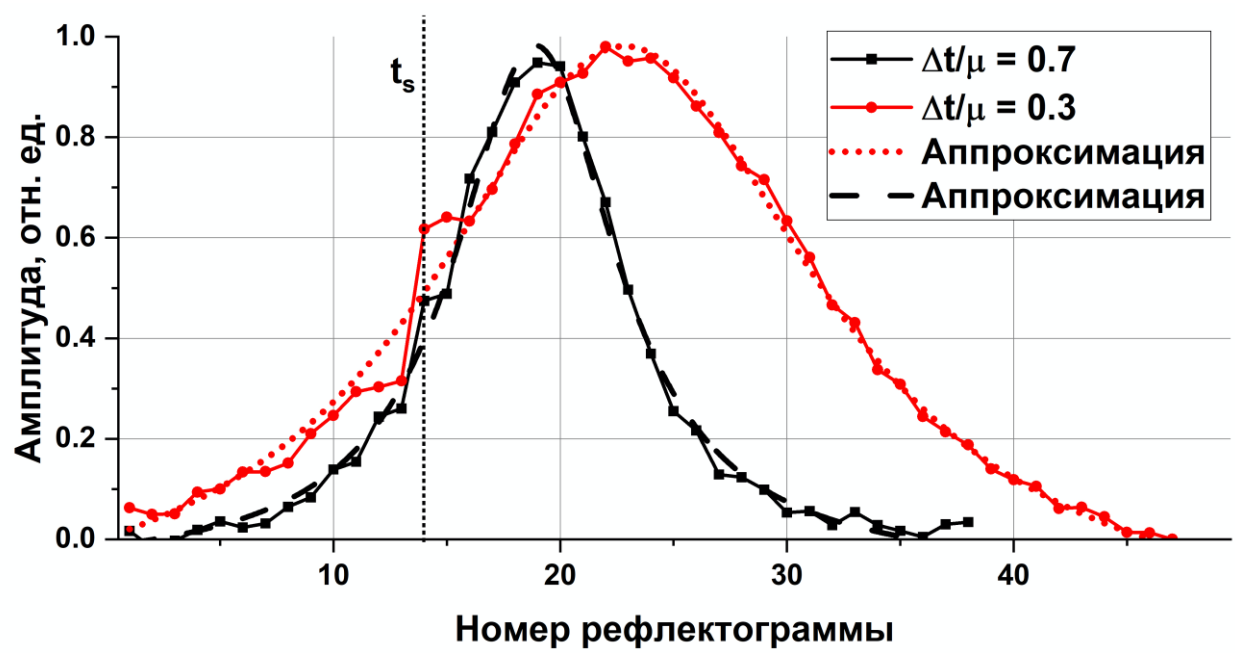


Рис. 6.