

## Отчет по проекту ННИО\_а № 17-52-12051 "Джозефсоновские переходы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ в качестве когерентных ТГц генераторов" за 2017год.

Проект направлен на решение фундаментальной научной проблемы терагерцовой (ТГц) электроники, его целью является разработка новых типов генераторов и детекторов и создание на их основе практических устройств с уникальным набором параметров. Для решения этой фундаментальной проблемы используется несколько новых подходов, предложенных и уже апробированных участниками совместных исследований. В качестве ТГц генераторов используются естественные кристаллические структуры на основе массивов джозефсоновских переходов (МДП) в слоях высокотемпературного сверхпроводника  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$  (BSCCO), впервые исследованных в этом качестве участниками проекта из Германии. Для детального исследования спектров излучения созданных в ходе выполнения проекта BSCCO генераторов был использован уникальный интегральный сверхпроводниковый приемник ТГц диапазона со спектральным разрешением лучше 1 МГц, разработанный российскими участниками в ходе предыдущих проектов. Во время совместных измерений в Москве был проведен цикл спектральных измерений новых структур на основе МДП различной геометрии в зависимости от физической температуры и частоты излучения. Задачей является исследование механизмов генерации в массивах джозефсоновских переходов для создания ТГц генераторов с контролируруемыми и воспроизводимыми параметрами, обеспечивающими требуемую комбинацию мощности, диапазона перестройки частоты и ширины линии излучения.

Были проведены эксперименты по исследованию ТГц излучения из естественных МДП, содержащих около 930 джозефсоновских переходов, при изменении концентрации носителей заряда за счет интенсивного впрыска тока. Даже умеренные изменения в допировании за счет инжекции тока приводят к большим изменениям в ТГц эмиссионных свойствах МДП. Чтобы лучше понять природу терагерцового излучения, генерируемого естественными МДП, был изучен эффект самосмещения в системе джозефсоновских переходов, когда оба сигнала генерируются джозефсоновскими токами внутри МДП. Проведены измерения на разностной частоте (в диапазоне от 0,1 до 3,0 ГГц) при одновременном измерении ТГц излучения и транспортных свойств МДП структур. Обнаружено, что в режиме больших токов, когда в МДП образуется горячая точка, уровень мощности самосмещения низкий, а иногда даже совсем отсутствует, указывая на хорошую фазовую синхронизацию всех джозефсоновских переходов. При малых токах смещения, где горячего пятна нет, сигнал самосмещения хорошо выражен; это дает простой способ оценки когерентности терагерцового излучения, создаваемого МДП.

Была изучена возможность детектирования спектральных линий газа с использованием ТГц излучения МДП. Частота ТГц излучения МДП изменяется за счет изменения тока смещения и, следовательно, напряжения на структуре. Для детектирования терагерцового излучения были использованы как болометрические, так и гетеродинные методы. Хорошо выраженные линии поглощения воды и пара аммиака были получены на ТГц спектрах с использованием обоих методов детектирования. При более стабильной схеме гетеродинного детектирования минимальное регистрируемое давление газа составляет около 0,001 мбар для  $\text{H}_2\text{O}$  и около 0,07 мбар для  $\text{NH}_3$ . Наименьшие наблюдаемые ширины линий поглощения находятся в диапазоне от 4 до 5 МГц. Эти результаты показывают, что перестраиваемые по частоте генераторы на основе МДП могут быть удобными источниками для потенциальных ТГц применений в спектроскопии на частотах от 0,4 до 2 ТГц.

На первый год выполнения проекта были заявлены две взаимосвязанные задачи данного проекта, который выполнялись при тесном сотрудничестве российской и немецкой научных групп (группа университета г.Тюбинген, Германия и российской команды из ИРЭ им В.А. Котельникова РАН):

1.1 Исследование ТГц свойств МДП структур, оптимизация диапазона перестройки частоты, мощности и ширины линии генерации (2017 год).

2.1. Измерение спектров излучения многоэлементных матриц на основе МДП структур (2017 – 2018 годы)

Все запланированные на первый год выполнения проекта исследования были выполнены, получен ряд новых и важных результатов, которые опубликованы в ведущих научных изданиях. Более того, досрочно начато выполнение третьей задачи проекта: была изучена возможность детектирования спектральных линий газа с использованием ТГц излучения МДП, что доказывает возможность практических приложений таких генераторов для задач спектроскопии.

### **Полученные за 2017 год результаты**

В соединении  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$  (BSCCO) сверхпроводимость с критической температурой  $T_c$  порядка 90 К обеспечивается слоями  $\text{CuO}_2$  толщиной 0,3 нм, которые разделены барьерными слоями  $\text{SrO}$  и  $\text{BiO}$  суммарной толщиной 1,5 нм, формирующими джозефсоновскую связь [1]. Таким образом, монокристалл толщиной 1 мкм образует стопку из примерно 670 созданных природой джозефсоновских переходов. Структуру, «вырезанную» из такого монокристалла методами нанотехнологии, мы будем называть массивом джозефсоновских переходов (МДП). Известно, что МДП нужных размеров может излучать когерентным образом в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [2 - 4]. МДП, используемые для генерации THz излучения, чаще всего имеют прямоугольную форму с размерами в плане около  $300 \times 50$  мкм<sup>2</sup> и содержат 500 - 2000 джозефсоновских переходов. МДП могут быть сформированы как мезы на кристалле BSCCO, а также как отдельные мезы, включенные между двумя золотыми электродами: gold-BSCCO-gold (GBG) [5 -7]. Частота излучения  $f_e$  определяется джозефсоновским соотношением  $f_e = VJ/\Phi_0$ , где  $\Phi_0$  - квант потока ( $\Phi_0 = 483,6$  ГГц/мВ), а  $VJ$  - напряжение на одном джозефсоновском переходе в стопке. Измеренная частота генерации лежит в диапазоне 0,4 - 2,4 ТГц [8]; для лучших МДП была достигнута мощность излучения порядка десятков мкВт [6 - 9].

Для небольших МДП, с боковыми размерами в несколько мкм и состоящими из нескольких джозефсоновских переходов, концентрация носителей заряда может быть обратимо изменена *in situ* путем инъекции большого тока [10 - 13]. Этот эффект отличается от электромиграции и диффузии кислорода, и предположительно связан с заполнением зарядовых ловушек в изоляционных слоях [10, 11], в дальнейшем мы будем называть этот процесс «допированием». Инъекция тока может приводить как к «допированию» (увеличению концентрации носителей заряда), так и к «дедопированию» (уменьшению концентрации носителей заряда). Чтобы изменить состояние образца, напряжение  $V$  на структуре должно превышать некоторое пороговое значение  $V_t$ , которое для небольших стопок переходов составляет порядка 1,3 В для допирования и 1,7 В для дедопирования [10]. Выше  $V_t$  для фиксированного тока концентрация носителей

изменяется постепенно, что отражается в изменении  $V$  как функции времени. Сопротивление по оси «с» в BSCCO увеличивается с уменьшением концентрации носителей заряда. Таким образом, допирование сопровождается уменьшением  $V$ , в то время как дедопирование проявляется как увеличение  $V$ .

Целью данного исследования было выяснение возможности использовать инжекцию носителей заряда для управления параметрами ТГц генерации в больших МДП, применяемых для генерации ТГц излучения. Для достижения  $V_t$  в таких больших МДП необходимо задавать токи порядка 100 мА или более, что приводит к выделению тепла около 150 мВт. Эксперименты по допированию и дедопированию проводились на нескольких мезах и двух структурах GBG, выполненных в трехэлектродной конфигурации (размер в плане  $50 \times 300 \text{ мкм}^2$ ,  $T_c$  около 88 К, число переходов приблизительно 930), в дальнейшем мы будем ссылаться на них как на образцы GBG-1 и GBG-2. Дедопирование работает для всех исследованных структур, в то время как допирование было достигнуто для одной мезы и одной структуры с золотыми электродами - GBG-2. Отметим, что эксперименты по допированию / дедопированию проводились в небольшом диапазоне концентраций носителей заряда, так что критическая температура МДП изменялась менее чем на 1 К.

Исследованные структуры GBG были изготовлены из одного монокристалла, состав которого находится вблизи оптимального легирования. Геометрия структуры показана на рисунке 1; процесс изготовления описан в предыдущих отчетах и работе [14]. Зазор на нижнем слое Au между двумя инжекторами составляет 75 мкм; толщина обоих МДП составляет 1,4 мкм. Для измерений образца GBG-1 использовалось симметричное задание тока через два нижних электрода; для измерений GBG-2 для инжекции тока использовался только один из нижних электродов, а второй использовался для измерения напряжения. Образец GBG-1 измерялся в двухэлектродной конфигурации с симметричным смещением, поэтому контактные сопротивления нижнего и верхнего электродов в МДП проявляются на вольт-амперной характеристике (ВАХ), давая вклад общее сопротивление образца.

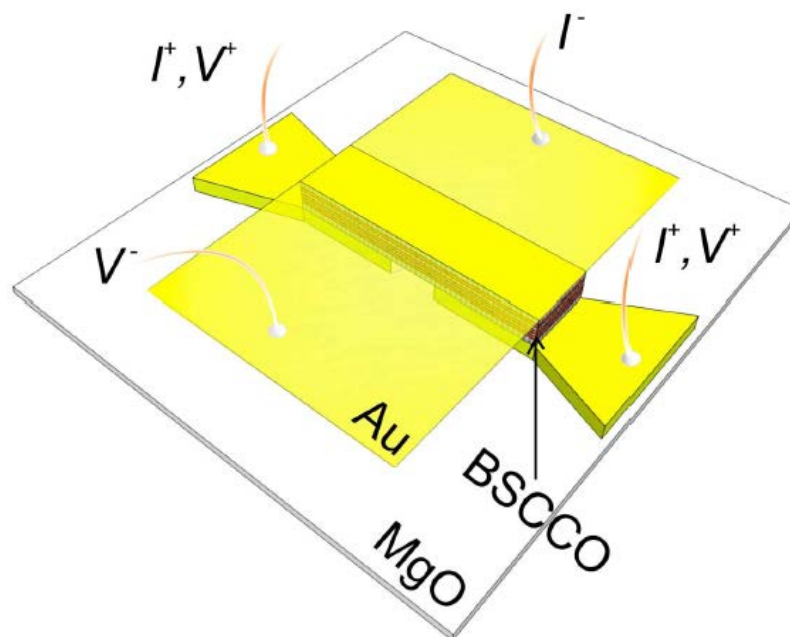


Рисунок 1. Эскиз трехтерминального массива джозефсоновских переходов с золотыми электродами (GBG), используемого для экспериментов по инжекции носителей заряда.

На рисунке 2а показаны ВАХ для образца GBG-1 при различной степени допирования; кривая, обозначенная D-1, относится к недопированному образцу после изготовления. При увеличении тока выше 35 мА происходит одновременный переход всех джозефсоновских контактов в массиве из состояния нулевого напряжения в полностью резистивное состояние. Из значения тока переключения можно определить критическую плотность сверхтока  $j_c$ , ее величина составляет примерно  $230 \text{ А/см}^2$ . При изменении тока назад и вперед резистивная ветвь ВАХ воспроизводима, при условии, что ток не превышает 130 мА. Дедопирование проводилось при токе  $I = 135 \text{ мА}$ , величина  $V$  составляет 1,56 В, время 45 минут; в ходе процесса напряжение  $V$  медленно растет. После окончания процесса дедопирования и уменьшения тока до «0» реализуется новая резистивная ветвь (она обозначена на рисунке 2а как D-2), представляющая новое состояние, с уменьшенной плотностью носителей заряда. Процесс дедопирования выполнялся 5 раз, соответствующий набор ВАХ с маркировкой от D-2 до D-6 представлен на рисунке 2 (а). Отметим, что на ВАХ начиная с D-2 до D-6, есть несколько переключений в резистивное состояние; это указывает на то, что при дедопировании структура МДП становится все более неоднородной и критические токи отдельных переходов начинают различаться.

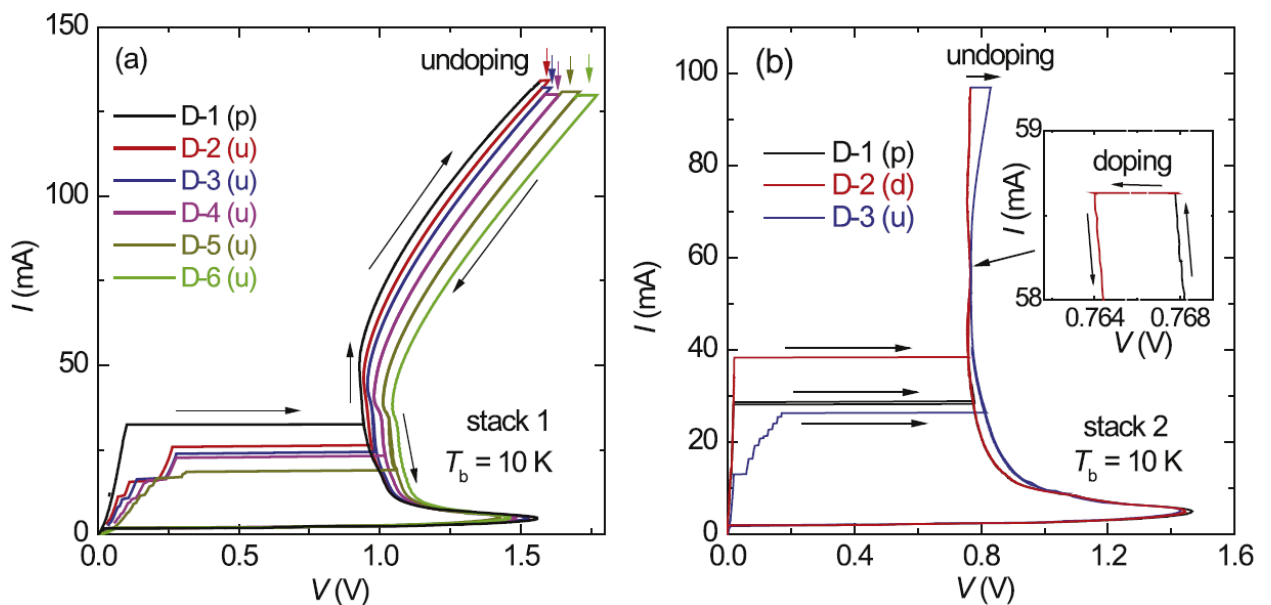


Рисунок 2. ВАХи для образца GBG-1 (а) и GBG-2 (b), демонстрирующие результат процедуры инжекции носителей заряда. Кривые с маркировкой D-1, D-2 и т. д. соответствуют различным состояниям допирования, начиная с начального состояния образца. Ярлыки (p), (u) и (d) указывают на начальное состояние (pristine), состояние после дедопирования (undoping) и допирования (doping), соответственно. Измерения проводились при температуре  $T_b = 10 \text{ K}$ .

На рисунке 2b показаны ВАХ для образца GBG-2 для двух циклов инжекции носителей заряда. Для задания тока смещения использовался только один из нижних электродов, в то время как другой использовался для измерения напряжения (трехэлектродная конфигурация, устраняющая контактное сопротивление между нижними электродами для инжекции тока и меза-структурой). Кривая D-1 показывает ВАХ для недопированного образца. Переключение из сверхпроводящего состояния в полностью резистивное состояние происходит при токе 28 мА. Допирование было осуществлено при токе 59 мА и напряжении  $V = 0,77 \text{ В}$ , процесс проходил в течение 30 минут; получившаяся ВАХ обозначена D-2. Несмотря на очень небольшое изменение

напряжения после допирования, ток переключения из сверхпроводящего состояния до резистивного состояния увеличился в 1,4 раза и составил 38 мА. Как и для недопированного образца, наблюдался только один ток переключения в резистивное состояние, что указывает на то, что процедура допирования не увеличивала неоднородность образца. Наконец, при токе 97 мА была проведена процедура дедопирования со временем удержания 40 мин, напряжение при этом увеличилось с 0,77 В до 0,83 В; ВАХ для этого нового уровня допирования помечена как D-3. На этой кривой, как и для состояний D-2 - D-6 для образца GBG-1, наблюдается несколько шагов переключения в резистивное состояние.

Ниже описано влияние допирования и дедопирования на характеристики ТГц излучения образцов GBG-1 и GBG-2. Для обоих образцов излучение происходило при токах ниже 10 мА, соответствующие результаты измерений детектируемой мощности  $P_e$  показаны на рисунках 3 и 4 для образцов GBG-1 и GBG-2, соответственно. На рисунке 3 (а) показаны ВАХ для состояния легирования D-1 (недопированный образец) и дедопированных состояний D-2, D-3, D-5 и D-6. В области обратного изгиба ВАХ (для токов от 6 до 10 мА) мощность излучения очень низка для недопированного образца, она увеличивается для состояний D-2 и D-3 и снова практически исчезает для состояний D-4 и D-5, см. рисунок 3 (b, c). Для токов в диапазоне от 2 до 4 мА измеренная мощность излучения была заметно больше, чем для токов смещения 6 - 8 мА. Однако в области малых токов возникают скачки на ВАХ, обусловленные тем фактом, что некоторые из переходов переключились обратно в сверхпроводящее состояние. Таким образом, число контактов в резистивном состоянии изменяется, что затрудняет сравнение мощности  $P_e$  для разных состояний легирования. Тем не менее, для напряжений более 0,9 В, где число переходов уже постоянно, видно существенное увеличение мощности для состояний D-2 и D-3, мощность затем уменьшается (состояние D-4), и практически исчезает для состояния D-5.

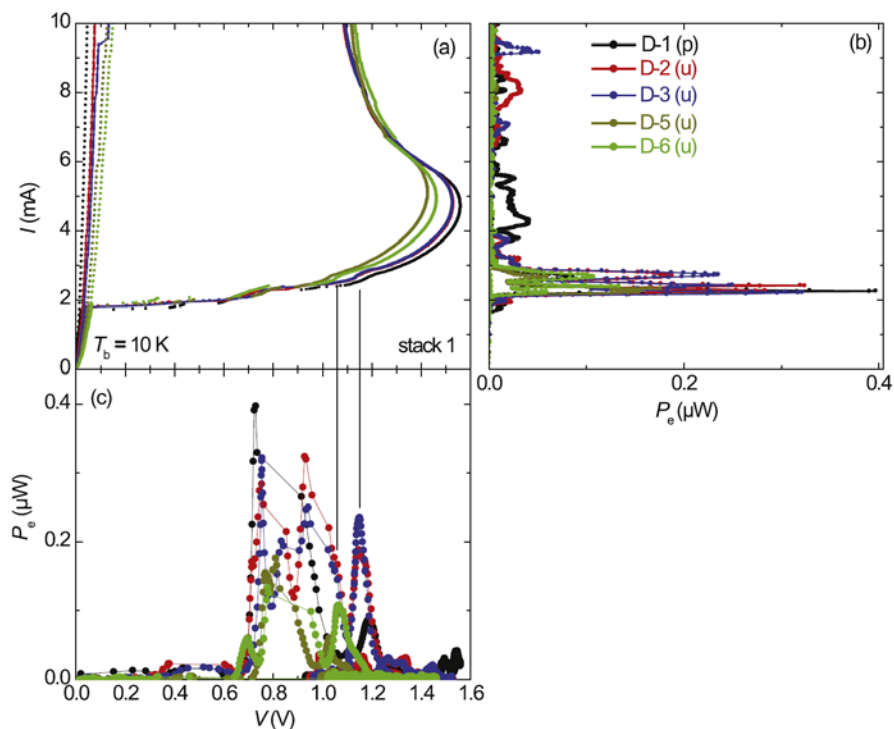


Рисунок 3. Характеристики ТГц излучения THz для образца GBG-1, измеренные при  $T_b = 10$  К для 5 состояний допирования: (а) вольт-амперные характеристики, (b) и (c) - излучаемая мощность  $P_e$  в зависимости от тока смещения и напряжения, соответственно.

Основной результат исследований образца GBG-1 (см. рисунок 3) состоит в том, что свойства ТГц излучения чрезвычайно сильно зависят от концентрации носителей заряда, которая изменялась за счет допирования или дедопирования путем инъекции тока. Этот вывод подтверждается результатами для образца GBG-2, для которого данные ТГц эмиссии показаны на рисунке 4. Для этого образца ТГц излучение наблюдалось при токах ниже 8,5 мА. Следует отметить, что наибольшая мощность излучения была обнаружена для дополнительно допированного состояния (кривая D-2), несмотря на то, что большинство МДП, изготовленных с немного пониженной концентрацией носителей заряда, демонстрируют наибольшую мощность излучения. Возможной причиной может быть улучшение локальной однородности образцов во время допирования.

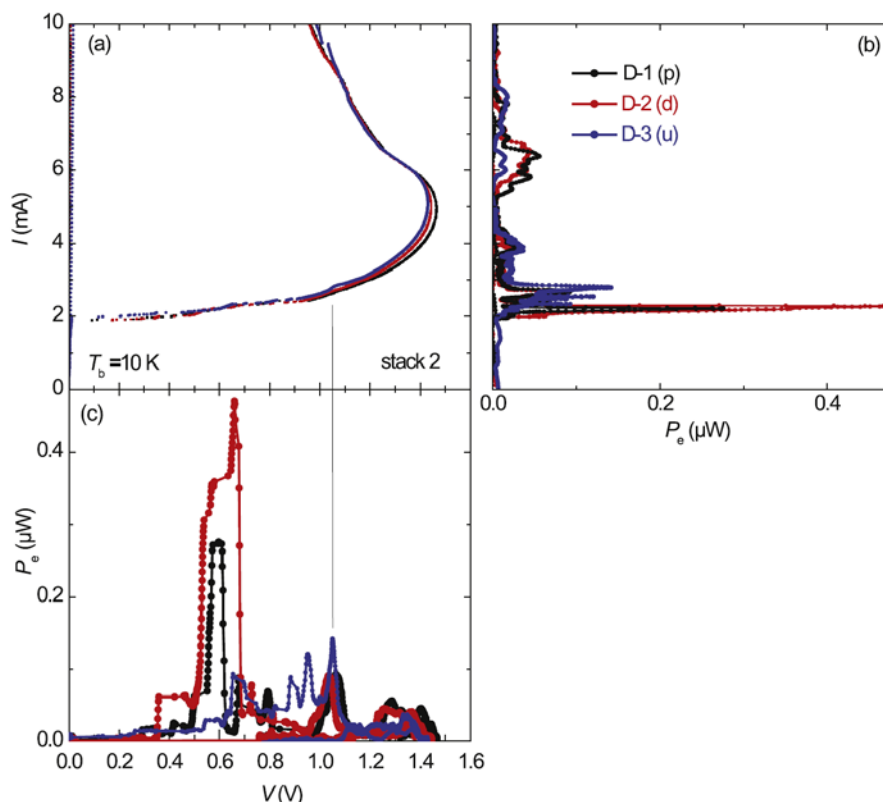


Рисунок 4. Характеристики ТГц излучения THz для образца GBG-2, измеренные при  $T_b = 10$  К для 3 состояний допирования: (a) вольт-амперные характеристики, (b) и (c) - излучаемая мощность  $P_e$  в зависимости от тока смещения и напряжения. Ярлыки (p), (u) и (d) указывают на начальное состояние (pristine), состояние после дедопирования (undoping) и допирования (doping), соответственно.

Таким образом, было показано, что изменение концентрации носителей заряда *in situ* за счет инъекции большого тока возможны и для больших массивов джозефсоновских переходов, которые используются для генерации ТГц излучения. Была продемонстрирована возможность, как увеличения, так и уменьшения концентрации носителей заряда в МДП; характер процесса определяется величиной транспортного тока при напряжении выше порогового и временем выдержки. Даже умеренные изменения концентрации носителей заряда приводят к большим изменениям в свойствах ТГц излучения. Это может быть использовано для систематического изменения и изучения ТГц эмиссионных свойств МДП структур.

Был изучен эффект самосмещения в системе джозефсоновских переходов, когда оба сигнала генерируются джозефсоновскими токами внутри МДП, а смещение осуществляется на нелинейности МДП. Известно, что джозефсоновские переходы могут служить в качестве смесителей для электромагнитного излучения, создавая разностные частоты  $|mfs - nfLO|$  для сигнала  $f_s$  и генератора гетеродина  $f_{LO}$ ; где  $m$  и  $n$  - натуральные числа; а сигнал гетеродина может быть обеспечен токами джозефсоновской генерации. Чтобы лучше понять природу терагерцового излучения, генерируемого естественными массивами джозефсоновских переходов, мы изучали самосмещение для случая, когда оба сигнала ( $f_{LO}$  и  $f_s$ ) генерируется джозефсоновскими токами внутри МДП (диапазон разностной частоты от 0,1 до 3,0 ГГц). Одновременно мы выполняли измерения терагерцового излучения и транспортных свойств МДП. Схематическое изображение экспериментальной установки представлено на рисунке 5.

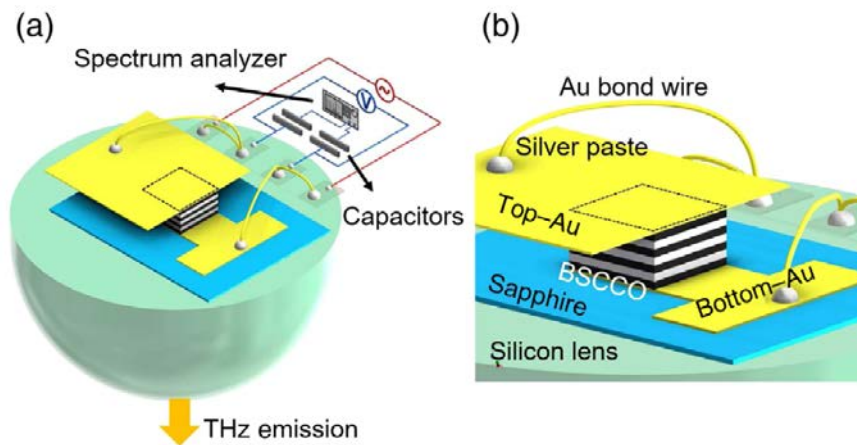


Рисунок 5. (а) Схематическое изображение экспериментальной установки (не в масштабе) и (б) изображение крупным планом генератора на МДП, показывающее внутреннюю структуру на основе джозефсоновских переходов BSCCO, встроенную между двумя золотыми электродами (геометрия GBG).

Ниже представлены данные для двух различных образцов. Образец 1 изготовлен из монокристалла BSCCO с  $T_c = 89$  К. Как верхний, так и нижний слои золота имеют толщину 100 нм. Форма образца в плане была квадратной (длина и ширина 240 мкм), толщина около 1,8 мкм. Прямоугольный образец 2, изготовленный из монокристалла с  $T_c = 84$  К, имеет длину 320 мкм, ширину 60 мкм и толщину около 1,2 мкм. МДП были приклеены к подложкам из сапфира (образец 1) и MgO (образец 2) и устанавливались на полусферическую кремниевую линзу (диаметр 6 мм). Образец 1 установлен в криостате с прокачкой гелия, а образец 2 помещают в крио-охладитель Gifford-McMahon. ВАХи образцов и мощность терагерцового излучения  $P_e$  измерялись одновременно, используя в качестве детектора либо ячейку Голя (образец 1), либо джозефсоновский перехода на границе зерен  $YBa_2Cu_3O_7$  [6] (образец 2). В последнем случае в качестве измеряемого сигнала, характеризующего мощность терагерцового излучения  $P_e$ , приведена высота ступени Шапиро,  $h_{step}$ , индуцированной ТГц излучением ( $h_{step}$  определяется функцией Бесселя  $J_1$  от амплитуды излучения; поскольку мы работаем в линейном режиме, высота ступени  $h_{step}$  пропорциональна корню из мощности  $P_e$ ). Для некоторых токов смещения спектры терагерцового излучения были измерены с использованием самодельного Фурье-спектрометра.

Для одновременного измерения сигнала самосмещения выводы напряжения подключаются к полужестким СВЧ кабелям через два конденсатора емкостью 470 пФ, как показано на рисунке 5 (а). Сигнал самосмещения подается на усилитель диапазона 100 МГц - 3 ГГц с низким уровнем шума и коэффициентом усиления 35 дБ (образец 1) или 50 дБ (образец 2), а затем регистрируется анализатором спектра. Результаты измерений для образцов 1 и 2 представлены на рис 6 и 7, соответственно.

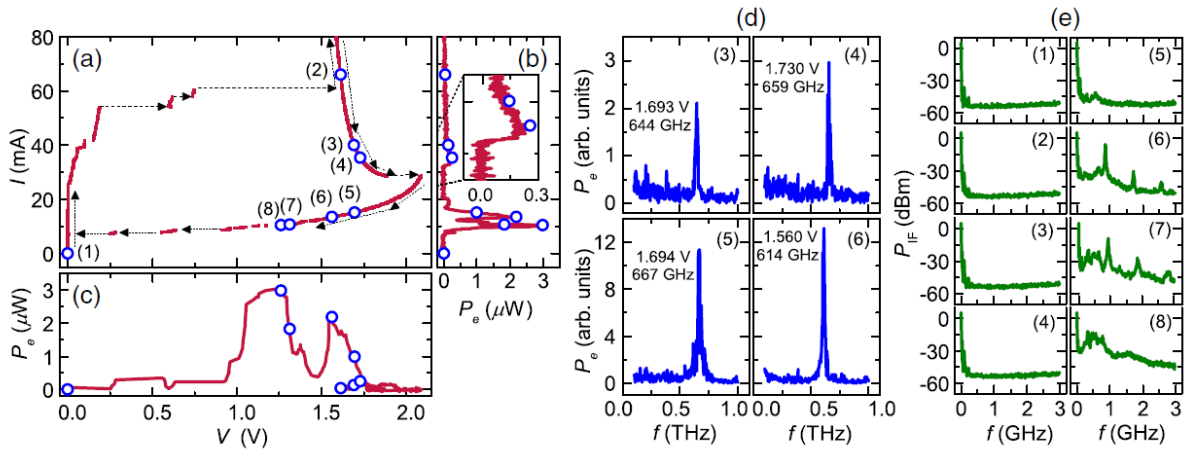


Рисунок 6. Результаты измерений для образца 1: ВАХи (а) и зависимости мощности ТГц излучения от тока смещения (б) и напряжения (с) при  $T_b = 40$  К. Графики (d) показывают спектры Фурье ТГц излучения, измеренные в точках смещения (3) - (6), указанных на рисунке (а). Графики (е) показывают спектр мощности на разностной частоте  $P_{IF}$ , измеренные в точках смещения (1) - (8), указанных на рисунке (а). Вставка к рисунку (b) представляет собой увеличенный участок области излучения при больших токах смещения от 25 до 45 мА.

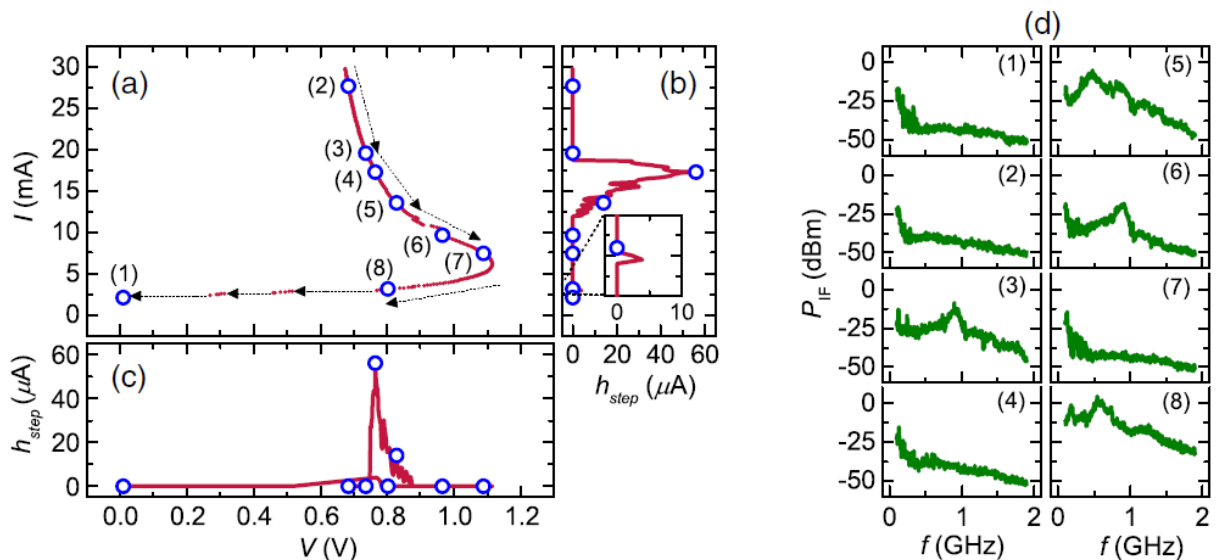


Рисунок 7. Результаты измерений для образца 2: ВАХи (а) и высоты шапировской ступеньки тока  $h_{step}$ , индуцированной в джозефсоновском детекторе в зависимости от тока смещения (б), и напряжения (с) при  $T_b = 18$  К. Графики (d) показывают восемь спектров мощности на разностной частоте  $P_{IF}$ , измеренных в точках (1) - (8), отмеченных на рисунке (а). Вставка (б) представляет собой увеличенный участок области излучения при малых токах смещения от 2,5 до 3,5 мА.



Приведенные данные показывают, что при низких температурах, в режиме малых токов смещения, терагерцовое излучение (хотя и демонстрирует только один хорошо выраженный пик) сопровождается шумовыми спектрами разностной частоты, иногда имеющими несколько пиков. Это указывает на то, что отдельные части массива переходов излучают на различных частотах. Напротив, в режиме больших токов смещения спектры разностной частоты могут быть близки к фоновому уровню. Это указывает на лучшую фазовую синхронизацию всех джозефсоновских переходов в МДП в присутствии горячего пятна. Полученные данные хорошо согласуются с предыдущим наблюдением, которые показали, что в режиме с большими токами смещения ширина линии  $\Delta f_e$  терагерцового излучения значительно ниже, чем при малых смещениях [15].

При высокой рабочей температуре (см. рис. 8) сигнал на разностной частоте незначителен; это указывает на то, что низкое сопротивление переходов, в сочетании с пониженной плотностью критического тока Джозефсона, может играть такую же роль для синхронизации переходов, как и горячее пятно при низкой температуре. Наши данные также указывают на хорошую фазовую синхронизацию при высокой температуре  $T_b = 80$  K, что важно для потенциальных применений генераторов на МДП с использованием криокулеров или жидкого азота в качестве хладагента. Проведенные исследования важны для решения задачи синхронизации тысяч отдельных переходов в МДП, в то же время наблюдение самосмещения представляется наиболее простым методом оценки когерентности терагерцового излучения, создаваемого МДП.

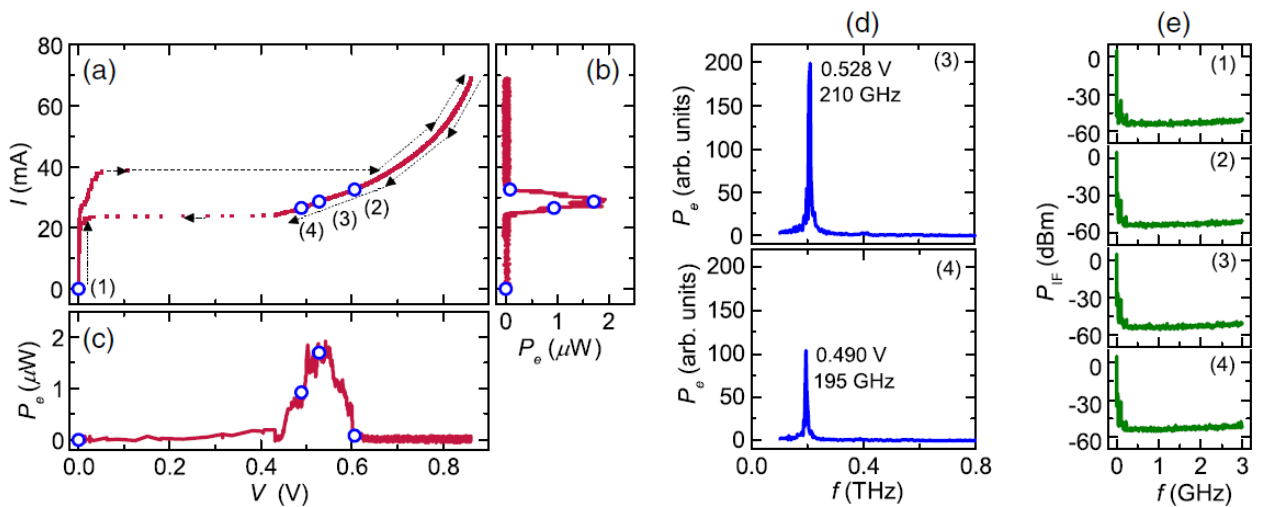


Рисунок 8. Результаты измерений для образца 1: ВАХ (а) и зависимости мощности ТГц излучения от тока смещения (б) и напряжения (с) при  $T_b = 80$  K. Спектры Фурье ТГц излучения, измеренные в точках смещения (3) и (4), показаны на рисунке (д). Четыре спектра мощности на разностной частоте, измеренные в точках смещения (1) - (4), представлены на рисунке (е).

Было начато выполнение третьей задачи проекта, направленной на практические приложения разрабатываемых генераторов ТГц диапазона: изучена возможность детектирования спектральных линий газа с использованием ТГц излучения МДП. Частота ТГц излучения МДП изменяется за счет изменения тока смещения и, следовательно, напряжения на структуре. Для детектирования терагерцового излучения были использованы как болометрические, так и гетеродинные методы. В первом эксперименте была доказана принципиальная возможность детектирования спектральных линий газов в болометрическом режиме. Во втором и более сложном эксперименте мы исследовали характеристики поглощения терагерцового излучения двух газов методом гетеродинного детектирования с помощью интегрального приемника. На рисунке 9 показана схема первого эксперимента с широкополосным детектором.

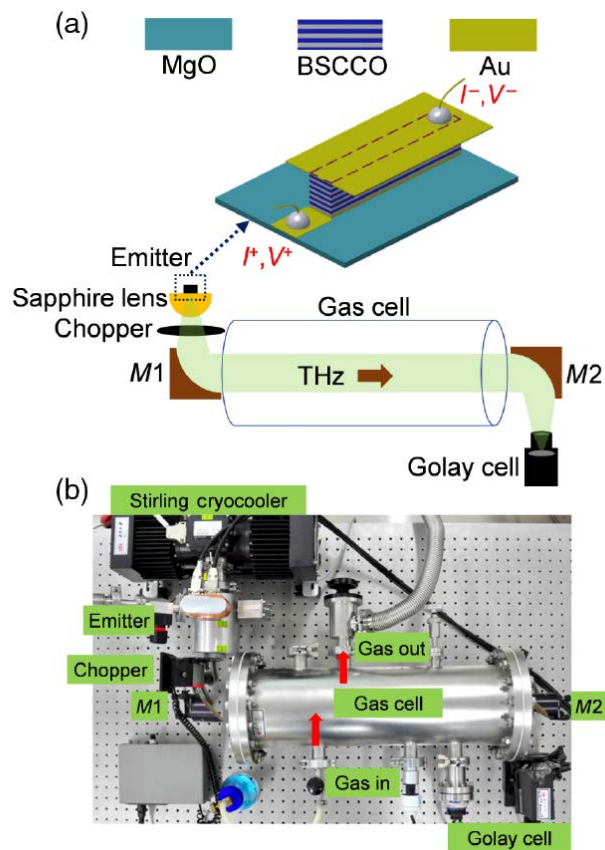


Рисунок 9: (а) Схема установки и (б) фотография системы для детектирования линий поглощения газовых смесей использованием массива джозефсоновских переходов BSCCO в качестве перестраиваемого генератора ТГц излучения; M1 и M2 обозначают параболические зеркала. Схематическое изображение генератор на основе МДП в конфигурации GBG показано в верхней части рисунка.

На рисунке 10 собраны данные, которые поясняют принцип работы устройства. На этом рисунке представлены ВАХ (а) при температуре  $T_b = 30$  К, и зависимость мощности МДП структуры от тока смещения (б); мощность измерена с помощью ячейки Голя. Наблюдаемая эмиссия стабильна во времени, но имеет несколько пиков в зависимости от тока  $I$ , по-видимому различные резонансные моды возбуждаются при разных токах. Оранжевая линия на рис. 10 (б) показывает зависимость мощности, зарегистрированной при давлении аммиака в газовой ячейки 900 мбар. Для большинства значений тока эта

кривая совпадает с «фоновой» кривой, измеренной для пустой ячейки при давлении газа  $3 \times 10^{-5}$  мбар, однако при токах около 40 и 55 мА, две кривые различаются.

Чтобы показать это различие более четко, на рис. 10 (с) как функция напряжения на МДП  $V$  представлено поглощение, вычисленное по соотношению двух кривых из рис.10 (б). Четко видны две линии поглощения, одна обусловлена водяным паром, а другая аммиаком. В принципе, напряжение  $V$  на МДП может быть преобразовано непосредственно в частоту; для этого нужно знать число джозефсоновских переходов, участвующих в излучении, и контактное сопротивление. Поскольку это не всегда возможно, мы измеряли спектры излучения для откачанной газовой ячейки, используя самодельный Фурье-спектрометр. Некоторые спектры, измеренные для точек смещения A-G на рис.10 (б), показаны на рис.10 (d). Ширины пиков излучения определяются разрешением, ограниченным максимальным смещением двух зеркал интерферометра. Положение пиков варьируется от 540 до 625 ГГц, что охватывает диапазон частот вращательных переходов для молекул аммиака и воды. Из этих данных можно определить число джозефсоновских переходов  $N = 710 \pm 10$ , что примерно соответствует числу переходов, оцененных по толщине МДП структуры.

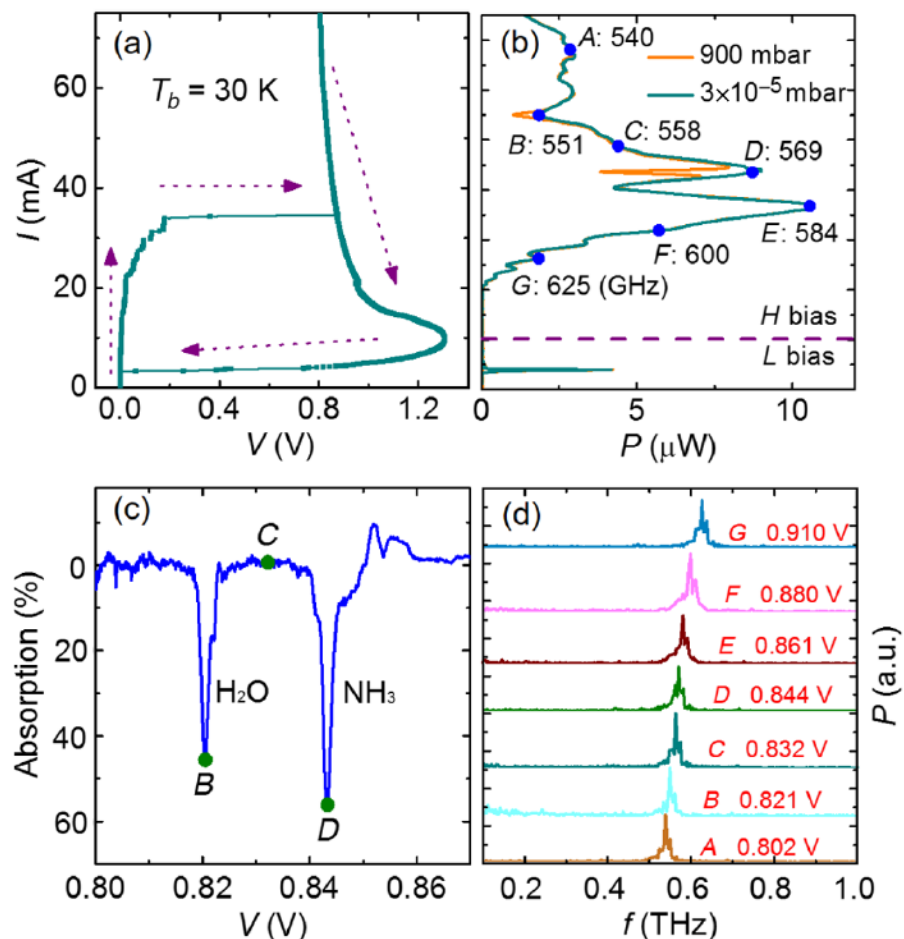


Рисунок 10. (а) ВАХ излучателя, измеренная при температуре  $T_b = 30$  К. Пунктирные линии указывают направление развертки. (б) Мощность излучения, измеренная ячейкой Голея, как функция  $I$  для пустой газовой ячейки ( $p = 3 \times 10^{-5}$  мбар) и для ячейки, заполненной парами аммиака под давлением 900 мбар. (с) Поглощение, рассчитанное из отношения спектров при  $p = 900$  мбар и  $p = 3 \times 10^{-5}$  мбар, в зависимости от напряжения  $V$  на МДП. (d) Фурье-спектры ТГц излучения для точек смещения (A) - (G), указанных на рисунке (б). Пики эмиссии этих спектров обозначены числами на рисунке (б). Метки «H bias» и «L bias» на рисунке (б) указывают области режимы с высоким и низким током смещения.

На рисунке 11 показаны спектры ТГц поглощения аммиака и водяного пара при различных давлениях газа, рассчитанные по отношению кривых  $P(V)$  при наличии газа к фоновой кривой  $P(V)$ , полученной для пустой газовой ячейки. При самых высоких давлениях ширины линий поглощения по напряжению очень велики (около 2 мВ), что обусловлено уширением линий за счет столкновения молекул. Однако при более низких давлениях ширина линий уменьшается незначительно, достигая значений около 1,2 - 1,4 мВ при давлениях ниже 20 мбар и показывая, что измеренное разрешение линий поглощения ограничено шумами в установке. Для паров аммиака, как показано на рис. 11 (а), центр поглощения кривых находится при  $V = 0,843$  В, где частота, измеренная интерферометром, составляет приблизительно 569 ГГц. Это близко к известной частоте вращательного перехода ( $f = 572,5$  ГГц) для молекул аммиака. Мы использовали это значение и отношение Джозефсона для повторной калибровки частотной оси на рис. 11 (а) и для получения более точного значения числа излучающих джозефсоновских переходов,  $N = 712$ .

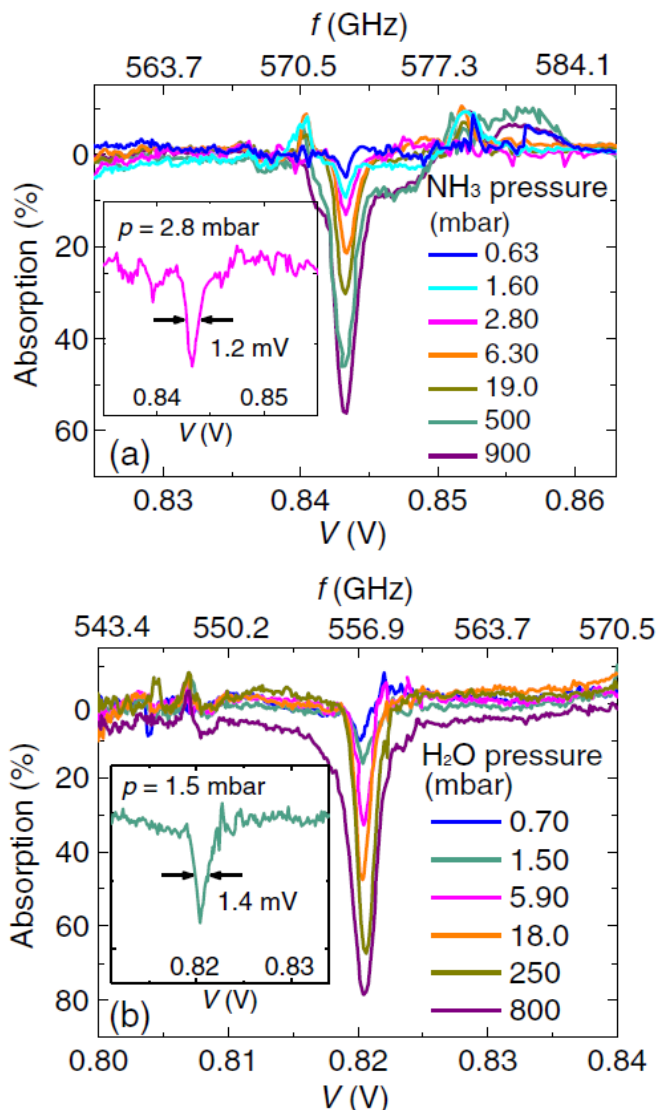


Рисунок 11. Терагерцовый сигнал поглощения от напряжения на МДП для различных давлений (а) пара аммиака и (б) водяного пара. Частота, отображаемая на верхней абсциссе, вычисляется по джозефсоновскому соотношению  $f = 2eV = hN$  с  $N = 712$ .

На вставке в рисунок (а) показан спектр поглощения NH<sub>3</sub> при  $p = 2,8$  мбар, а на вставке в рисунок (б) - спектр поглощения H<sub>2</sub>O при  $p = 1,5$  мбар.

Для дальнейшего улучшения спектрального разрешения и более точного измерения ТГц спектров поглощения аммиака и водяного пара во втором эксперименте был использован сверхпроводниковый интегральный приемник (СИП) [16, 17] с эффективным диапазоном перестройки частоты от 450 до 700 ГГц и уже подтвержденным в предыдущих экспериментах частотным разрешением существенно меньше 100 ГГц [16 - 18]. Ранее СИП использовался для изучения терагерцового излучения из МДП [15] и для проведения детектирования газа [17 - 21]. В этом эксперименте ток смещения через BSCCO генератор поддерживался постоянным, и был настроен для генерации на частоте соответствующей газовой линии, а спектры промежуточной частоты измерялись с высокой точностью с помощью СИП. Блок-схема эксперимента показана на рисунке 12.

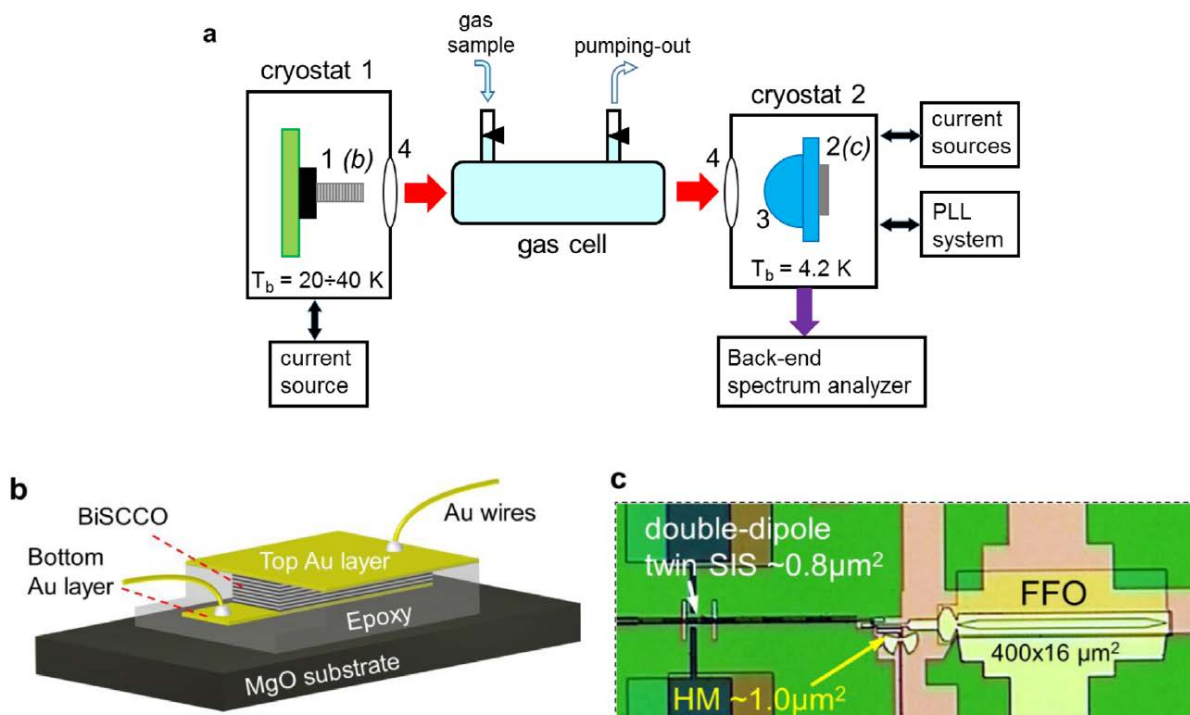


Рисунок 12. Экспериментальная установка. (а) Блок-схема установки спектрометра: 1 - BiSCCO-мезогенератор; 2 - SIS, смонтированный на кремниевой линзе (3), 4 - майларовые окна криостатов. Красные стрелки схематично показывают излучение МДП, детектируемое с помощью СИП; (б) генератор BSCCO. (с) центральная часть микросхемы СИП.

С помощью СИП были проведены исследований основных характеристик ТГц генератора на основе МДП для применений в спектроскопии. Результаты измерений флуктуаций амплитуды показали, что отклонение от среднего значения не превышает 0,1%, см. рис. 13 (а). Спектр флуктуаций фазы показан на рисунке 13 (б); видно, что спектр является достаточно широким. Спектр сигнала, аппроксимированный кривой Лоренца, представлен на рисунке 13 (с). Таким образом, результаты измерений показали, что сигнал BSCCO генератора может быть описан стандартной моделью фазо-диффузионного поля с экспоненциальной корреляционной функцией. Следует отметить, что эмиссионные характеристики осцилляторов BiSCCO зависят от температуры в криостате  $T_b$ . Представленные здесь результаты были получены для  $T_b$  около 20 К; температуру контролировали с использованием специального нагревателя, установленного вблизи генератора. СИП находился в другом криостате, и его температура составляла 4,2 К.

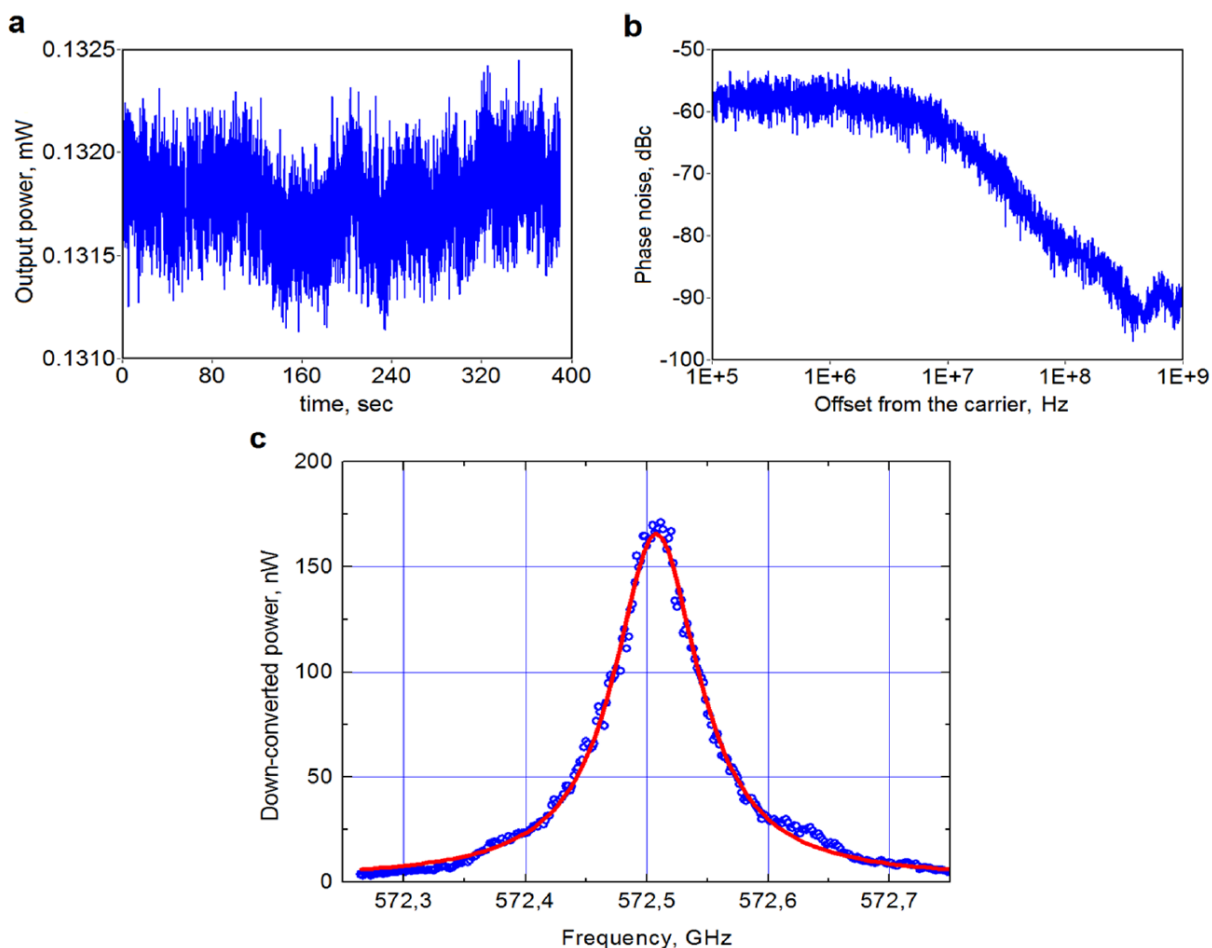


Рисунок 13. Характеристика BSCCO генератора. (а) Изменения мощности сигнала в зависимости от времени. (б) Фазовые колебания сигнала генератора. (с) преобразованный вниз по частоте спектр BSCCO генератора (синие кружки) на частоте 572,5 ГГц, аппроксимированный профилем Лоренца (красная линия) с шириной линии 83 МГц по уровню 3 дБ. Сигнал измерялся СИП с генератором гетеродина в режиме ФАПЧ на частоте 566 ГГц (диапазон промежуточных частот 4 - 8 ГГц).

Измерения спектров газов проводились при  $T_b = 4.2$  К, где ширина линии излучения излучателя составляет 60 МГц при 572,5 ГГц ( $\text{NH}_3$ ) и 57 МГц при 557 ГГц ( $\text{H}_2\text{O}$ ). С помощью установки, представленной на рис 12, были измерены с высоким разрешением спектры поглощения аммиака и водяного пара в ТГц диапазоне, см. рисунок 14. Генератор на МДП оказался достаточно стабильный, чтобы обеспечить такие измерения. Как и на рис. 11, линии поглощения аммиака и воды сильно уширены при больших давлениях газа, но при измерении с помощью СИП ширина линии уменьшается с уменьшением давления.

Для аммиака при  $p = 0,23$  мбар, наблюдается четкое поглощение с шириной полосы поглощения около 5 МГц, как показано на вставке к рис.4 (а). При  $p = 0,07$  мбар измеренная ширина линии составила 4 МГц (обусловлена доплеровским уширением). Наблюдаемые частоты вращательных уровней для аммиака (572,498 ГГц) и воды (556,936 ГГц) совпадают с литературными значениями. Дальнейшее улучшение предельного спектрального разрешения системы возможно при реализации системы подстройки частоты генератора [17].

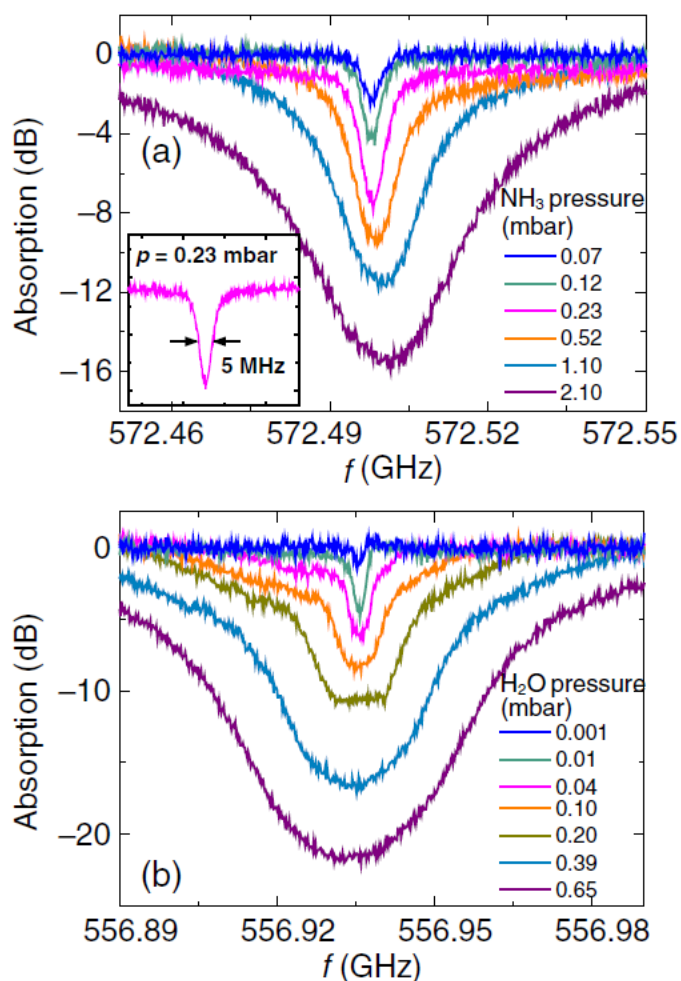


Рисунок 14. ТГц спектры поглощения (а) аммиака (10% водный раствор) и (б) водяного пара при различных давлениях; измерения проводились с генератором терагерцового излучения на основе МДП в BSCCO и сверхпроводниковых интегральным приемником (поглощение в пустой ячейке учтено). На вставке показан спектр поглощения паров аммиака при  $p = 0,23$  мбар с шириной полосы поглощения 5 МГц.

Таким образом, было экспериментально продемонстрировано детектирование спектральных линий газа с использованием ТГц излучения МДП, что доказывает возможность практических приложений таких генераторов для задач спектроскопии. Для детектирования терагерцового излучения были использованы как болометрические, так и гетеродинные методы; хорошо выраженные абсорбционные провалы воды и паров аммиака на терагерцовом спектре были зарегистрированы при использовании обоих методов детектирования. При более стабильной схеме гетеродинного детектирования минимальное регистрируемое давление газа составило около 0,001 мбар для  $H_2O$  и около 0,07 мбар для  $NH_3$ . Наименьшие наблюдаемые ширины линий поглощения находятся в диапазоне от 4 до 5 МГц. Наши результаты показывают, что перестраиваемые по частоте излучатели на основе массивов джозефсоновских переходов BSCCO могут быть удобными источниками для приложений в спектроскопии на частотах от 0,4 до 2 ТГц.

## Список цитированных публикаций

- [1] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, and P. Müller, Intrinsic Josephson Effects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Single Crystals, *Phys. Rev. Lett.* 68, 2394 (1992).
- [2] L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok, and U. Welp, Emission of coherent THz radiation from superconductors, *Science* 318, 1291 (2007)
- [3] U. Welp, K. Kadowaki, and R. Kleiner, Superconducting emitters of THz radiation, *Nat. Photonics* 7, 702 (2013).
- [4] I. Kakeya and H. B. Wang, Terahertz-wave emission from  $\text{Bi}2212$  intrinsic Josephson junctions: A review on recent progress, *Supercond. Sci. Technol.* 29, 073001 (2016).
- [5] T. Kashiwagi, M. Tsujimoto, T. Yamamoto, H. Minami, K. Yamaki, K. Delfanzari, K. Deguchi, N. Orita, T. Koike, R. Nakayama, T. Kitamura, M. Sawamura, S. Hagino, K. Ishida, K. Ivanovic, H. Asai, M. Tachiki, R. A. Klemm, and K. Kadowaki, High temperature superconductor terahertz emitters: Fundamental physics and its applications, *Jpn. J. Appl. Phys.* 51, 010113 (2012).
- [6] D. Y. An, J. Yuan, N. Kinev, M. Y. Li, Y. Huang, M. Ji, H. Zhang, Z. L. Sun, L. Kang, B. B. Jin, J. Chen, J. Li, B. Gross, A. Ishii, K. Hirata, T. Hatano, V. P. Koshelets, D. Koelle, R. Kleiner, H. B. Wang, W.W. Xu, and P. H. Wu, Terahertz emission and detection both based on high- $T_c$  superconductors: Towards an integrated receiver, *Appl. Phys. Lett.* 102, 092601 (2013).
- [7] S. Sekimoto, C. Watanabe, H. Minami, T. Yamamoto, T. Kashiwagi, R. A. Klemm, and K. Kadowaki, Continuous 30  $\mu\text{W}$  terahertz source by a high- $T_c$  superconductor mesa structure, *Appl. Phys. Lett.* 103, 182601 (2013).
- [8] T. Kashiwagi, K. Sakamoto, H. Kubo, Y. Shibano, T. Enomoto, T. Kitamura, K. Asanuma, T. Yasui, C. Watanabe, K. Nakade, Y. Saiwai, T. Katsuragawa, M. Tsujimoto, R. Yoshizaki, T. Yamamoto, H. Minami, R. A. Klemm, and K. Kadowaki, A high- $T_c$  intrinsic Josephson junction emitter tunable from 0.5 to 2.4 terahertz, *Appl. Phys. Lett.* 107, 082601 (2015).
- [9] T. M. Benseman, K. E. Gray, A. E. Koshelev, W.-K. Kwok, U. Welp, H. Minami, K. Kadowaki, and T. Yamamoto, Powerful terahertz emission from  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  mesa arrays, *Appl. Phys. Lett.* 103, 022602 (2013).
- [10] Yuri Koval, Xiaoyue Jin, Christoph Bergmann, Yilmaz Simsek, Lütfi Özyüzer, Paul Müller, Huabing Wang, Günter Behr, and Bernd Büchner, Tuning superconductivity by carrier injection, *Appl. Phys. Lett.* 96, 082507 (2010).
- [11] Holger Motzkau, Thorsten Jacobs, Sven-Olof Katterwe, Andreas Rydh, and Vladimir M. Krasnov, Persistent electrical doping of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  mesa structures, *Phys. Rev. B* 85, 144519 (2012).
- [12] O Kizilaslan, Y Simsek, M A Aksan, Y Koval and P Müller, Enhancement of the critical current of intrinsic Josephson junctions by carrier injection, *Superconductor Science and Technology*, Volume 28, Number 8, 085017 (2015)
- [13] Th. Jacobs, Y. Simsek, Y. Koval, P. Müller, and V. M. Krasnov, Sequence of Quantum Phase Transitions in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Cuprates Revealed by In Situ Electrical Doping of One and the Same Sample, *Phys. Rev. Lett.* 116, 067001 (2016)
- [14] Xianjing Zhou, Qiang Zhu, Min Ji, Deyue An, Luyao Hao, Hancong Sun, Shigeyuki Ishida, Fabian Rudau, Raphael Wieland, Jun Li, Dieter Koelle, Hiroshi Eisaki, Yoshiyuki Yoshida, Takeshi Hatano, Reinhold Kleiner, Huabing Wang, and Peiheng Wu, Three-terminal stand-alone superconducting terahertz emitter *Appl. Phys. Lett.* 107, 122602 (2015).
- [15] M. Y. Li, J. Yuan, N. Kinev, J. Li, B. Gross, S. Gu'eron, A. Ishii, K. Hirata, T. Hatano, D. Koelle, R. Kleiner, V. P. Koshelets, H. B. Wang, and P. H. Wu, Linewidth dependence of coherent terahertz emission from  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  intrinsic Josephson junction stacks in the hot-spot regime, *Phys. Rev. B* 86, 060505(R) (2012).



[16] V. P. Koshelets and S. V. Shitov, Integrated superconducting receivers, *Supercond. Sci. Technol.* 13, R53 (2000).

[17] V. P. Koshelets, P. N. Dmitriev, M. I. Faley, L.V. Filippenko, K. V. Kalashnikov, N. V. Kinev, O. S. Kiselev, A. A. Artanov, K. I. Rudakov, A. De Lange, G. De Lange, V. L. Vaks, M.Y. Li, and H. B. Wang, Superconducting integrated terahertz spectrometers, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 5, 687 (2015)

[18] Valery P Koshelets, Manfred Birk, Dick Boersma, Johannes Dercksen, Pavel Dmitriev, Andrey B Ermakov, Lyudmila V Filippenko, Hans Golstein, Ruud W M Hoogeveen, Leo de Jong, Andrey V Khudchenko, Nickolay V Kinev, Oleg S Kiselev, Pavel V Kudryashov, Bart van Kuik, Arno de Lange, Gert de Lange, Irina L Lapitsky, Sergey I Pripolzin, Joris van Rantwijk, Avri M Selig, Alexander S Sobolev, Mikhail Yu Torgashin, Vladimir L Vaks, Ed de Vries, Georg Wagner, Pavel A Yagoubov, "Integrated Submm Wave Receiver: Development and Applications", - Chapter in the book "Nanoscience Frontiers - Fundamentals of Superconducting Electronics", Springer Serie: Nanoscience and Technology\_35372, pp. 263-296, Editor: Anatolie Sidorenko, (August 2011); DOI: 10.1007/978-3-642-20158-5.

[19] Gert de Lange, Manfred Birk, Dick Boersma, Johannes Dercksen, Pavel Dmitriev, Andrey B. Ermakov, Lyudmila V. Filippenko, Hans Golstein, Ruud W.M. Hoogeveen, Leo de Jong, Andrey V. Khudchenko, Nickolay V. Kinev, Oleg S. Kiselev, Bart van Kuik, Arno de Lange, Joris van Rantwijk, Alexander S. Sobolev, Mikhail Yu. Torgashin, Ed de Vries, Pavel A. Yagoubov, and Valery P. Koshelets, Development and characterization of the superconducting integrated receiver channel of the TELIS atmospheric sounder, *Supercond. Sci. Technol.* 23, 045016 (2010).

[20] N. V. Kinev, L. V. Filippenko, K. V. Kalashnikov, O. S. Kiselev, V. L. Vaks, E. G. Domracheva, and V. P. Koshelets, Superconducting integrated terahertz receiver for spectral analysis of gas compounds, *J. Phys. Conf. Ser.* 741, 012169 (2016).

[21] E. Sobakinskaya, V. L. Vaks, N. Kinev, M. Ji, M. Y. Lia, H. B. Wang, and V. P. Koshelets, High-resolution terahertz spectroscopy with a noise radiation source based on high-Tc superconductors, *J. Phys. D* 50, 035305 (2017).

#### **Список совместных публикаций за 2017 год**

1. O. Kizilaslan, F. Rudau, R. Wieland, J.S. Hampp, X.J. Zhou, M. Ji, O. Kiselev, N. Kinev, Y. Huang, L.Y. Hao, A. Ishii, T. Hatano, V.P. Koshelets, P.H. Wu, H.B. Wang, D. Koelle, and R. Kleiner, «Tuning THz emission properties of Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub>+ intrinsic Josephson junction stacks by charge carrier injection», *Superconductor Science and Technology*, 30, 034006, 7 pages (<http://iopscience.iop.org/0953-2048/30/3/034006>), 2017; DOI: 10.1088/1361-6668/aa55ae, impact factor 2.717.

2. Hancong Sun, Zhibao Yang, Nickolay V. Kinev, Oleg S. Kiselev, Yangyang Lv, Ya Huang, Luyao Hao, Xianjing Zhou, Min Ji, Xuecou Tu, Caihong Zhang, Jun Li, Fabian Rudau, Raphael Wieland, Johannes S. Hampp, Olcay Kizilaslan, Dieter Koelle, Biaobing Jin, Jian Chen, Lin Kang, Weiwei Xu, Reinhold Kleiner, Valery P. Koshelets, Huabing Wang, and Peiheng Wu, "Terahertz spectroscopy of dilute gases using Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub>+ $\delta$  intrinsic Josephson junction stacks", *Phys. Rev. Applied*; 8, 054005 (2017), impact factor 4,808; DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.054005.

3. Ya Huang, Hancong Sun, Deyue An, Xianjing Zhou, Min Ji, Fabian Rudau, Raphael Wieland, Johannes S. Hampp, Olcay Kizilaslan, Jie Yuan, Nickolay Kinev, Oleg Kiselev, Valery P. Koshelets, Jun Li, Dieter Koelle, Reinhold Kleiner, Biaobing Jin, Jian Chen, Lin Kang, Weiwei Xu, Huabing Wang, and Peiheng Wu, "Self-mixing spectra of terahertz emitters based on Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub>+ intrinsic Josephson junction stacks", *Phys. Rev. Applied*; 8, 054023 (2017), impact factor 4,808; DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.054023.