

Регистрация излучения, вызванного движением джозефсоновских вихрей в монокристалле $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ в высоких магнитных полях, непосредственно внутри образца

С. И. Веденеев¹⁾

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 мая 2023 г.

После переработки 16 июня 2023 г.

Принята к публикации 16 июня 2023 г.

Образец высокотемпературного сверхпроводника с множеством внутренних джозефсоновских переходов, образованных атомными слоями, представляет собой нелинейную систему с уникальными динамическими свойствами. Внешнее магнитное поле проникает в образец в виде джозефсоновских вихрей, которые при движении генерируют излучение. Показано, что обнаружить это излучение в монокристалле $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201) можно с помощью джозефсоновского перехода на микротрещине (break junction) непосредственно внутри самого монокристалла.

DOI: 10.31857/S1234567823140100, EDN: gznzgb

Настоящая работа является продолжением исследований динамики джозефсоновской вихревой решетки в сверхпроводящем монокристалле в однослойном высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201) в высоких магнитных полях [1, 2]. В работе [2] при измерении сопротивления образца с током перпендикулярным сверхпроводящим слоям (вдоль оси c) в магнитном поле, направленном параллельно слоям (ab плоскостям), наблюдались периодические осцилляции сопротивления течению потока (СТП) джозефсоновских вихрей. (Josephson-vortex flow resistance). В настоящее время хорошо установлено, что образец высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) с множеством внутренних джозефсоновских переходов между сверхпроводящими слоями представляют собой нелинейную систему с уникальными динамическими свойствами [3]. Магнитное поле создает внутри образца ВТСП решетку джозефсоновских вихрей, которая движется под действием тока больше критического I_c и при ее согласовании с одним из размеров структуры возникают осцилляции СТП джозефсоновских вихрей [4, 5]. В работе [2] были также обнаружены и осцилляции падения напряжения на образце вдоль оси c , индуцированного движением решетки джозефсоновских вихрей в магнитном поле, даже при отсутствии тока вдоль оси c . Совпадение особенностей осцилляций на зависимостях от

магнитного поля сопротивления и напряжения свидетельствовало об одинаковой их природе.

В обычном джозефсоновском переходе в смешанном состоянии электрическое и магнитное поля являются периодическими функциями времени. Период осцилляций есть $T = \alpha/\beta$, где α – период вихревой решетки, а β – ее скорость. Частота осцилляций соответствует фундаментальному соотношению Джозефсона $\omega = 2\pi/T = (2e/\hbar)\bar{V}$ и определяется средним значением напряжения на структуре $\bar{V}$. Здесь $\hbar$ есть постоянная Планка, а e – заряд электрона [6].

Следует особо подчеркнуть, что джозефсоновские вихри в образце ВТСП при движении генерируют электромагнитное поле, которое частично трансформируется в излучение. Частота излучения определяется джозефсоновской частотой, зависящей от приложенного напряжения и постоянного магнитного поля [7–9]. В частности, сам образец ведет себя как трехмерный внутренний резонатор электромагнитных волн, который связывает переменные джозефсоновские токи, генерируемые в каждом переходе. В резонансе джозефсоновские осцилляции возбуждают мощную, почти стоячую волну, которая синхронизирует осцилляции во всем образце [10]. Магнитное поле способствует сильному индуктивному взаимодействию между соседними джозефсоновскими переходами.

Здесь можно отметить, что хотя вопрос о существовании джозефсоновских вихрей и их динамики в образцах ВТСП в магнитном поле начал рассматриваться в начале 1970-х гг. [11], до сих пор он при-

¹⁾e-mail: vedeneevsi@lebedev.ru

влекает внимание исследователей (см., например, работы [8, 12–14]). И связано это в некоторой степени с возможностью получить когерентное ТГц излучение значительной мощности из внутренних джозефсоновских переходов в слоистом ВТСП (см., например, [15]).

Поскольку джозефсоновские вихри в образце при движении генерируют электромагнитное излучение в среде с падением напряжения на образце, связанное с течением потока вихрей, то естественно представляло интерес попытаться зарегистрировать это излучение непосредственно внутри образца. Кажется, что наиболее простой способ сделать это можно с помощью SIS (сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник) джозефсоновского туннельного перехода на микротрещине (break junction) внутри самого монокристалла. Имеется целый ряд статей, свидетельствующих о том, что break junction является одной из лучших туннельных систем (см., например, ссылки в работе [16]). Дополнительное подтверждение этому вместе с описанием используемой экспериментальной установки приведено в работе [17].

При изменении падения напряжения на образце с break junction с изменением магнитного поля, можно ожидать смешение двух излучений – джозефсоновского излучения самого break junction, частота которого зависит от магнитного поля, и излучения, вызванного движением вихрей. Тогда, разность фаз параметров порядка (мера корреляции сверхпроводящих пар) с обеих сторон микротрещины будет определяться соотношением Джозефсона с напряжением зависящем от времени $\partial\varphi/\partial t = 2eV(t)/\hbar$ [18].

Однако в данном случае туннельный ток в образце должен протекать вдоль ab плоскости. Попытка обнаружить периодические осцилляции СТГ джозефсоновских вихрей в образце Bi2201 вдоль ab плоскости в параллельном магнитном поле не увенчалась успехом [1]. Сопротивление образца плавно возрастало с увеличением поля, поскольку увеличивалось лишь число вихрей. В тоже время, согласно выводам работы [19] в наклонных высоких магнитных полях при малых углах между направлением поля и ab плоскостью из-за притягательного взаимодействия джозефсоновских вихрей и вихрей Абрикосова в образце вдоль оси c образуется зигзагообразная вихревая структура. В этом случае можно ожидать серию максимумов плазменной частоты²⁾ и крити-

ческого тока Джозефсона при углах, для которых решетка вихрей Абрикосова находится в резонансе с решеткой джозефсоновских вихрей. Частота джозефсоновской плазменной волны при резонансе зависит от анизотропии и колеблется в широких пределах для различных ВТСП соединений от нескольких сотен ГГц до нескольких ТГц [20]. И действительно, в монокристалле Bi2201 при температурах ниже температуры сверхпроводящего перехода (T_c) были обнаружены периодические осцилляции СТГ джозефсоновских вихрей в наклонных магнитных полях [1]. Максимальная амплитуда осцилляций достигалась при угле $\theta = 4^\circ$ между направлением поля и ab плоскостью образца.

Ниже представлены результаты экспериментов, которые были выполнены в наклонных высоких магнитных полях с образцом Bi2201 с указанной выше целью. Измерения проводились в Лаборатории Высоких Магнитных Полей в Гренобле (Франция). Процесс роста высококачественных монокристаллов Bi2201 и их характеристики были подробно описаны ранее [21]. При измерении сопротивления образца использовался стандартный четырех-контактный метод с симметричным расположением низкоомных контактов на обеих ab поверхностях образца (геометрия токовых и потенциальных контактов схематически показана на нижней вставке к рис. 1). В экспериментах ток через образец пропусклся в ab плоскости. Всегда использовалась конфигурация с $B \perp J$. Методика измерения сопротивлений образцов в резистивном магните также описана в работе [21]. В экспериментальной установке образец мог вращаться *in situ* относительно направления магнитного поля с угловым разрешением лучше 0.1° . Ориентация $\theta = 0^\circ$ определялась по наименьшей величине сопротивления при фиксированной температуре. Размеры монокристалла ($l \times w \times d$) составляли приблизительно $3 \text{ мм} \times 0.3 \text{ мм} \times 2 \text{ мкм}$. T_c образца в нулевом поле, определенная точками 10 и 90 % сверхпроводящего перехода, составляла 7.2–9.3 К. Образец с контактами закреплялся на гибкой подложке. В жидком гелии с помощью прецизионного механизма подложка изгибалась и в монокристалле образовывалась микротрещина по ранее сделанному надрезу. В результате создавался симметричный SIS break junction. В такой структуре туннельный ток течет вдоль ab плоскостей (см. [22] и ссылки там).

Так как результаты измерения сопротивления образца с break junction показали не совсем обычное поведение для сверхпроводника в магнитном поле, по-видимому, целесообразно сначала обсудить его характеристики в нулевом поле, которые при-

²⁾ Напряжение, обусловленное течением потока вихрей, создает осциллирующий ток из-за эффекта Джозефсона, который внутри слоистых сверхпроводников относительно больших размеров возбуждает джозефсоновские плазменные волны [7].

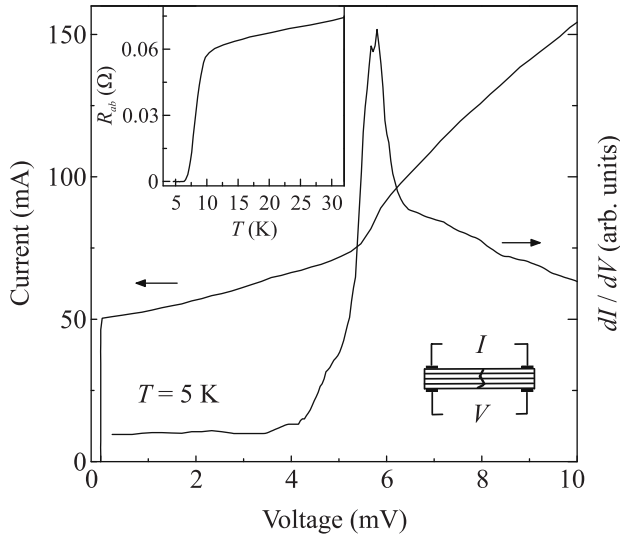


Рис. 1. I – V характеристика и одновременно измеренная туннельная проводимость dI/dV как функция напряжения смещения V для break junction, созданного на основе монокристалла Bi2201, при $T = 5$ К. На верхней вставке приведена начальная часть температурной зависимости сопротивления этого образца в ab плоскости при $B = 0$ Тл до создания микротрещины. На нижней вставке схематически показана геометрия образца с микротрещиной, токовыми и потенциальными контактами

ведены на рис. 1. Видно, что вольтамперная (I – V) характеристика и дифференциальная проводимость $dI/dV(V)$ структуры являются типичными для SIS break junction на основе образца Bi2201 с резким пиком проводимости при напряжении около $2\Delta/e$, где 2Δ – сверхпроводящая энергетическая щель ($2\Delta/k_B T_c \simeq 7$), которая близка к значениям, измеренным ранее [23, 24]. На верхней вставке показана начальная часть температурной зависимости сопротивления этого образца в ab плоскости при $B = 0$ Тл до создания микротрещины.

Величину критического тока Джозефсона I_c при нулевом магнитном поле на I – V характеристике следует обсудить подробнее. Как известно, произведение критического тока Джозефсона и сопротивления в нормальном состоянии R_N пропорционально сверхпроводящей энергетической щели ($I_c R_N \propto 2\Delta$) [25, 26]. Величина этого произведения важна, так как ею определяется рабочая частота джозефсоновских устройств перспективных в приложениях. Однако почти все джозефсоновские переходы, изготовленные на основе ВТСП, показывали значения $I_c R_N$ намного меньшие, чем предсказывала теория, независимо от использованного соединения [27]. Расхождение наблюдается и в настоящем случае, согласно

рис. 1 произведение $I_c R_N \approx 3$ мВ, что вдвое меньше величины $2\Delta/e$.

Эффект Джозефсона относится к “слабой сверхпроводимости” и естественно возникает вопрос о сохранении его свойств в высоких магнитных полях. В работе [17] было показано, что критический ток в образце с break junction (величиной $\simeq 150$ мкА) монотонно убывает с ростом магнитного поля. Например, в поле 9 Тл величина I_c уменьшалась лишь на 25 % своего первоначального значения. Причем зависимость I_c от магнитного поля хорошо аппроксимируется выражением $I_c \propto \ln(B)$. Кроме того, цитируемые измерения были проведены в полях, параллельных ab плоскости образца и при температурах, в которых верхнее критическое поле Bi2201 составляет 25–30 Тл [28].

При измерении сопротивления образца вдоль ab плоскостей в точно ориентированном параллельном магнитном поле оно лишь плавно возрастало с увеличением поля без каких-либо осцилляций. В то же время в наклонных магнитных полях при температурах ниже T_c с ростом магнитного поля наблюдались осцилляции сопротивления с максимальной амплитудой при угле $\theta = 4^\circ$ между направлением поля и ab плоскостью образца, как и ранее в работе [1].

Ввиду того, что целью настоящей работы было изучение влияния зависящего от времени падения напряжения на сопротивление образца с break junction, магнитосопротивление в экспериментах измерялось при разных скоростях развертки магнитного поля dB/dt . Неожиданно вид осцилляций и их период оказались зависящими от скорости развертки. На рисунке 2 показана измеренная зависимость

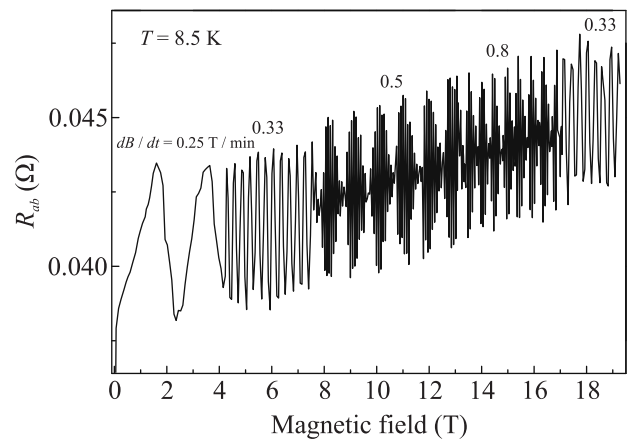


Рис. 2. Зависимость сопротивления течению потока джозефсоновских вихрей от магнитного поля при угле $\theta = 4^\circ$ между направлением поля и ab плоскостью образца с break junction при разных скоростях развертки магнитного поля (указаны в верхней части рисунка)

СТП джозефсоновских вихрей от магнитного поля при угле $\theta = 4^\circ$ между направлением поля и ab плоскостью образца, но при разных скоростях развертки магнитного поля. Как указано в верхней части рис. 2, во время записи этих данных скорость развертки менялась через определенные промежутки времени. Из рисунка 2 видно, что при $dB/dt = 0.25$ Тл/мин период осцилляций $\Delta B \approx 1.9$ Тл. Температура в этом случае была близка к величине, при которой сопротивление образца достигало приблизительно 50 % от его значения в нормальном состоянии. Размеры исследуемых образцов в настоящей работе и работе [2] были очень близкими и скорости развертки магнитного поля были одинаковыми, поэтому периоды этих осцилляций в обоих работах совпали.

В экспериментах было измерено несколько зависимостей сопротивления от магнитного поля с постоянной, но каждый раз различной скоростью развертки и при разных температурах. Отдельные участки этих зависимостей с осцилляциями показаны в увеличенном масштабе на рис. 3. Справа для каждой кривой приведены скорости развертки магнитного поля, при которых они были записаны. Как видно из рис. 2 и 3, частота осцилляций сопротивления различная при разных скоростях развертки магнитного поля, а с увеличением ее скорости появляются и биения частот. Для более точного определения периода осцилляций B_p выполнялся фурье-анализ результатов данных измерений. В качестве примера, на рис. 4 (основная панель) представлена одна из экспериментальных зависимостей СТП джозефсоновских вихрей, измеренная при угле $\theta = 4^\circ$ и скорости развертки магнитного поля 0.5 Тл/мин, вместе с результатами фурье-анализа осцилляций (рис. 4, вставки а и б), $T = 7.5$ К. В полях до 6 Тл период осцилляций составляет приблизительно 0.09 Тл, которому соответствует только одна частота 11 Тл^{-1} (рис. 4, вставка а). При дальнейшем увеличении магнитного поля появляются биения двух близких частот $\omega_1 = 11.2 \text{ Тл}^{-1}$ и $\omega_2 = 12.2 \text{ Тл}^{-1}$ (рис. 4, вставка б), которым отвечают два периода B_p равные примерно 0.089 и 0.082 Тл. Резкие основные пики на вставках рис. 4 указывают на то, что период осцилляций достаточно постоянен в указанных диапазонах полей. Небольшие максимумы на вставке б, вблизи основных пиков относятся к гармоникам основных частот, так как осцилляции, по-видимому, не совсем синусоидальные.

При низких температурах до 7 К и при разных скоростях развертки магнитного поля наблюдались только простые осцилляции с разными периодами, но без каких-либо биений. При температурах выше

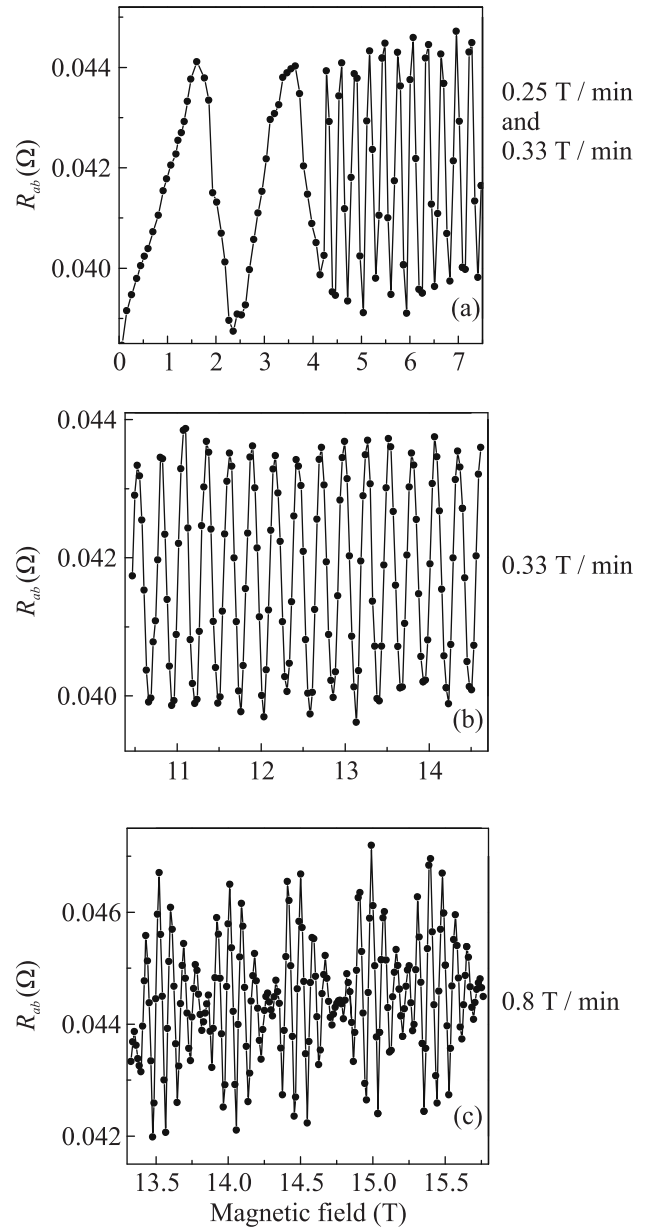


Рис. 3. Увеличенные области отдельных участков осцилляций, измеренных при указанных справа скоростях развертки магнитного поля. $T = 8.5$ К

8 К на зависимостях сопротивления от магнитного поля были одни биения. Их периоды, например, при скоростях развертки 0.5 и 0.8 Тл/мин составляли 1 и 0.5 Тл, соответственно (рис. 2). (Из-за шумов в начальных областях спектров на вставках к рис. 4 не удалось обнаружить малые частоты, соответствующие этим периодам.) Наконец, периоды простых осцилляций и их биений не зависели от температуры. Следует подчеркнуть, что после хранения образца в жидком гелии в течение суток сопротивление break

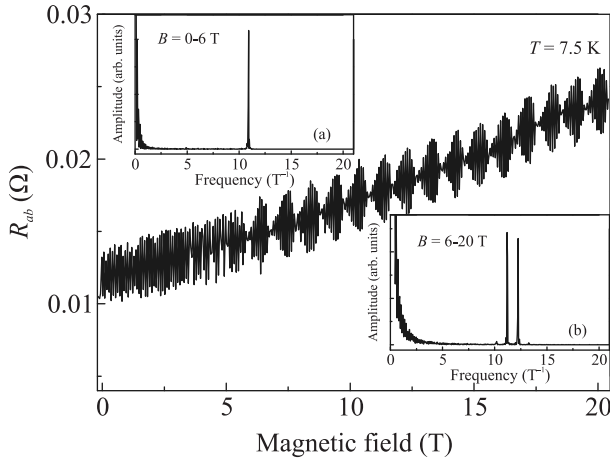


Рис. 4. Одна из зависимостей сопротивления течению потока джозефсоновских вихрей от магнитного поля, измеренная при угле $\theta = 4^\circ$ между направлением поля и ab плоскостью образца с break junction со скоростью развертки магнитного поля 0.5 Тл/мин. На вставках а и б показаны спектральные плотности мощности для осцилляций в начальной и основной частях сопротивления, соответственно, $T = 7.5$ K

junction незначительно изменилось, но все осцилляции и их периоды сохранились.

На рисунке 5 приведены периоды осцилляций сопротивления B_p , измеренные при шести скоростях развертки магнитного поля без учета периодов осцилляций внутри биений. Несмотря на разброс данных, можно полагать, что зависимость периода осцилляций СТП джозефсоновских вихрей линейная. Тем самым эксперименты показали, что период осцилляций зависит как от величины, так и от скорости развертки магнитного поля.

Для объяснения полученных результатов следует заметить, что ab вольт-амперные характеристики монокристаллов Вi2201 в параллельных магнитных полях ниже резистивного верхнего критического магнитного поля и для токов выше I_c подчиняются степенному закону с плавным изменением показателя степени с ростом магнитного поля [1]. Например, при токе 5 мА в ab плоскости образца, аналогичного исследованному в настоящих экспериментах, с увеличением магнитного поля до 20 Тл падение напряжения на нем увеличивалось от 0 до 2 мВ. Перестроив $I-V$ характеристику из рис. 1 в $R_{ab}(V)$ зависимость, можно найти из данных на рис. 4, что падение напряжения на образце, например, в поле 10 Тл составляет 490 мкВ. Тогда используя соотношение Джозефсона $\omega = 2eV/\hbar$ [6], нетрудно оценить частоту излучения, вызванного движением джозефсоновских вихрей, и которое регистрирует break junction при указанном

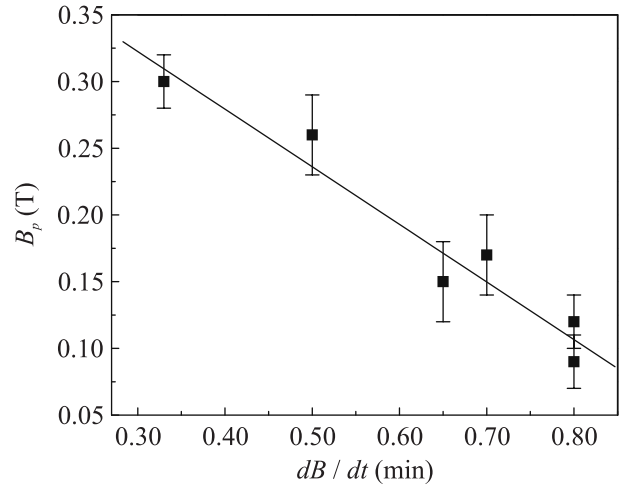


Рис. 5. Периоды осцилляций сопротивления B_p , измеренные при шести скоростях развертки магнитного поля (без учета периодов осцилляций внутри биений)

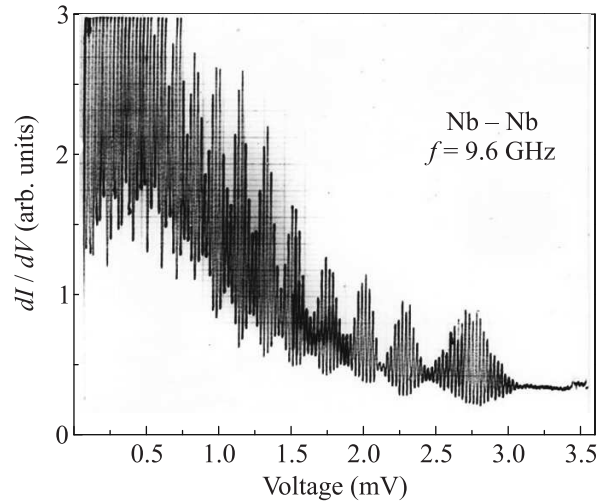


Рис. 6. Туннельная проводимость dI/dV как функция напряжения смещения V для обычного джозефсоновского перехода с осцилляциями, индуцированными внешним СВЧ излучением с частотой 9.6 ГГц. Период осцилляций составляет ≈ 20 мкВ [32]

напряжении. Она должна равняться приблизительно 0.43 ТГц. Это частота попадает в предполагаемую область частот излучений различными образцами ВТСП (см. [29] и ссылки там). Изменение периода осцилляций СТП джозефсоновских вихрей с изменением скорости развертки магнитного поля, скорее всего, связано как с изменением периода вихревой решетки и ее скорости, так и с изменением самой решетки (см. [30, 31] и ссылки там). Чтобы убедиться в том, что рис. 2–4 действительно отражают смещение в break junction частоты джозефсоновского излу-

чения с частотой излучения, вызванного движением вихрей, на рис. 6 в качестве примера показан результат регистрации обычным джозефсоновским контактом внешнего СВЧ излучения с частотой 9.6 ГГц [32]. Как и на рис. 2–4, настоящей работы, на рис. 6 видны и простые осцилляции и их биения.

В итоге, периодические осцилляции СТП джозефсоновских вихрей образца Bi2201 связаны с движением этих вихрей в магнитном поле. При движении в образце вихри генерирует электромагнитное поле, которое частично превращается в излучение. Показана возможность регистрации этого излучения непосредственно внутри образца с помощью смещения двух излучений – излучения джозефсоновского break junction, частота которого зависит от магнитного поля и напряжения, и излучения, вызванного движущимися джозефсоновскими вихрями.

1. S.I. Vedeneev and D.K. Maude, Phys. Rev. B **77**, 064511 (2008).
2. С. И. Веденеев, Письма в ЖЭТФ **109**, 25 (2019).
3. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, and P. Muller, Phys. Rev. Lett. **68**, 2394 (1992).
4. S. Ooi, T. Mochiku, and K. Hirata, Phys. Rev. Lett. **89**, 247002 (2002).
5. I. Kakeya, Y. Kubo, M. Kohri, M. Iwase, T. Yamamoto, and K. Kadowaki, Phys. Rev. B **79**, 212503 (2009).
6. И. О. Кулик, И. К. Янсон, *Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах*, Наука, М. (1970).
7. L. N. Bulaevskii and A. E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **97**, 267001 (2006).
8. 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, Science **318**, 1291 (2007).
9. K. Delfanazari, H. Asai, M. Tsujimoto, T. Kashiwagi, T. Kitamura, T. Yamamoto, M. Sawamura, K. Ishida, C. Watanabe, S. Sekimoto, H. Minami, M. Tachiki, R. A. Klemm, T. Hattori, and K. Kadowaki, Opt. Express **21**, 2171 (2013).
10. A. E. Koshelev and L. N. Bulaevskii, Phys. Rev. B **77**, 014530 (2008).
11. Л. Н. Булаевский, ЖЭТФ **64**, 2241 (1973).
12. T. R. Naibert, H. Polshyn, R. Garrido-Menacho, M. Durkin, B. Wolin, V. Chua, I. Mondragon-Shem, T. Hughes, N. Mason, and R. Budakian, Phys. Rev. B **103**, 224526 (2021).
13. U. E. Khodaeva and M. A. Skvortsov, Phys. Rev. B **105**, 134504 (2022).
14. V. Plastovets and A. S. Mel'nikov, Phys. Rev. B **105**, 094516 (2022).
15. K. Katsumi, M. Nishida, S. Kaiser, S. Miyasaka, S. Tajima, and R. Shimano, Phys. Rev. B **107**, 214506 (2023).
16. С. И. Веденеев, УФН **191**, 937 (2021).
17. S. I. Vedeneev, B. A. Piot, and D. K. Maude, Phys. Rev. B **81**, 054501 (2010).
18. И. О. Кулик, Письма в ЖЭТФ **2**, 134 (1965).
19. L. N. Bulaevskii, M. Maley, H. Safar, and D. Dominguez, Phys. Rev. B **53**, 6634 (1996).
20. A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **76**, 054525 (2007).
21. S. I. Vedeneev and D. K. Maude, Phys. Rev. B **70**, 184524 (2004).
22. S. I. Vedeneev and D. K. Maude, Phys. Rev. B **72**, 144519 (2005).
23. J. M. Harris, P. J. White, Z.-X. Shen, H. Ikeda, R. Yoshizaki, H. Eisaki, S. Uchida, W. D. Si, J. W. Xiong, Z.-X. Zhao, and D. S. Dessau, Phys. Rev. Lett. **79**, 143 (1997).
24. S. I. Vedeneev, A. G. M. Jansen, and P. Wyder, Physica B **300**, 38 (2001).
25. V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **11**, 104 (1963).
26. И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, Письма в ЖЭТФ **21**, 216 (1975).
27. T. Yokoyama, Y. Sawa, Y. Tanaka, A. A. Golubov, A. Maeda, and A. Fujimaki, Phys. Rev. B **76**, 052508 (2007).
28. S. I. Vedeneev, C. Proust, V. P. Mineev, M. Nardone, and G. L. J. A. Rikken, Phys. Rev. B **73**, 014528 (2006).
29. M. Tsujimoto, T. Yamamoto, K. Delfanazari, R. Nakayama, T. Kitamura, M. Sawamura, T. Kashiwagi, H. Minami, M. Tachiki, K. Kadowaki, and R. A. Klemm, Phys. Rev. Lett. **108**, 107006 (2012).
30. V. K. Vlasko-Vlasov, A. Glatz, A. E. Koshelev, and W.-K. Kwok, Phys. Rev. B **91**, 224505 (2015).
31. A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **62**, R3616 (2000).
32. С. И. Веденеев, Диссертация док. физ.-матем. наук, ФИАН, М. (1982).