13

Антенна для сверхпроводникового однофотонного детектора

© С.В. Селиверстов,[1,3,4,5] Д.Г. Фудин,[3] К.А. Кожуховский,[3] Г.Н. Гольцман[2,6]

[1] Лаборатория фотонных газовых сенсоров, Университет науки и технологий „МИСИС“,
119049 Москва, Россия
[2] Российский квантовый центр,
121205 Москва, Россия
[3] Московский педагогический государственный университет,
119991 Москва, Россия
[4] Научно-исследовательский институт телекоммуникаций, НИУ ВШЭ,
109028 Москва, Россия
[5] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия
[6] Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“,
101000 Москва, Россия
e-mail: sv.seliverstov@mpgu.su

Поступило в Редакцию 14 мая 2026 г.
В окончательной редакции 14 мая 2026 г.
Принято к публикации 14 мая 2026 г.

Представлены результаты моделирования планарной интегрированной со сверхпроводниковым NbN-мостиком дипольной металлической антенны. Получены спектры излучения и диаграмма направленности антенны, распределение поля на резонансной частоте, а также зависимость импеданса антенны от частоты. Результаты подтверждают возможность эффективного согласования сверхпроводникового однофотонного детектора с излучением на длине волны $2\,\mu$m без использования оптического волокна.

Ключевые слова: сверхпроводниковый однофотонный детектор, дипольная планарная антенна, микрополосковый счетчик одиночных фотонов, тонкая пленка сверхпроводника.

DOI: 10.61011/JTF.2026.10.63626.144-26

Введение

В настоящее время сверхпроводниковые однофотонные детекторы широко используются во многих научных областях от квантовой обработки информации и квантовых коммуникаций до астрофизики. Данные детекторы работают при температуре ниже критической в точке на вольт-амперной характеристике, находящейся в непосредственной близости от критического тока. Физика работы сверхпроводникового однофотонного детектора всесторонне исследована в оптическом диапазоне [1]. Данные типы детекторов обладают максимальной чувствительностью среди других типов фотодетекторов на заданной длине волны. В настоящее время сверхпроводниковые однофотонные детекторы являются золотым стандартом для подсчета фотонов в ближнем инфракрасном диапазоне с точки зрения системной квантовой эффективности, джиттера, скорости темнового счета и величины мертвого времени [2–4]. Характерной чертой сверхпроводниковых однофотонных детекторов является наличие плато на зависимости эффективности детектирования от тока смещения, вызванное насыщением, что указывает на то, что каждый поглощенный нанопроводом фотон приводит к созданию выходного импульса, когда детектор смещен в режиме насыщения. При работе в этой области эффективность в некоторой степени невосприимчива к флуктуациям тока смещения, что делает сверхпроводниковые однофотонные детекторы высокостабильными устройствами.

Максимальная длина волны фотона, поглощение которого детектором приводит к его регистрации, характеризуется пороговой энергией обнаружения детектора. Снижение этого параметра приведет к прогрессу во многих приложениях, таких как квантовое зондирование, LIDAR-системы, квантовые коммуникации, физическая химия и астрофизика. В частности, развитие в области инфракрасной астрономии и обнаружения темной материи напрямую зависит от возможности выполнения малошумного подсчета одиночных фотонов на максимально возможной длине волны [5]. Однако даже на более коротковолновом конце среднего инфракрасного спектрального диапазона ($2-10\,\mu$m) наблюдается нехватка существующих технологий для подсчета фотонов, при этом единственными реальными доступными технологиями являются лавинные фотодиоды HgCdTe, работающие в режиме подсчета одиночных фотонов, и сверхпроводящие нанопроволочные однофотонные детекторы. Если рассматривать более длинные волны, а именно длинноволновый край среднего инфракрасного диапазона ($10-25\,\mu$m) и дальний инфракрасный диапазон (выше $25\,\mu$m), то в них на сегодняшний день не существует продемонстрированной практической технологии для подсчета одиночных фотонов. Таким образом, приоритетной и по-настоящему актуальной задачей яв-

ляется продвижение работы сверхпроводниковых однофотонных детекторов в область более длинных волн.

Детектирование одиночных фотонов с длиной волны $29\,\mu$m с помощью сверхпроводникового нанопроволочного однофотонного детектора уже было ранее продемонстрировано в работе [6]. Продемонстрирован счет фотонов в условиях насыщения (плато на графике зависимости числа отсчетов от тока смещения) и скорости темнового счета менее 0.01 отсчетов в секунду. Подход, предложенный авторами, основан на увеличении площади чувствительного элемента и заполнении этой площади меандром из сверхпроводникового провода шириной 80 nm. Однако такая конструкция существенно ограничивает мертвое время и временнóе разрешение детектора из-за высокой кинетической индуктивности [7], а также ограничивает возможности изготовления устройств и повышает планку технологических требований.

Альтернативный подход, предлагаемый в нашем исследовании, основан на интеграции сравнительно короткого ($1\,\mu$m) сверхпроводникового мостика шириной 100 nm с планарной дипольной металлической антенной. При этом данный подход может быть легко распространен и на сверхпроводниковые микрополосковые однофотонные детекторы, в которых в качестве чувствительного элемента используется широкая сверхпроводящая полоска. Микрополосковые детекторы обладают рядом преимуществ перед нанополосками. Их применение позволит избавиться от необходимости использования электронной литографии в процессе изготовления детекторов и ограничиться гораздо более доступными технологическими операциями: фотолитографией или лазерной литографией. Наибольший положительный эффект от этого будет получен при переходе к детектированию фотонов дальнего ИК диапазона.

Последние технологические достижения позволили создать сверхпроводящие пленки NbN предельно малой толщины. Такие пленки характеризуются более низкой температурой перехода в сверхпроводящее состояние и более высокой плотностью критического тока, поскольку уменьшение толщины пленки приводит к увеличению количества центров пиннинга, которые закрепляют абрикосовские вихри и препятствуют их движению под действием тока. Увеличение плотности критического тока приводит к повышению чувствительности детектора и большей величине отклика. Ключевой характеристикой сверхпроводящего однофотонного детектора выступает близость критического тока к току распаривания. Этот параметр определяет спектральный диапазон детектирования, внутренний и системный джиттер, а также квантовую эффективность устройства [8,9].

В этом случае использование планарной антенны также будет способствовать улучшению связи детектора с излучением (за счет возможности изготовления 50-омных согласованных структур) для эффективного поглощения падающей мощности. Данное отличие является ключевым по сравнению с подходами, реализованными ранее. Предыдущие работы по продвижению в длинноволновую область были связаны с использованием нанопроволочных однофотонных детекторов, в которых мостики нанометровой ширины образовывали меандр микронного размера. В работах [8,9] было показано, что пара вихрь–антивихрь, генерируемая в горячем пятне при поглощении фотона, может привести к образованию нормального поперечного сечения почти без какой-либо привязки к ширине полоски. Это, в свою очередь, открывает возможность для создания нового типа сверхпроводниковых детекторов, использующий широкие полоски (микронной ширины и больше) в роли активного элемента (сверхпроводниковый микрополосковый однофотонный детектор).

Впервые экспериментальная реализация подобного детектора была продемонстрирована в работе [10], в которой была исследована однофотонная чувствительность детекторов с шириной полоски 500, 2000, 3000 и 5000 nm на длине волны 1550 nm. Основными достоинствами данного детектора, по сравнению со стандартной конфигурацией, являются высокое значение выходного импульса, приводящее к высокому значению сигнал–шум, возможность создания либо сверхбыстрых детекторов (GHz скорости счета), либо детекторов огромной площади (более $100 \times 100\,\mu$m) с мертвым временем, как у стандартных нанометровых сверхпроводниковых однофотонных детекторов ($10-20$ ns). Таким образом, достигнутая технологическая возможность производства NbN-пленок с поверхностным сопротивлением порядка $1000\,\Omega$/sq и температурой сверхпроводящего перехода вблизи 8 K открывает возможность для продвижения сверхпроводниковых нанопроволочных однофотонных детекторов в область более длинных волн, вплоть до дальнего инфракрасного диапазона. Но для этого потребуется соответствующая схема согласования.

Стандартная схема согласования излучения из открытого пространства и планарных детекторов, интегрированных с антенной, основана на использовании линзы [11,12]. В предложенном нами методе линза отсутствует. В этом состоит принципиальное техническое отличие от опубликованных ранее работ. Мы исследовали приемные характеристики предлагаемой антенны и ее импеданс, а также диаграмму направленности в дальней зоне. Предлагаемая нами концепция, основанная на использовании планарной металлической антенны, отличается от реализованной ранее, например, в работах [13,14], в которых исследовался прием излучения с длиной волны $1.55\,\mu$m и менее из оптического волокна, а чип детектора приклеивался непосредственно к торцу ферулы. В случае согласования излучения из открытого пространства знание диаграммы направленности критически важно для проектирования оптической схемы, которая будет использована в нашем дальнейшем экспериментальном исследовании по регистрации распространяющихся в свободном пространстве фотонов спонтанного параметрического рассеяния света с длиной волны $2\,\mu$m с помощью исследованных в настоящей работе устройств.

1. Модель

В качестве инструмента для моделирования нами был использован программный пакет Ansys Electronics Desktop. В разработанной нами электромагнитной модели исследовалась интегрированная со сверхпроводниковым NbN-мостиком дипольная антенна, рассчитанная на длину волны $2\,\mu$m (150 THz). Мы исследовали металлическую антенну с открытыми рукавами. Чертеж структуры с внешними контактами изображен на рис. 1.

Антенна состоит из двух линейных электродов (рукавов), ориентированных вдоль оси Y. Под двумя линейными электродами и в зазоре между двумя рукавами диполя расположена полоска сверхпроводника NbN. Моделировались антенны для нано- и микрополоски с двумя размерами зазора: 100 nm и $0.5\,\mu$m соответственно. В будущем технологическом процессе изготовления исследованных структур первой будет напыляться пленка NbN, после чего будет формироваться полоска NbN, а затем электроды антенны. Перед нанесением металла антенны поверхность участка NbN-пленки будет очищена в установке плазмохимического травления. В конечной структуре под электродами антенны будет находиться участок сверхпроводниковой пленки, соединенный с полоской NbN. Однако на частоте излучения, которая много больше величины сверхпроводящей щели, генерируемые токи будут протекать преимущественно по металлу антенны, а электрический контакт между NbN-полоской и электродами будет осуществляться в малой по площади области, расположенной на краю электродов, примыкающих к NbN-полоске.

Подобная антенна была разработана для радиочастотного диапазона. В предложенном нами планарном варианте диполь использовался для сбора излучения из открытого пространства в большом телесном угле и его концентрации в небольшой субволновой области сверхпроводника.

Все металлические элементы в модели были заданы как проводящие поверхности с соответствующими проводящими характеристиками. Ширина рукавов составляла от 40 до 60 nm в нескольких конфигурациях

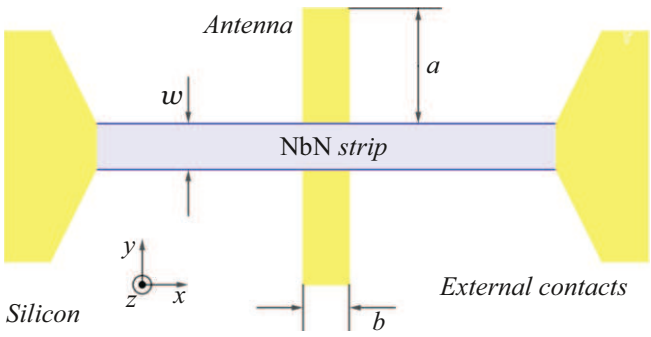

Рис. 1. Схематическое изображение сверхпроводниковой NbN-полоски, интегрированной с планарной дипольной антенной. a и b — ширина и длина рукава антенны, w — ширина полоски сверхпроводника.

антенны, при этом длина рукавов оставалась одинаковой на всех этапах моделирования и равнялась 140 nm. Как отмечалось в работе [13], изготовление антенн, рассчитанных на прием излучения телекоммуникационной длины волны с соответствующими типоразмерами планарных элементов, представляет собой нетривиальную технологическую задачу, связанную, прежде всего, со сложностью процесса совмещения на этапе электронной литографии. Однако при переходе в область больших длин волн принимаемого излучения все линейные размеры антенной структуры увеличиваются пропорционально увеличению длины волны. Размеры элементов наших антенн, рассчитанных на прием излучения с длиной волны $2\,\mu$m, были подобраны с учетом накладываемых технологических ограничений, связанных с процессом изготовления конечных структур.

В модели задавался порт, расположенный на плоской границе раздела между двумя полупространствами (кремниевым и вакуумным), при этом учитывались резистивные потери в порте и потери в подложке. Размеры порта составляли 100×100 nm для нанопровода и $0.5 \times 0.5\,\mu$m для микрополоски. Импеданс порта задавался чисто активным и равным $50\,\Omega$. При этом наличие пленки сверхпроводника в модели не учитывалось, поскольку при поглощении излучения пленка находится в резистивном состоянии. В качестве материала подложки был выбран высокоомный кремний (удельное сопротивление более $3\,\mathrm{k}\Omega\cdot\mathrm{cm}$). Толщина подложки составляет $400\,\mu$m. Выбор кремния был обусловлен необходимостью обеспечить высокую эффективность излучения антенны и подавить боковые лепестки диаграммы направленности, что достигается за счет высокого значения диэлектрической проницаемости и подавления волновых мод в подложке. В модели рукава антенны были выполнены из золота и задавались в качестве плоских поверхностей. Золото при этом рассматривалось как идеальный проводник. Излучающий порт находился в геометрическом центре антенны. Граничные условия были взяты на бесконечном удалении в обоих сферических полупространствах: полупространстве кремния с диэлектрической проницаемостью 11.9 и полупространстве вакуума. Дискретный анализ проводился на частотах, равноотстоящих друг от друга на 1 THz, начальная частота составляла 100 THz, конечная частота составляла 200 THz. Моделирование осуществлялось по методу конечных элементов. Разбиение подбиралось таким образом, чтобы в ближней зоне характерные размеры элементов (тетраэдров) не превышали 1/50, а в дальней зоне — 1/10 длины волны в вакууме, на которой осуществлялось моделирование.

2. Результаты и обсуждение

Были рассчитаны значения $|S_{11}|$ параметра антенны, т. е. модуля отношения комплексной амплитуды, отраженной от порта волны, к комплексной амплитуде,

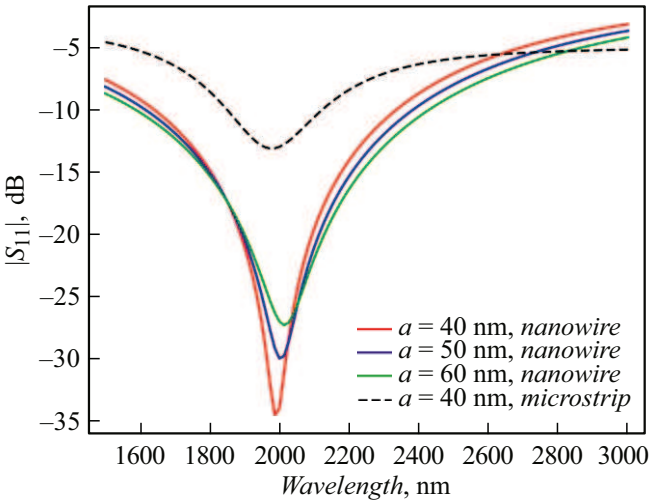

Рис. 2. Спектры $|S_{11}|$ параметра дипольной антенны. Сплошные линии представлены для детектора в виде нанопровода шириной 100 nm для трех значений ширины полосковых линий (40, 50 и 60 nm) при одной и той же длине (140 nm). Штриховая линия соответствует микрополосковому детектору с шириной полоски чувствительного элемента 0.5 μm с шириной полосковой линии антенны 40 nm и длиной 140 nm.

падающей на порт волны в зависимости от частоты. Результаты представлены на рис. 2.

Видно, что значение $|S_{11}|$ на частоте 150 THz составляет -34 dB для дипольной антенны с шириной полоска 40 nm, -30 dB — для антенны с шириной полоска 50 nm и -27 dB — для дипольной антенны с шириной полоска 60 nm. Это означает, что в резонансе отражение падающей волны от порта антенны мало, а значит, антенна эффективно излучает подаваемую на порт мощность. Согласно принципу обратимости, на этой же частоте антенна также должна быть эффективным приемником падающего излучения. Таким образом, можно констатировать, что изменение ширины диполей в исследованном интервале не приводит к существенной деградации спектральной характеристики излучения антенны, однако наилучшие характеристики получаются при наименьшем значении ширины диполей (40 nm), поэтому в дальнейшем использовались дипольные антенны с данным значением ширины рукавов. Данное улучшение характеристик связано с приближением импеданса антенны к заданному значению импеданса порта на резонансной частоте. Дальнейшее уменьшение ширины диполей не представляет практического интереса, поскольку оно ограничено технологическими возможностями изготовления соответствующих структур. В указанном диапазоне изменения ширины полосков также изменяется резонансная частота антенны, однако величина этого изменения не является критической.

Также в подтверждение возможности использования предлагаемых антенн для согласования излучения с микрополосковыми детекторами был исследован спектр $|S_{11}|$ параметра для антенны с шириной зазора 0.5 μm при тех же значениях длины и ширины полосковой линии антенны (140 и 40 nm соответственно). Результаты представлены на рис. 2 в виде пунктирной линии. Они показывают, что эффективность работы антенны в случае с микрополосковыми детекторами хуже, чем с нанополосками, поскольку значение $|S_{11}|$ в резонансе составило -13.2 dB. Однако этого все еще достаточно для существенного улучшения приемных характеристик детектора.

Было промоделировано распределение напряженности поля в плоскости антенны на резонансной частоте. Результаты представлены на рис. 3.

Мощность, подаваемая на порт антенны в модели, составляла 1 W. В реальном устройстве мощность падающего излучения будет на много порядков меньше, поэтому отмеченные в легенде значения для напряженности электромагнитного поля необходимо рассматривать как относительные. Из рис. 3 видно, что на резонансной частоте превалирующая часть энергии поглощается нанопроводом. Мы связываем некоторую асимметрию распределения поля относительно горизонтальной оси, проходящей через центр рисунка, с особенностями стандартного метода разбиения на конечные элементы, который применялся в используемом программном пакете при моделировании.

Также было проведено моделирование частотной зависимости импеданса антенны. Результаты представлены на рис. 4.

Из графика видно, что в целом с ростом длины волны уменьшается как мнимая, так и действительная части импеданса. При этом действительная часть импеданса антенны в рабочей точке по длине волны составляет около 50 Ω, а мнимая часть импеданса при этом близка к нулю, что обеспечивает хороший уровень согласования со сверхпроводниковым мостиком. Стоит отметить, что импеданс порта в модели задавался равным 50 Ω, что соответствует режиму работы сверхпроводникового однофотонного детектора, который, находясь в сверх-

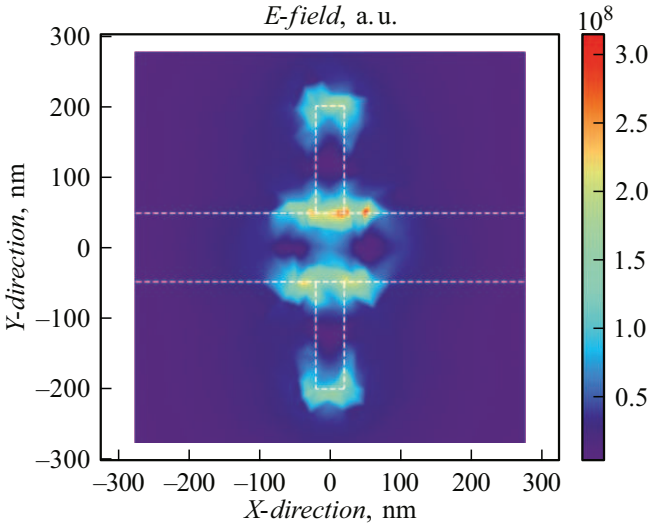

Рис. 3. Распределение поля в антенне на резонансной частоте.

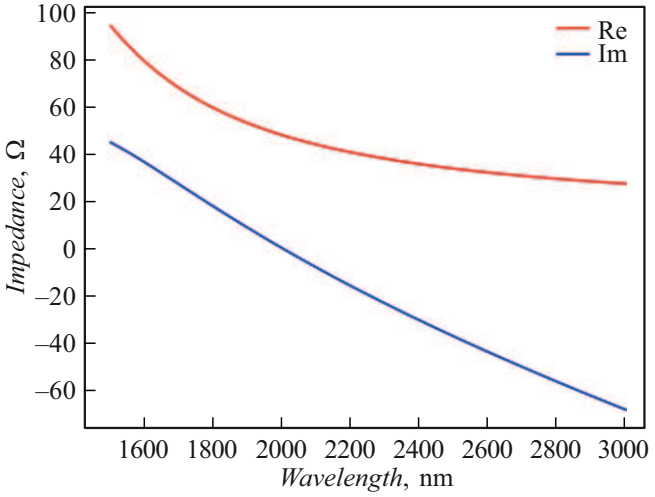

Рис. 4. Частотная зависимость импеданса антенны с шириной рукавов 40 nm.

проводящем состоянии, поглощает падающий фотон и в результате переходит в нормальное состояние. Кроме того, как видно из рис. 3, электромагнитное поле в основном сосредоточено в узкой области нанопровода в непосредственной близости к рукавам антенны, т. е. активной областью нанопровода является прямоугольник с отношением длины к ширине менее единицы, что является дополнительным подтверждением целесообразности использованного метода задания величины импеданса порта дипольной антенны.

Поскольку моделируемая антенна в отличие от ранее опубликованных работ будет использоваться для согласования сверхпроводникового однофотонного детектора с излучением, распространяющимся в свободном пространстве, важной характеристикой является ее диаграмма направленности, которая также была исследована при моделировании. При исследовании анализировалась полусфера бесконечного радиуса, расположенная над кремниевой подложкой и структурой антенны, поскольку в эксперименте излучение будет падать на детектор со стороны открытого полупространства, а не со стороны подложки. Полученные результаты представлены на рис. 5.

Видно, что в плоскости, коллинеарной рукавам антенны, излученная мощность сравнительно слабо зависит от направления, тогда как в плоскости, перпендикулярной рукавам, соответствующее изменение уже существенно, и угол раствора диаграммы направленности, соответствующих 3-dB спаду излученной мощности, составляет около 90°. Полученные данные будут использованы при проектировании оптической схемы в эксперименте. При этом будет учитываться также, что антенна обладает линейной поляризацией, так что она будет соответствующим образом ориентирована по отношению к источнику излучения для достижения наилучшей эффективности приема.

Таким образом, результаты моделирования подтверждают возможность продвижения работы сверхпроводникового однофотонного детектора в область больших длин волн (вплоть до дальнего инфракрасного диапазона) за счет использования сверхпроводниковых мостиков, интегрированных в планарную антенну для согласования падающего излучения с детектором. Дополнительным подтверждением являются последние достижения в технологии производства тонких сверхпроводниковых пленок NbN с высокими значениями поверхностного сопротивления при нормальной температуре, что является критичным фактором при создании конечного устройства.

Это связано с тем, что суть счета фотонов сверхпроводникового однофотонного детектора заключается в переходе мостика из сверхпроводящего состояния в нормальное. Возникающее после поглощения фотона горячее пятно, которое инициирует этот переход, имеет размер около нескольких десятков нанометров, что объясняет стремление максимизировать ее влияние за счет создания узких полосок. Однако при детальном анализе, изложенном в уже упомянутых работах [8,9], оказывается, что пара вихрь–антивихрь (или одиночный вихрь, который появляется, когда на краю полосы возникает горячее пятно), генерируемая в горячем пятне, может привести к образованию нормального домена почти без какой-либо привязки к ширине полосы. Данный результат привел к появлению нового направления исследований сверхпроводниковых однофотонных детекторов, ориентированного на использование полосок микрометрового масштаба. Детекторы, в которых в качестве активного элемента применяются широкие полоски, получили наименование сверхпроводниковых микрополосковых однофотонных детекторов. Как уже отмечалось, сравнительно недавно была проведена первая экспериментальная реализация такого детектора [10]. В дальнейшем было исследовано время джиттера сверхпроводниковых микрополосковых однофотонных детек-

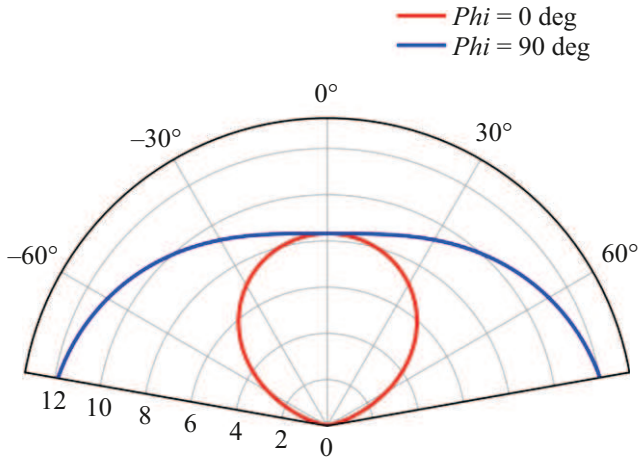

Рис. 5. Диаграмма направленности антенны в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (нормированная излучаемая мощность в dB).

торов. Было продемонстрировано сильное увеличение внутреннего джиттера при уменьшении тока смещения в условиях насыщения внутренней квантовой эффективности [15]. Таким образом, для „правильной работы“ сверхпроводниковых микрополосковых детекторов необходимо, чтобы рабочая точка по току соответствовала насыщению внутренней квантовой эффективности детектора для требуемой длины волны. Для достижения этих результатов необходима аккуратная и систематическая оптимизация параметров сверхпроводниковых пленок.

В работе [16] показана возможность достижения высоконасыщенной эффективности детектирования сверхпроводящих микрополосковых однофотонных детекторов за счет использования широких мостиков из высокоомных пленок NbN. К сожалению, при увеличении ширины полоски уменьшается квантовая эффективность детектора. В то же время квантовая эффективность сверхпроводящих однофотонных детекторов сильно зависит от поверхностного сопротивления сверхпроводниковой пленки в нормальном состоянии [17]. При увеличении поверхностного сопротивления плато насыщения на зависимости эффективности детектирования от тока смещения расширяются.

Использование широких мостиков для детектирования фотонов открывает возможность для интеграции чувствительного элемента детектора в планарную антенну для связи с излучением, что, в свою очередь, обеспечивает высокую эффективность поглощения в дальней инфракрасной области и дает возможность использовать чувствительный элемент малой площади, открывая двери к разработке практических устройств.

Заключение

Исследованы характеристики дипольной антенны, интегрированной с однофотонным сверхпроводниковым детектором. Полученные результаты демонстрируют возможность использования планарной дипольной антенны для оптимизации согласования сверхпроводникового однофотонного детектора на длине волны $2\,\mu$m. Использование антенны для приема излучения, распространяющегося в открытом пространстве, обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционным подходом, ориентированным на согласование детекторов с оптическим волокном и заключающимся в плотном заполнения площадки под ядром волокна за счет увеличения длины сверхпроводникового мостика, закрученного в форме меандра, поскольку последнее ограничивает мертвое время и временное разрешение детектора из-за увеличения кинетической индуктивности. Предложенный подход открывает возможности для перевода работы сверхпроводникового однофотонного детектора в область более длинных волн и для его эффективного согласования с излучением без использования оптического волокна, что является целью наших дальнейших исследований.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №22-12-00055-П (моделирование частотной зависимости эффективности излучения и диаграммы направленности антенны) и гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FSME-2025-0002 (моделирование характеристик антенны в ближнем поле).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. Korneev, P. Kouminov, V. Matvienko, G. Chulkova, K. Smirnov, B. Voronov, G.N. Gol'tsman, M. Currie, W. Lo, K. Wilsher, J. Zhang, W. Słysz, A. Pearlman, A. Verevkin, R. Sobolewski. Appl. Phys. Lett., **84** (26), 5338 (2004). DOI: 10.1063/1.1764600

[2] D.V. Reddy, R.R. Nerem, S.W. Nam, R.P. Mirin, V. Verma. Optica, **7** (12), 1649 (2020). DOI: 10.1364/OPTICA.400751

[3] B. Korzh, Q.-Yu. Zhao, J.P. Allmaras, S. Frasca, T.M. Autry, E.A. Bersin, A.D. Beyer, R.M. Briggs, B. Bumble, M. Colangelo, G.M. Crouch, A.E. Dane, Th. Gerrits, A.E. Lita, F. Marsili, G. Moody, C. Peña, E. Ramirez, J.D. Rezac, N. Sinclair, M.J. Stevens, A.E. Velasco, V.B. Verma, E.E. Wollman, S. Xie, D. Zhu, P.D. Hale, M. Spiropulu, K.L. Silverman, R.P. Mirin, S.W. Nam, A.G. Kozorezov, M.D. Shaw, K.K. Berggren. Nat. Photonics, **14** (4), 250 (2020). DOI: 10.1038/s41566-020-0589-x

[4] I. Craiciu, B. Korzh, A.D. Beyer, A. Mueller, J.P. Allmaras, L. Narváez, M. Spiropulu, B. Bumble, T. Leher, E.E. Wollman, M.D. Shaw. Optica, **10** (2), 1830 (2023). DOI: 10.1364/OPTICA.478960

[5] E.E. Wollman, V.B. Verma, A.B. Walter, J. Chiles, B. Korzh, J.P. Allmaras, Ya. Zhai, A.E. Lita, A.N. McCaughan, E. Schmidt, S. Frasca, R.P. Mirin, S.-W. Nam, M.D. Shaw. J. Astron. Telesc. Instrum. Syst., **7** (1), 011004 (2021). DOI: 10.1117/1.JATIS.7.1.011004

[6] G.G. Taylor, A.B. Walter, B. Korzh, B. Bumble, S. Patel, J.P. Allmaras, A.D. Beyer, R. O'Brient, M.D. Shaw, E.E. Wollman. Optica, **10** (12), 1672 (2023). DOI: 10.1364/OPTICA.509337

[7] A.J. Kerman, E.A. Dauler, W.E. Keicher, J.K.W. Yang, K.K. Berggren, G. Gol'tsman, B. Voronov. Appl. Phys. Lett., **88** (11), 111116 (2006). DOI: 10.1063/1.2183810

[8] A.N. Zotova, D.Yu. Vodolazov. Phys. Rev. B Condens. Matter Mater. Phys., **85** (2), 024509 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.85.024509

[9] D.Yu. Vodolazov. Phys. Rev. Appl., **7** (3), 034014 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.7.034014

[10] Yu.P. Korneeva, D.Yu. Vodolazov, A.V. Semenov, I.N. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A.A. Korneev, G.N. Goltsman, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. Appl., **9** (6), 064037 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.064037

[11] A. Shurakov, S. Seliverstov, N. Kaurova, M. Finkel, B. Voronov, G. Goltsman. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., **2** (4), 400 (2012). DOI: 10.1109/TTHZ.2012.2194852

[12] D.F. Filipovic, S.S. Gearhart, G.M. Rebeiz. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., **41** (10), 1738 (2002). DOI: 10.1109/22.247919
[13] R.M. Heath, M.G. Tanner, T.D. Drysdale, Sh. Miki, V. Giannini, S.A. Maier, R.H. Hadfield. Nano Lett., **15** (2), 819 (2015). DOI: 10.1021/nl503055a
[14] L. Tang, S.E. Kocabas, S. Latif, A.K. Okyay, D.-S. Ly-Gagnon, K.C. Saraswat, D.A.B. Miller. Nat. Photonics, **2** (4), 226 (2008). DOI: 10.1038/nphoton.2008.30
[15] D.Yu. Vodolazov, N.N. Manova, Yu.P. Korneeva, A.A. Korneev. Phys. Rev. Appl., **14** (4), 044041 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.044041
[16] P. Zolotov, S. Svyatodukh, A. Divochiy, V. Seleznev, G. Goltsman. Appl. Phys. Lett., **122** (15), 152602 (2023). DOI: 10.1063/5.0144998
[17] Ph.I. Zolotov, A.V. Semenov, A.V. Divochiy, G.N. Goltsman, N.R. Romanov, T.M. Klapwijk. IEEE Trans. Appl. Supercond., **31** (5), 1 (2021). DOI: 10.1109/TASC.2021.3061923