

Баллистическое детектирование слабых сигналов в активных джозефсоновских средах

Н. В. Кленов^{1,6,a}, И. И. Соловьев^{2,6}, А. Е. Щеголев¹, А. Л. Панкратов^{3,4,5}

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

² *НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

³ *Институт физики микроструктур РАН. Россия, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород.*

⁴ *Нижегородский государственный технический университет имени Р. Е. Алексеева. Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Минина, д. 24.*

⁵ *Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского. Россия, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23.*

⁶ *ФГУП НИИ физических проблем имени Ф. В. Лукина. Россия, 124460, Москва, Зеленоград, пр-д 4806, д. 6.*

E-mail: ^anvklenov@gmail.com

Статья поступила 06.10.2014, подписана в печать 10.11.2014.

В работе представлено исследование принципов детектирования слабых магнитных сигналов в присутствии тепловых флуктуаций с помощью сверхпроводникового баллистического детектора на основе джозефсоновских передающих линий. Показана важность учета релятивистского аспекта как при расчете динамики взаимодействия флаксона с токовой неоднородностью, так и при анализе влияния тепловых флуктуаций на эту динамику. Представлена оптимизация таких параметров детектора, как величины тока питания и диссипации энергии для максимизации отношения сигнала к шуму.

Ключевые слова: сверхпроводимость, эффект Джозефсона, детектирование слабых сигналов, быстрая одноквантовая логика.

УДК: 538.945, 537.611.44. PACS: 74.45.+с, 05.45.Yv, 74.40.-n, 05.40.-a, 85.25.Cr.

Введение

Изучение динамики солитонов представляет интерес для самых различных областей физики:

1) анализ движения волн цунами и бора является актуальным разделом гидродинамики [1];

2) оптические солитоны в волноводах имеют огромное значение для развития современных систем передачи и обработки информации [2];

3) управление доменными стенками актуально, например, для совершенствования запоминающих устройств [3];

4) перенос квантов магнитного потока (флаксонов) через активные джозефсоновские среды (как распределенные, так и состоящие из дискретных элементов) лежит в основе функционирования ряда устройств сверхпроводниковой электроники [4];

5) взаимодействие магнитного момента квантовых систем (включая сверхпроводниковые кубиты) с солитонами может быть использовано для непроецируемых квантовых измерений (с возможностью превращения таких измерений в разрушающие) [5, 6].

В настоящей работе рассматривается сверхпроводниковая измерительная система, в которой измеряемый объект контролирует баллистическую динамику флаксона в джозефсоновской передающей линии. Такую измерительную систему далее будем называть баллистическим детектором. Полученные результаты могут

быть использованы для конструирования и оптимизации других перспективных устройств, использующих флаксоны в качестве носителей информации [7–10].

Чувствительность «солитонных» измерительных систем и корректность обработки информации, переносимой солитонами, существенным образом зависит от влияния флуктуаций на динамику солитонов в активной среде, включающей неоднородности. При этом экспериментальное исследование такой динамики зачастую весьма затруднено. На наш взгляд, удобным объектом исследования здесь могут послужить джозефсоновские структуры, для которых использование известных схем быстрой одноквантовой логики (БОК-логики) [11] позволяет относительно легко сконструировать чувствительные интерференционные схемы, наподобие представленной на рис. 1, а, б. Схема баллистического детектора, подходящего для исследования «флуктационной динамики», схожа с оптическим интерферометром, одно плечо которого слабо взаимодействует с измеряемым объектом (например, квантовой системой). «Плечами» интерферометра являются две джозефсоновские передающие линии (ДПЛ), которые представляют собой распределенные джозефсоновские переходы, по каждому из которых распространяется флаксон. Взаимодействие с измеряемым объектом приводит к ускорению или замедлению флаксона в одной из ДПЛ. Таким об-

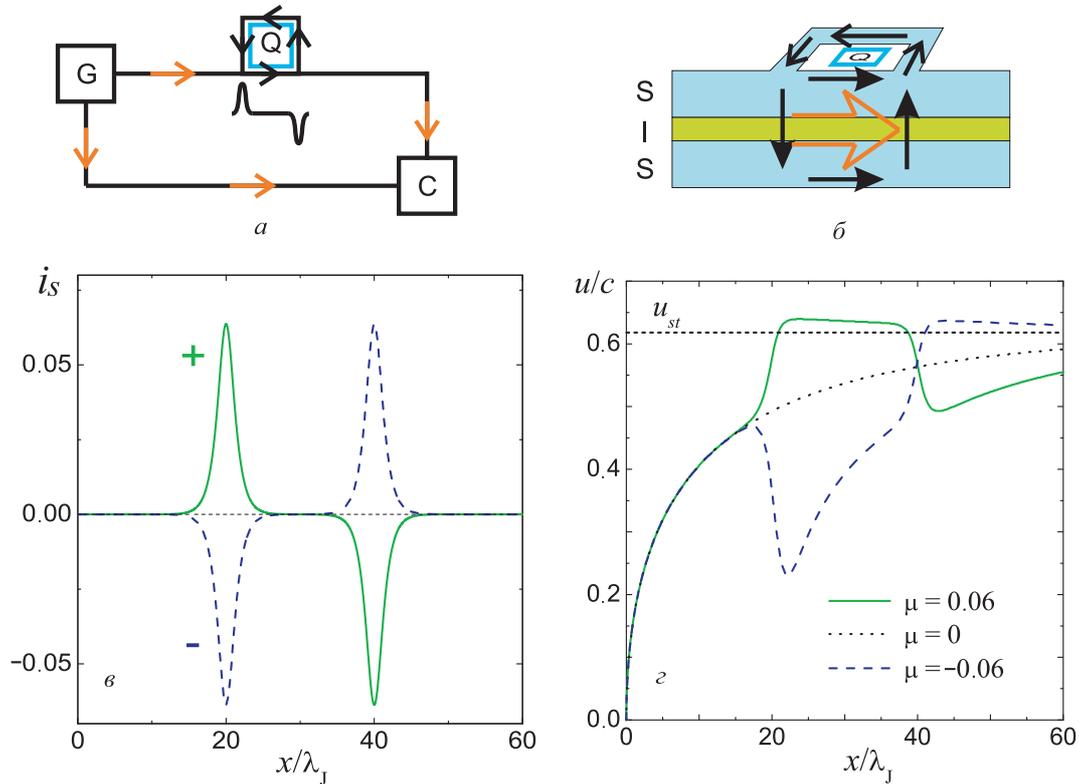


Рис. 1. Принципиальная схема баллистического детектора (G — генератор одноквантовых импульсов, Q — измеряемый объект, C — схема сравнения времени прихода флаксонов) (а); вид связи трансформатора сигнального потока (сверхпроводящего кольца) с одной из ДПЛ детектора (черными стрелками показаны токи, индуцированные измеряемым объектом, большой красной стрелкой показано направление движения флаксона) (б); вид двух типов неоднородности токов питания, возникающих в одной из ДПЛ детектора из-за гальванического соединения со сверхпроводящим кольцом, связанным с измеряемым объектом (в); рассчитанные зависимости скоростей флаксона от его координаты в ДПЛ при взаимодействии с представленными токовыми неоднородностями (г)

разом, информация о состоянии квантовой системы переводится во временную задержку между выходами флаксонов из ДПЛ детектора, которая затем считывается.

Дисперсия времени прохождения флаксона через ДПЛ (джиттер) и связанные с этой дисперсией ошибки срабатывания логических сверхпроводниковых схем исследуются начиная с конца 1990-х гг. [12–18]. В определенных пределах проведенные эксперименты подтвердили справедливость наиболее очевидного предположения: джиттер σ в ДПЛ будет увеличиваться с ростом длины структуры L пропорционально $\sim L^{0.5}$. Эти результаты хорошо согласуются с предсказаниями теории, основанной на предположении о стационарном характере движения квантов магнитного потока по ДПЛ [19]. В рамках настоящей работы, нацеленной на исследование *нестационарной* динамики флаксона в присутствии флуктуаций в процессе измерения, мы выйдем за пределы «стационарного приближения» и учтем влияние релятивистских эффектов, описанных для однородных джозефсоновских сред в работах [20, 21]. Полученные результаты будут использованы для оптимизации характеристик баллистического детектора на основе активных джозефсоновских сред.

1. Теоретическое описание рассеяния флаксона на неоднородности вынуждающей силы в присутствии флуктуаций

Мы рассматриваем распределенную и неоднородную ДПЛ в рамках уравнения синус-Гордона:

$$\varphi_{tt} - \varphi_{xx} + \sin \varphi = i + i_F(x, t) + i_S(x) - \alpha \varphi_t, \quad (1)$$

где φ — джозефсоновская фаза, индексы t и x означают дифференцирование по времени и координате. Координата и время нормированы на джозефсоновскую глубину проникновения λ_J и обратную плазменную частоту ω_p^{-1} соответственно, $\alpha = \omega_p/\omega_c$ — демпфирование, $\omega_p = 2eI_C/hC^{1/2}$, $\omega_c = 2eI_C R_N/h$, I_C — критический ток, C — емкость, R_N — нормальное сопротивление ДПЛ. Далее здесь i — ток питания, нормированный на плотность критического тока J_C , $i_F(x, t)$ — флуктуационная плотность тока, зависящая от времени и координаты, причем мы полагаем, что шум является дельта-коррелированным с безразмерной интенсивностью $\gamma = 2ekT/(hJ_C\lambda_J)$, e — заряд электрона, k — константа Больцмана, h — постоянная Планка, T — температура.

Пространственную неоднородность, на которой должен «рассеиваться» флаксон в такой среде, удобно описать как локальную неоднородность $i_S(x)$ «вынуждающей силы», т.е. тока питания i . В рассматриваемой схеме баллистического детектора наблюдаемый

объект магнитным образом связан со сверхпроводящим кольцом, часть которого гальванически связана с одной из ДПЛ детектора (см. рис. 1, а, б). Возбуждаемый в кольце круговой ток несет информацию об измеряемой величине и в свою очередь создает токовый диполь — неоднородность тока питания $i_S(x)$ — в ДПЛ. Если ширина сверхпроводящего кольца в области подсоединений к ДПЛ много меньше λ_J , то $i_S(x) = \mu[\delta(x + d/2 - x_C) - \delta(x - d/2 - x_C)]$, где μ и x_C — амплитуда и координата центра диполя соответственно, а d — его ширина. При численном решении уравнения (1) удобно заменить δ -функцию на ее более гладкий аналог, например гиперболический секанс, что и было нами сделано следуя работе [22]; типичный вид токового диполя представлен на рис. 1, в. Важно подчеркнуть, что проводившиеся теоретические и экспериментальные исследования прототипов баллистического детектора подтвердили адекватность описанной здесь модели «центра рассеяния» [23–25].

При анализе процесса рассеяния мы полагали, что флаксоны одновременно начинают движение в каждой из ДПЛ с нулевой скорости, что может быть реализовано с использованием существующей на сегодняшний день сплиттерной техники, позволяющей «клонировать» квант магнитного потока [26].

Под действием тока питания такой флаксон начинает двигаться с ускорением пока не выйдет на стационарный режим движения, соответствующий скорости u_{st} (при отсутствии флуктуаций и неоднородностей) [27]:

$$u(t) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\beta(1 - e^{-\alpha t}))^{-2}}}, \quad u_{st} = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta^{-2}}}, \quad \beta = \frac{\pi i}{4\alpha}, \quad (2)$$

скорость нормирована на скорость Свихарта $c = \omega_p \lambda_J$. Важно подчеркнуть, что динамику процесса определяет баланс вклада энергии от тока питания i и потерь, связанных с диссипацией и определяемых демпфированием α .

Ранее мы уже показали на основании численного моделирования [20, 21, 28], что и для распределенных, и для дискретных джозефсоновских сред флаксон можно рассматривать как релятивистскую частицу, для которой с ростом скорости (и как следствие — эффективной массы) уменьшается влияние на динамику как флуктуаций, так и токовых неоднородностей. Аналитический подход к исследованию процесса рассеяния флаксона на токовой неоднородности в присутствии флуктуаций может быть развит только в предположении о малости всех возмущений в уравнении синус-Гордона (1): $\alpha, i, i_F, i_S \ll 1$. В этом случае, используя подход теории возмущения для «коллективной» координаты — координаты центра флаксона, разработанный в работе [27], и рассматривая интересующий нас движущийся квант магнитного потока как массивную броуновскую частицу, мы можем получить выражение для вероятности P обнаружить его в момент времени t внутри ДПЛ размера L , что открывает возможность для вычисления среднего времени τ прохождения флаксона по ДПЛ и дисперсии этого времени (джит-

тера) σ в баллистическом детекторе [28]:

$$\sigma = \sqrt{2 \int_0^\infty t P(r) dt - \tau^2}, \quad \tau = \int_0^\infty P(r) dt, \quad (3)$$

$$P(r) = 1 - \operatorname{erfc} \left[(L - X_1) / \sqrt{2D(r)} \right] / 2,$$

$$D(r) = \frac{\gamma}{4\alpha} \int_0^t (1 - 2e^{\alpha t'} + e^{2\alpha t'}) (1 - u_1^2)^{5/4} dt',$$

где X_1, u_1 — зависимости от времени координаты и скорости флаксона, рассчитанные в рамках первого порядка теории возмущений. Выражения (3) позволяют рассчитать задержку одного флаксона относительно другого $|\tau_\mu - \tau_0|$, которая и является полезным сигналом в детекторе, а также джиттер этой задержки $\sigma_\Sigma = (\sigma_\mu^2 + \sigma_0^2)^{1/2}$ (эффективный «шум» детектора, индексы $\mu, 0$ соответствуют прохождению флаксона по ДПЛ, связанной с измеряемым объектом, и по референсной ДПЛ соответственно). Все вместе это позволяет рассчитать отношение сигнала к шуму (SNR — от английского signal-to-noise ratio). Полученные результаты для влияния процесса рассеяния флаксона на токовой неоднородности на время его прохождения через ДПЛ и джиттер хорошо совпадают с результатами численного решения уравнения (1) в области применимости аналитического подхода [28].

Аналитически рассчитанные зависимости скорости флаксона от координаты при рассеянии на диполе обеих полярностей (см. подпись к рис. 1, в) представлены на рис. 1, г. Отметим, что из-за релятивистского эффекта зависимости массы частицы от скорости замедление флаксона в области диполя с пониженной плотностью тока питания оказывается более эффективным, чем обратное ускорение в области с повышенной плотностью. Только из-за этого эффекта последовательное рассеяние флаксона на двух полюсах токового диполя — одинаковых по абсолютной величине, но обратных по знаку токовых неоднородностей — приводит в результате к изменению времени прохождения через активную джозефсоновскую среду. При этом взаимодействие с диполем «отрицательной» полярности приводит к большей задержке, чем взаимодействие с диполем «положительной» полярности (более эффективное с точки зрения изменения скорости флаксона замедление в первом случае приходится на частицу меньшей скорости и меньшей массы — см. рис. 1, г).

Уменьшение тока питания i приводит к увеличению влияния на отклик детектора токовой неоднородности $i_S(x)$, что подтверждают результаты численного моделирования, представленные на рис. 2, б. Поскольку в нашем расчете токовый диполь фиксированной ширины располагался в центре ДПЛ, а флаксон разогнался, стартуя с нулевой начальной скорости, увеличение длины ДПЛ с соответствующим смещением области токовой неоднородности от начала ДПЛ приводило к уменьшению влияния рассеивающей токовой неоднородности, что показано на рис. 2, а. Увеличение демпфирования приводит к уменьшению скорости флаксонов и соответствующему увеличению абсолютного значения связанной с рассеянием на токовой неоднородности

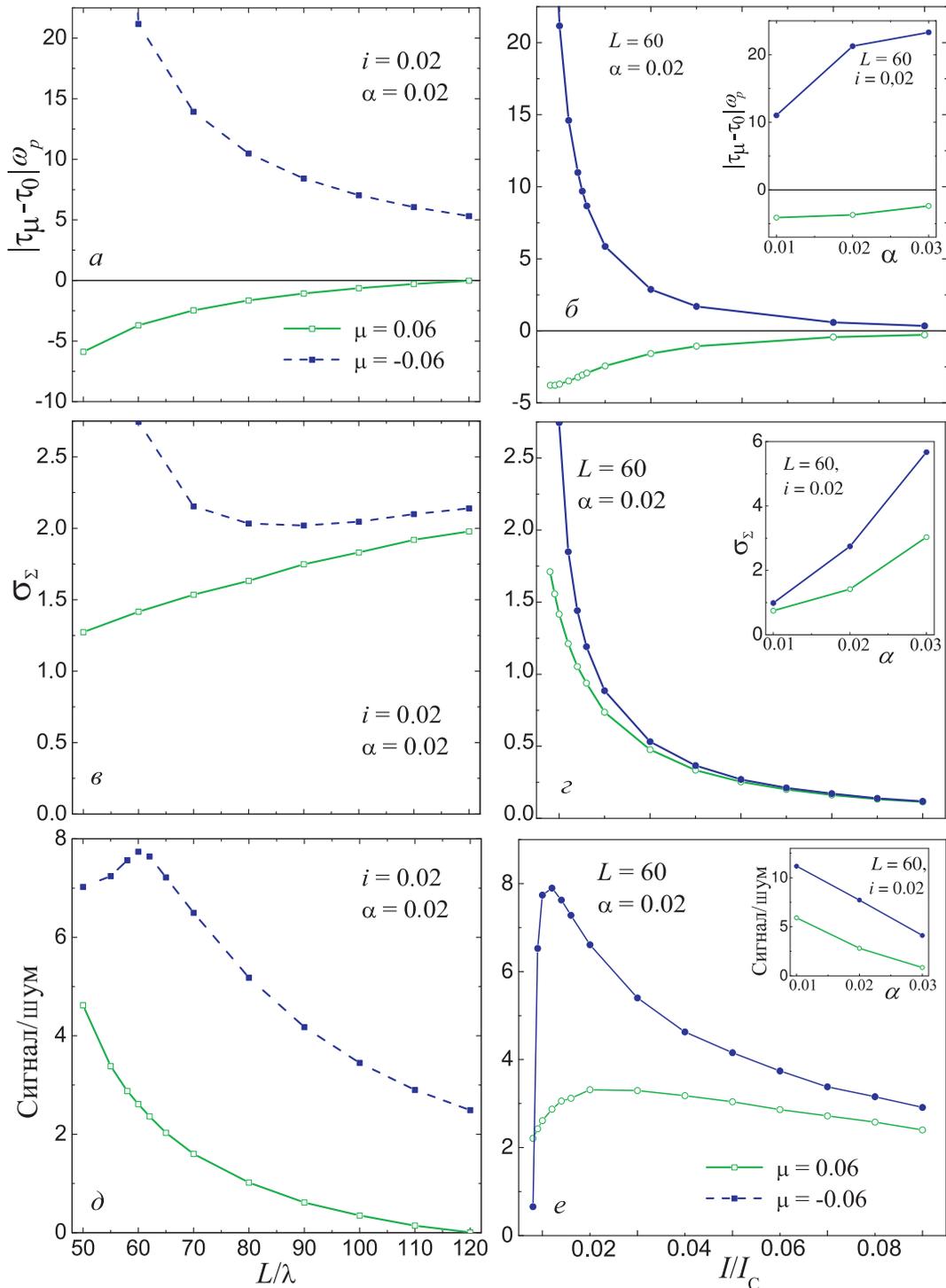


Рис. 2. Разница времен прохождения флаксонов через ДПЛ с токовой неоднородностью и референсную ДПЛ (отклик детектора) как функция длины ДПЛ (а), тока питания (б) и демпфирования (вставка на б); стандартное отклонение временного отклика детектора (джиттер) как функция тех же параметров (в, з) и их отношение — отношение сигнала к шуму (д, е). Параметры схемы (L — длина ДПЛ, μ — амплитуда токового диполя) указаны на рисунке. Кривые для случая взаимодействия флаксона с токовым диполем «положительной» полярности (область с повышенной плотностью тока питания предшествует области с пониженной плотностью по ходу распространения флаксона) показаны сплошными линиями, кривые для случая взаимодействия с диполем «отрицательной» полярности (обратный порядок расположения соответствующих областей) показаны штриховой линией. Диполь расположен в середине одной из ДПЛ детектора, ширина токового диполя $\omega_d = 20$, интенсивность шума $\gamma = 10^{-3}$. Все данные получены в результате численного интегрирования уравнения (1) с усреднением по 5000 реализаций

задержки $|\tau_\mu - \tau_0|$ (вставка на рис. 2, б, з). Зависимости джиттера от размера ДПЛ и тока питания хорошо соответствуют результатам, полученным в работах [20, 28]. Увеличение тока питания и/или уменьшение демпфирования приводит, как видно из выражения (2), к увеличению стационарной скорости движения флаксонов в ДПЛ u_{st} , росту эффективной массы флаксонов и в результате — к уменьшению влияния флуктуаций на их динамику (рис. 2, з). Также совершенно естественно ожидать, что с увеличением длины ДПЛ суммарный джиттер увеличивается (рис. 2, в).

2. Оптимизация баллистического детектирования

Из результатов приведенного выше рассмотрения взаимодействия в детекторе флаксонов с неоднородностями «вынуждающей силы», созданными токами, наведенными за счет магнитного взаимодействия с исследуемым микрообъектом, можно сделать несколько практических выводов о связи величины отношения сигнала к шуму с параметрами детектора.

Увеличение тока питания ведет, как было показано ранее, к увеличению эффективной массы флаксона, что уменьшает влияние флуктуаций на его динамику, но при этом уменьшается (причем уменьшается быстрее) и влияние на скорость флаксона токовой неоднородности. Как следствие отношение сигнал/шум

$$SNR = \frac{|\tau_\mu - \tau_0|}{\sqrt{\sigma_\mu^2 + \sigma_0^2}} \quad (4)$$

падает с ростом тока питания (рис. 1, е). Однако последовательно уменьшая «вынуждающую силу», обеспечивающую движение флаксона по ДПЛ с «трением» (каковое определяется затуханием α в системе), экспериментатор неизбежно столкнется с «застреванием» флаксона в передающей линии. В результате отношение сигнал/шум имеет для традиционного баллистического детектора на основе длинного джозефсоновского перехода максимум при определенном малом значении

тока питания, за которым резко растет вероятность «застревания» флаксона в ДПЛ.

Увеличение затухания в системе незначительно смещает положение описанного выше оптимума по выбору тока питания, но главное увеличивает и уровень шума, и величину сигнала, при этом шум растет быстрее, так что величина отношения сигнал/шум монотонно падает (вставка к рис. 1, е).

Учет релятивистских эффектов позволяет определить оптимальное расположение сверхпроводящего контура, связывающего исследуемый объект с джозефсоновской передающей линией (и размер ДПЛ). Как видно из результатов расчетов, приведенных на рис. 3, изменяя ширину диполя w_d и положение его центра так, чтобы первый пик на функции $i_S(x)$ приближался к началу передающей линии, где входящий в детектор флаксон имеет малую по сравнению с единицей нормированную скорость ($u/c \ll 1$), мы увеличиваем отношение сигнал/шум детектора. Приближая второй пик на функции $i_S(x)$ к концу ДПЛ, мы увеличиваем SNR за счет уменьшения влияния на скорость флаксона второй неоднородности «вынуждающей силы», направленной противоположно первой. Таким образом, размер связанного с измеряющей ДПЛ сверхпроводящего контура должен быть сравним с её размерами (рис. 2, д), причем эти размеры не должны быть слишком малы, чтобы токи в окружающих детектор не оказывали паразитного обратного влияния на исследуемый объект.

Для фиксированного параметра демпфирования при выбранном токе питания величина отклика, джиттер и соответственно отношение сигнал/шум зависят от полярности измеряемого диполя. Отношение сигнал/шум для диполя отрицательной полярности всегда больше, чем для положительной, и именно последнее отношение определяет чувствительность всего детектора при заданных параметрах.

Наконец, необходимо отметить, что для малых значений параметра демпфирования и неудачном согласовании ДПЛ со входом и выходом детектора взаимодействия и взаимопревращения флаксона и плазменных ос-

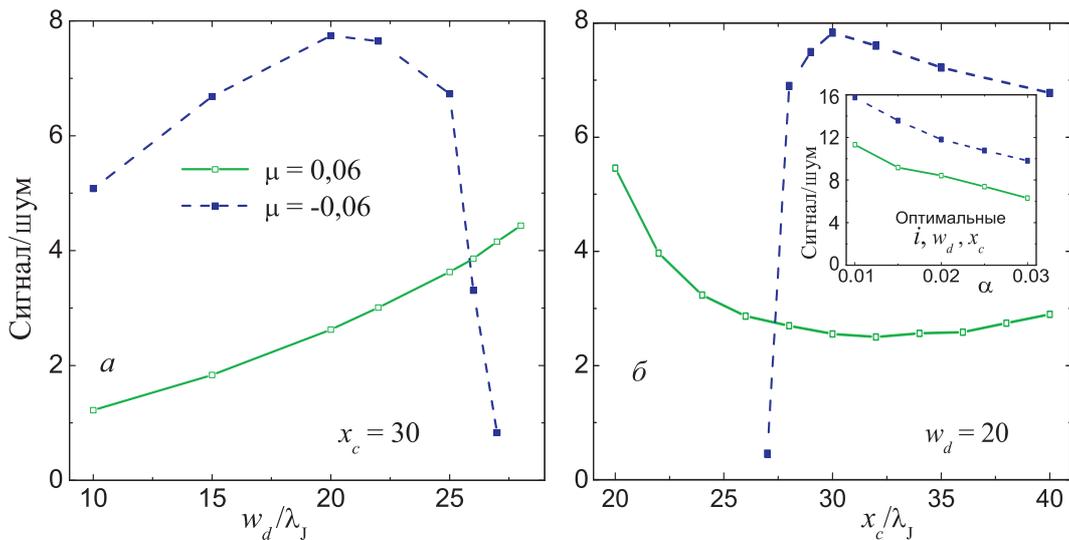


Рис. 3. Отношение сигнала к шуму как функция ширины токового диполя w_d и координаты его центра x_c ; параметры структуры указаны на рисунке, интенсивность шума $\gamma = 10^{-3}$. Все данные получены в результате численного интегрирования уравнения (1) с усреднением по 5000 реализаций

цилляций делает неустойчивой разобранную динамику флаксонов. Методы эффективного согласования распределенных джозефсоновских структур с окружением на сегодняшний день относительно хорошо известны [29], однако выбор оптимального решения для баллистического джозефсоновского детектора является отдельной сложной инженерной задачей, решение которой выходит за рамки настоящей работы.

Заключение

Описанный баллистический детектор на основе активных джозефсоновских сред позволяет получать (при оптимизированных параметрах) достаточно большое значение отношения сигнал/шум: более 100 при безразмерной интенсивности шумов γ порядка 10^{-5} , что соответствует традиционной температуре измерений порядка десятков мК. Отметим также, что если стартовая скорость флаксона в детекторе отлична от нуля (в баллистическом детекторе на основе кольцевых переходов можно считать, что такая стартовая скорость равна стационарной), отношение сигнал/шум падает, так как выигрыш из-за более медленного накопления джиттера перед взаимодействием с диполем перекрывается проигрышем из-за существенного уменьшения отклика детектора. В этом случае оптимальной стратегией проведения измерения будет замедление флаксона (например, за счет неоднородного распределения тока питания) перед взаимодействием с токовым диполем до скоростей, немного превышающих порог, за которым начинается «застывание».

Недостатком предложенной ранее схемы баллистического детектора с точки зрения максимизации SNR является использование дополнительной референсной линии, приводящее к увеличению внутренних шумов детектора. Также к недостаткам можно отнести противоположное влияние полюсов токового диполя на флаксон. Это взаимообратное влияние приводит к существенному уменьшению сигнала. В качестве модификации схемы можно предложить эффективное расщепление диполя на монополи, для реализации которого ДПЛ проводится от генератора одноквантовых импульсов к середине диполя и разветвляется на две ветви, каждая из которых продолжается в сторону одного из монополей. В этом случае изначальный одноквантовый импульс генерирует два импульса в точке ветвления (по одному в каждую ветвь). Образовавшиеся синхронно импульсы взаимодействуют каждый с одним из монополей, ускоряясь или замедляясь в соответствии с его направлением, после чего взаимная временная задержка детектируется на схеме сравнения. Модифицированная схема лишена обоих из упомянутых выше недостатков оригинальной баллистической схемы детектора. Наконец, необходимо отметить, что конструктивные особенности модифицированной схемы позволяют использовать в ее конструкции дискретную ДПЛ в широких диапазонах параметров. Это в свою очередь позволяет эффективно использовать для построения баллистических детекторов и сопряженных цепей считывания стандартные библиотеки схем быстрой одноквантовой логики и упрощает интеграцию детекторов со сверхпроводниковыми цифровыми устройствами, обрабатывающими измеряемый сигнал.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ГК 14.616.21.0011, 11.G34.31.0029, 3.2054.2014/К и 02.В.49.21.0003), фонда «Династия», гранта Президента (МК-1841.2014.2) и РФФИ (гранты 14-02-31002-мол-а, 14-02-90018-бел-а).

Список литературы

1. Slunyaev A., Kharif C., Pelinovsky E., Talipova T. // *Physica D*. 2002. **173**. P. 77.
2. Peccianti M., Conti C., Assanto G. et al. // *Nature (London)*. 2004. **432**. P. 733.
3. Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L. // *Science*. 2008. **320**, N 5873. P. 190.
4. Likharev K.K., Semenov V.K. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1991. **1**, N 1. P. 3.
5. Braginsky V.B., Vorontsov Yu.I., Thorne K.S. // *Science*. 1980. **209**. P. 547.
6. Mensky B.M. *Quantum Measurements and Decoherence: Models and Phenomenology*. Kluwer Academic Publishers, 2000.
7. Kivshar Yu. // *Nature Physics*. 2006. **2**. P. 729.
8. McDonald G.D. et al. // arXiv: 1403.3485. 2014.
9. Gupta D. et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2011. **21**. P. 883.
10. Terai H., Yamashita T., Miki S. et al. // *Opt. Express*. 2012. **20**, N. 18. P. 20115.
11. Mukhanov O.A. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2011. **21**, N 3, P. 760.
12. Ryllyakov A.V., Likharev K.K. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1999. **9**. P. 3539.
13. Pankratov A.L., Spagnolo B. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. **93**. P. 177001.
14. Semenov V.K., Inamdar A. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005. **15**. P. 435.
15. Gordeeva A.V., Pankratov A.L. // *Appl. Phys. Lett.* 2006. **88**. P. 022505.
16. Gordeeva A.V., Pankratov A.L. // *J. Appl. Phys.* 2008. **103**. P. 103913.
17. Terai H., Wang Z., Hishimoto Y. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. **84**. P. 2133.
18. Terai H. et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005. **15**. P. 364.
19. Fedorov A., Shnirman A., Schon G. et al. // *Phys. Rev. B*. 2007. **75**. P. 224504.
20. Soloviev I.I., Klenov N.V., Pankratov A.L. et al. // *Phys. Rev. E*. **87**. P. 060901(R).
21. Pankratov A.L., Gordeeva A.V., Kuzmin L.S. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. **109**. P. 087003.
22. Fedorov K.G., Shcherbakova A.V., Schafer R., Ustinov A.V. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. **102**. P. 132602.
23. Averin D.V., Rabenstein K., Semenov V.K. // *Phys. Rev. B*. 2006. **73**. P. 094504.
24. Herr A., Fedorov A., Shnirman A. et al. // *Supercond. Sci. Technol.* 2007. **20**. P. 450.
25. Fedorov K., Shcherbakova A., Wolf M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. **112**. P. 160502.
26. Gulevich D.R., Kusmartsev F.V. // *PRL*. 2006. **97**. P. 017004.
27. McLaughlin D.W., Scott A.C. // *Phys. Rev. A*. 1978. **18**. P. 1652.
28. Soloviev I.I., Klenov N.V., Pankratov A.L. et al. // <http://arxiv.org/pdf/1409.2658.pdf>.
29. Шумов С.В. Интегральные устройства на сверхпроводниковых туннельных переходах для приемников миллиметровых и субмиллиметровых волн: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М., 2003.

Ballistic detection of weak signals in active Josephson media**N. V. Klenov^{1,6,a}, I. I. Soloviev^{2,6}, A. E. Shchegolev¹, A. L. Pankratov^{3,4,5}**¹ *Department of Atomic Physics, Plasma Physics, and Microelectronics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*² *D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University,*³ *Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod 603950, Russia.*⁴ *R. E. Alekseev Technical University of Nizhni Novgorod, Nizhny Novgorod 603950, Russia.*⁵ *N. I. Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhny Novgorod 603950, Russia.*⁶ *F. V. Lukin Scientific Research Institute of Physical Problems, Zelenograd, Moscow 124460, Russia.**E-mail: ^a nvklenov@gmail.com.*

This work presents a study of the detection principles for weak magnetic signals in the presence of thermal fluctuations using a superconductor ballistic detector based on Josephson transmission lines. The importance of taking the relativistic aspect into account both in calculating the dynamics of the interaction between a fluxon and current inhomogeneity and in analyzing the influence of thermal fluctuations on this dynamics, is shown. Optimization of detector parameters such as the bias current and energy dissipation is presented to maximize the signal-to-noise ratio.

Keywords: superconductivity, Josephson effect, detection of weak signals, rapid single-flux-quantum logic.

PACS: 74.45.+c, 05.45.Yv, 74.40.-n, 05.40.-a, 85.25.Cp.

Received 6 October 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2015).

Сведения об авторах

1. Кленов Николай Викторович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: nvklenov@gmail.com.
2. Соловьев Игорь Игоревич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: igor.soloviev@gmail.com.
3. Щеголев Андрей Евгеньевич — студент; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: tanuioir@gmail.com.
4. Панкратов Андрей Леонидович — докт. физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-88, e-mail: alp@ipmras.ru.