Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 2, с. 72 – 77 

# Особенности разрушения сверхизоляторного состояния импульсным напряжением в пленках NbTiN

*Д. Е. Дураков*[+*], *И. А. Деребезов*[+], *В. М. Винокур*[×], *А. Ю. Миронов*[+1)]

[+] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[×] *Terra Quantum AG, St. Gallerstrasse 16A, CH-9400 Rorschach, Switzerland*

Поступила в редакцию 25 апреля 2021 г.
После переработки 10 июня 2021 г.
Принята к публикации 10 июня 2021 г.

Исследовано разрушение сверхизоляторного состояния импульсными сигналами напряжения в тонких пленках NbTiN. Обнаружено запаздывание разрушения сверхизоляторного состояния от фронта импульса. Определено время восстановления и время разрушения сверхизоляторного состояния.

DOI: 10.31857/S1234567821140044

Переход сверхпроводник-изолятор (SIT) в тонких разупорядоченных пленках является объектом теоретических и экспериментальных исследований на протяжении уже нескольких десятилетий [1–18]. Характерной особенностью этого перехода является возникновение сверхизоляторного состояния [6] при низких температурах, дуального сверхпроводящему. На данный момент его существование считается установленным в пленках TiN [7] и NbTiN [17]. Отметим, что аналогичные температурные и магнитополевые зависимости сопротивления также наблюдаются в пленках InO [8, 13], однако их авторы предпочитают использовать термин *finite temperature insulator* и утверждать о его принципиальном отличии от сверхизоляторного состояния. Сверхизоляторное состояние характеризуется критическим магнитным полем $B_{cr}$, пороговым напряжением $V_{th}$, критической температурой разрушения порогового напряжения $T_c$. В некоторых случаях удается идентифицировать температуру зарядового перехода Березинского–Костерлица–Таулесса $T_{\mathrm{BKT}}$, при которой ожидается переход между сверхизоляторным и просто изоляторным состояниями. При этом наблюдается три варианта реализации сверхизолятора: 1) ярко выраженное гиперактивационное поведение и веер вольтамперных зависимостей (ВАХ) типа Березинского–Костерлица–Таулесса (ВКТ) (пленки TiN [7] и NbTiN [14]); 2) ярко выраженное гиперактивационное поведение и "перегревный" веер ВАХ (пленки NbTiN [17] и, условно, InO [8, 13]; 3) изменение активационной энергии и ВКТ-подобный веер ВАХ (пленки NbTiN (данная статья)). Отметим, что особенности поведения вольтамперных зависимостей и само существование зарядового перехода ВКТ при этом остаются наиболее интенсивно обсуждаемыми темами для научных дискуссий. В результате вопрос о конкретном механизме и кинетики возникновения/разрушения сверхизоляторного состояния на сегодняшний день является открытым.

В данной работе впервые представлены результаты экспериментального исследования импульсного отклика сверхизоляторных пленок $Nb_{0.67}Ti_{0.33}N$. Пленки были выращены методом атомарно-слоевого осаждения при температуре 350 °C. Толщина пленок составляла $d = 8$ нм. Исследование низкотемпературных свойств проводилось на образцах, изготовленных методом фотолитографии в виде холловских мостиков с минимальной шириной до 50 мкм (контакт #1 на вставке рис. 1). Дополнительно был исследован образец с локальным сужением до 5 мкм (контакт #2 на вставке рис. 1). Расстояние между потенциометрическими контактами составляло 450 мкм, расстояние между токовыми контактами – 2.5 мм. Низкотемпературные эксперименты проводились в криостате растворения $^3He/^4He$, оснащенном измерительными RF-линиями. Для измерения сопротивления структуры использовалась двухточечная схема подключения при переменном напряжении $V \sim 100$ мкВ низкой частоты $f = 1$ Гц, использующая усилитель тока SR570 и синхронный фазовый детектор SR830. Число квадратов определялось из сравнения измерений температурной зависи-

1) e-mail: mironov@isp.nsc.ru

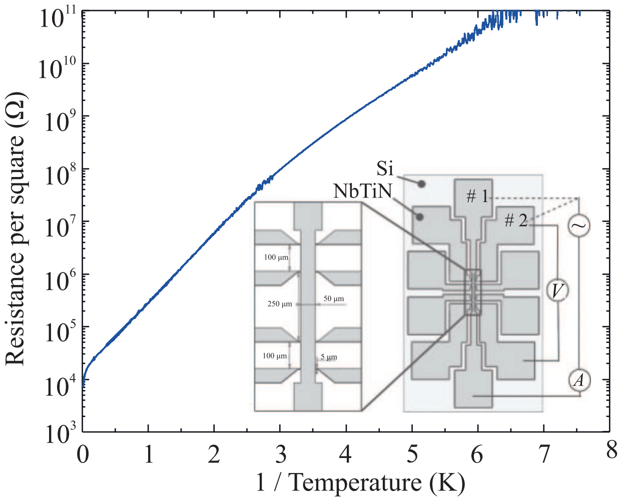


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость сопротивления пленки NbTiN. На вставке изображен образец и схема измерений

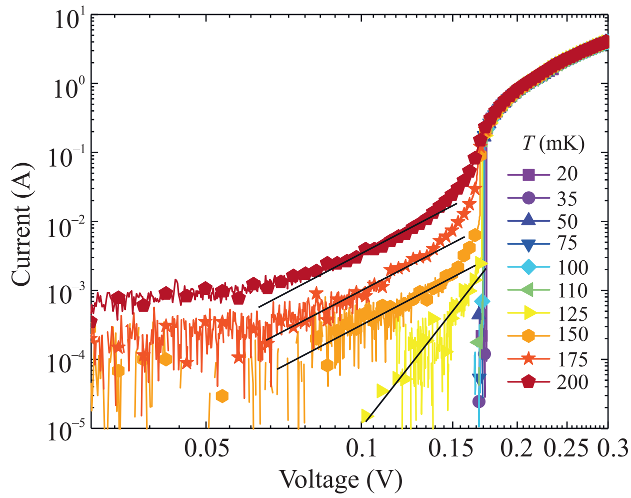


Рис. 2. (Цветной онлайн) Вольтамперные зависимости при различных температурах. Образец # 1

мости сопротивления по двухточечной и четырехточечной схеме в диапазоне температур 4.2–77 К. Соответствующая температурная зависимость показана на рисунке 1 в аррениусовских координатах. Температурные зависимости, полученные на контактах # 1 и 2, совпадали с точностью до погрешности измерений. Вольтамперные зависимости измерялись с помощью фемтоамперметра Keithley 6430. Для определения отклика системы на импульсное напряжение использовался генератор Agilent 81150A, высокоскоростной усилитель тока Femto HCA с полосой пропускания 0–2 МГц и осциллограф Tektronix DPO 7354C. Для проверки работоспособности измерительной схемы при комнатной температуре были измерены времена спада\подъема при протекании тока через резистор 100 МОм, составившие 100 нс (соответствующая емкость измерительной схемы не более 1 фФ), а также полное время релаксационных процессов в схеме (500 нс). Таким образом, при изучении эффектов, проявляющихся на временах в разы больших 500 нс, влиянием измерительной схемы можно пренебречь.

На рисунке 2 представлены вольтамперные зависимости для первого образца. Наблюдается ярко выраженное пороговое поведение зависимостей, т.е. при напряжениях меньше порогового $V_{th}$ и при сверхнизких температурах ток, протекающий через образец, является неизмеримо малым, а при превышении порогового напряжения ток скачком изменяется на несколько порядков величины и образец переходит в резистивное состояние. Пороговое напряжение составляет $V_{th} = 174$ мВ при 20 мК, при этом, как и во всех предыдущих работах [7, 8, 17], наблюдается слабый гистерезис порогового напряжения. При повышении температуры наблюдается уменьшение порогового напряжения. Кроме того, возникает степенное поведение тока при напряжениях меньших порогового, которое при превышении температуры $T_{\text{ВКТ}} \approx 125$ мК сменяется на линейное. При этом наблюдается резкое изменение наклона вольтамперных зависимостей в области напряжений 0.1–0.15 В (показано на рис. 2 сплошными линиями). Более точное указание температуры $T_{\text{ВКТ}}$ не представляется возможным, поскольку сопротивление образца при таких температурах и малых напряжениях превышает 1 ТОм, что находится за пределами возможностей измерительной установки. Полное подавление порогового напряжения происходит при температуре $T_c \approx 150$ мК. В случае образца # 2 наблюдаются аналогичные зависимости с чуть меньшим пороговым напряжением $V_{th} = 171$ мВ. Отметим, что такое поведение вольтамперных зависимостей полностью аналогично наблюдаемым ранее в пленках TiN [7] и NbTiN [17]. В случае пленок InO [8] не обнаружено степенного поведения вольтамперных зависимостей, что может быть связано с большой разницей между $T_c$ и $T_{\text{ВКТ}}$ в InO. В интервале температур $T_{\text{ВКТ}}$–$T_c$, т.е. где еще есть пороговое напряжение, но вольтамперные зависимости уже линейны при слабом напряжении, во всех трех системах экспериментальные данные хорошо согласуются с “перегревной” моделью [9].

После определения критических параметров образцов было проведено изучение отклика системы на импульсное напряжение, немного превышающее кри-

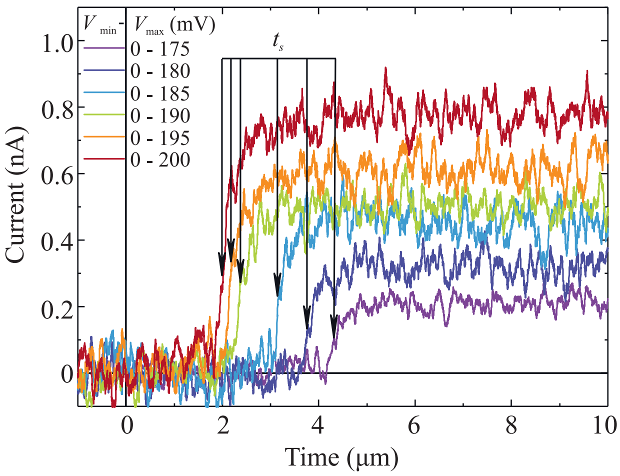


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость тока от времени после возникновения напряжения амплитудой $V_{\max}$ при температуре 20 мК. Образец # 1

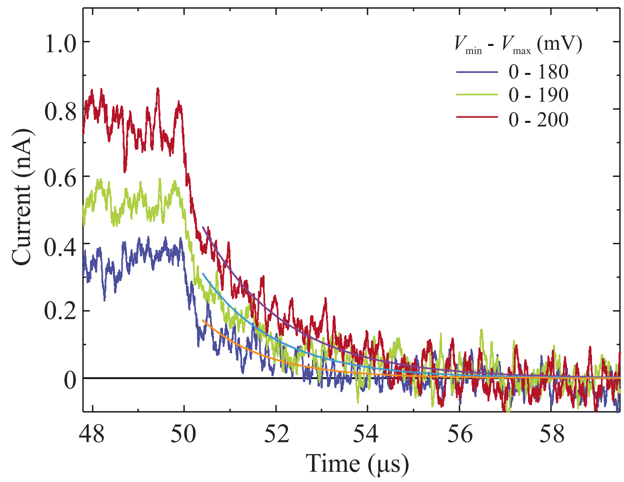


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость тока от времени после исчезновения напряжения на 50-й мкс амплитудой $V_{\max}$ при температуре 20 мК. Сплошными линиями показан экспоненциальный спад тока после исчезновения напряжения. Образец # 1

тическое. Вкратце результаты данного исследования представлены на рис. 3–5. На всех рисунках показаны результаты усреднения по десяти тысячам измерений. На всех рисунках наблюдается существенный высокочастотный шум, связанный с отсутствием каких-либо фильтров в измерительной схеме. На рисунке 3 изображены временные зависимости протекающего через образец тока при возникновении напряжения амплитудой $V_{\max}$ от 175 до 200 мВ при температуре 20 мК. За нулевую точку принят момент подачи импульса напряжения. Время нарастания импульса напряжения от 0 до $V_{\max}$ составляло 2.5 нс. Релаксационные процессы в измерительной схеме составляли 0.5 мкс (на рис. 3–6 не показаны). Несмотря на возникновение на образце напряжения свыше порогового, в первые несколько микросекунд через систему не протекает никакого измеримого тока, при этом наблюдается ровно такой же уровень шума, как и при нулевом напряжении. Измеримый ток появляется через время $t_s = 3.9$ мкс при $V_{\max} = 175$ мВ и далее в течение $t_c = 1$ мкс выходит на насыщение. Отметим, что при увеличении напряжения $V_{\max}$ время возникновения импульса тока $t_s$ уменьшается, при этом время выхода тока на насыщение $t_c$ практически не меняется. По-видимому, время $t_c$ обусловлено емкостными и резистивными характеристиками в резистивном состоянии. Время восстановления сверхизоляторного состояния, как показано на рис. 4, составляет примерно 5 мкс и слабо зависит от величины напряжения. При этом в первый момент времени в течение 0.4 мкс происходит релаксация измерительной схемы и ток резко падает, поскольку данная релаксация наблюдается на любых сопротивлениях, а не только на исследуемых образцах, мы не приводим ее анализ. Далее, начиная с 50.4 мкс, наблюдается экспоненциальное уменьшение тока с постоянной времени, увеличивающейся от 1.4 до 1.8 мкс с увеличением напряжения. Заметим, что увеличение постоянной времени не согласуется с уменьшением сопротивления при увеличении напряжения. Возможно, емкость систем также зависит от приложенного напряжения. Величина емкости составляет не более 40 фФ, но все же не менее чем на порядок превышает емкость измерительной схемы. Альтернативным вариантом является отсутствие связи между наблюдаемым временем и резистивно-емкостными характеристиками образца, подробнее мы поговорим об этом в заключении.

Как показано на рис. 5, во втором образце переход из сверхизоляторного в резистивное состояние при воздействии импульсного напряжения происходит в два этапа. Сначала, через время $t_{s1}$, немногим больше $t_s$ первого образца возникает небольшой, но все же измеримый ток, быстро достигающий своего насыщения. Далее, в момент времени $t_{s2}$, втрое превышающего $t_s$, происходит окончательное разрушение сверхизоляторного состояния и система переходит в резистивное состояние с сопротивлением, аналогичным образцу # 1. Зависимость времени $t_{s2}$ от напряжения показана на вставке на рис. 5. Хотя полученную зависимость можно аппроксимировать степенной функцией с показателем степени −5, его величина заставляет усомниться в такой аппроксимации и требует дальнейших проверочных эксперимен-

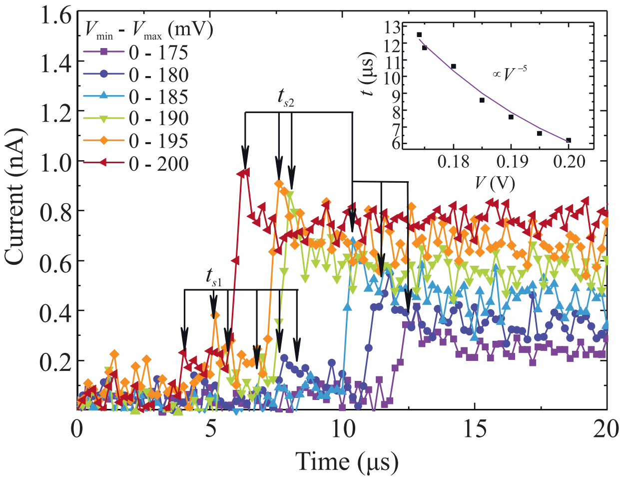


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость тока от времени после возникновения напряжения амплитудой $V_{\max}$ при температуре 20 мК. Образец # 2. На вставке символами приведена зависимость времени сдвига переднего фронта импульса ($t_{s2}$) от напряжения. Сплошной линией показана степенная функция $\propto V^{-5}$

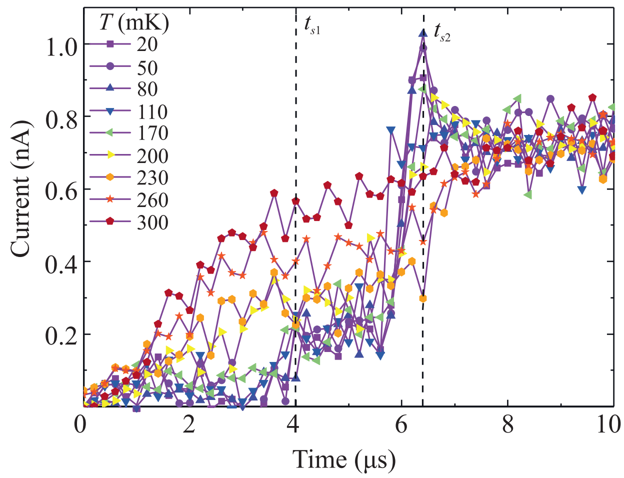


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость тока от времени после возникновения напряжения амплитудой 200 мВ при различных температурах. Штриховыми линиями отмечены времена $t_{s1}$ и $t_{s2}$. Образец # 2

тов. Отличительной особенностью второго образца является возникновение локального максимума тока при окончательном разрушении сверхизоляторного состояния, не характерное для обычной $RC$-цепочки. Возможно, такое поведение обусловлено процессами, проходящими в области локального сужения образца. Время восстановления сверхизоляторного состояния второго образца меньше, чем первого и составляет около 3 мкс. В то же время поведение временной зависимости тока, также как и для первого образца, не имеет особенностей на масштабах времен свыше времени релаксации схемы. Постоянная времени составляет 1–1.2 мкс. Поскольку погрешность определения постоянной времени около 0.1 мкс, можно считать, что для этого образца она не зависит от величины напряжения.

Далее была изучена температурная эволюция временного сдвига момента разрушения сверхизоляторного состояния. Для наглядности на рис. 6 эта эволюция приведена для образца # 2. Обнаружено, что времена $t_{s1}$ и $t_{s2}$ не зависят от температуры вплоть до $T_{\text{БКТ}}$. При превышении $T_{\text{БКТ}}$ сначала исчезает скачкообразное поведение временной зависимости тока при $t_{s1}$, сменяясь на плавный рост тока. Далее, скачкообразное поведение при $t_{s2}$ и локальный максимум тока также исчезают при преодолении температуры $T_c$ и временная зависимость тока окончательно приходит к стандартному для $RC$-цепочки виду. Отметим, что окончательное исчезновение особенностей происходит не при температуре $T_{\text{БКТ}}$, а при температуре смены наклона температурной зависимости сопротивления в аррениусовских координатах (см. рис. 1), составляющей примерно 300 мК для обоих образцов. Время восстановления сверхизоляторного состояния, а также резистивного при высоких температурах, не зависит от температуры и составляет 3 мкс для второго образца.

Рассмотрим возможные причины подобного поведения тока в системе.

Первым вариантом является показанное на рис. 7 представление нашего образца в виде $R(R||C)R$ цепочки: где $R1$ и $R3$ – контактные сопротивления,

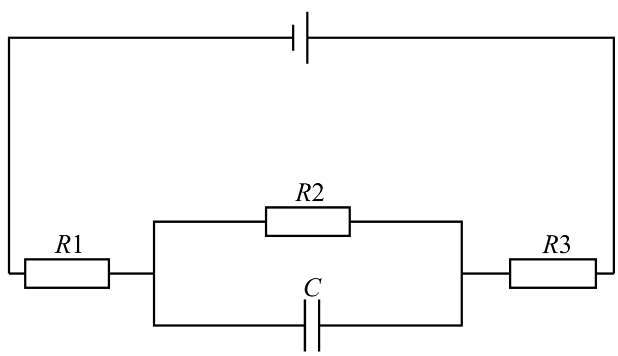


Рис. 7. Схематичное представление образца в виде $R(R||C)R$ цепочки. $R1$ и $R3$ – контактные сопротивления, $R2$ – сопротивление образца, $C$ – емкость образца

а $R2$ и $C$ – сопротивление и емкость образца. При этом как минимум $R2$ зависит от напряжения. Тогда при подаче импульса напряжения первоначально $R2$ будет иметь высокое сопротивление, а при зарядке $C$ до некоторого порогового напряжения перейдет в низкоомную фазу. Однако данная схема имеет ряд недостатков. Во-первых, первоначальный импульс тока, возникающий в данной схеме, больше или порядка установившегося после зарядки конденсатора. При этом затухать этот ток, в зависимости от условий эксперимента и исследуемого образца, должен в течение десятка микросекунд. В то же время измеримого тока в этих областях в эксперименте не наблюдается. Второй недостаток во многом является следствием первого – для того чтобы получить начальный импульс тока, хотя бы сравнимый со стационарным, необходимо иметь контактное сопротивление величиной в несколько десятков МОм. Такого контактного сопротивления ни в одной из работ, посвященных исследованиям перехода сверхпроводник-изолятор, продемонстрировано не было. Третий возникающий недостаток – для обеспечения зависящего от напряжения времени сдвига сигнала контактные сопротивления также должны зависеть от напряжения. Само по себе это не является невозможным, напротив, при величине в несколько десятков МОм это вполне ожидаемо. Однако три подгоночных функции от напряжения резко снижают достоверность такой симуляции.

Второе объяснение может быть получено из микроскопических свойств самого изолятора. Хорошо известно, что в любом изоляторе, независимо от его наименования, существуют положительно и отрицательно заряженные квазичастицы. При этом они могут образовывать диполи, которые, в свою очередь, могут самостоятельно выстраиваться в какомлибо порядке. Предположим, что при низких температурах такие диполи в изоляторе с куперовским спариванием выстраиваются в некую энергетически выгодную решетку. Причем свойства полученного состояния зависят от конкретной структуры такой решетки. Поскольку структура энергетически выгодна, то изменение параметров решетки крайне затруднено, что, в свою очередь, приводит к существенному увеличению сопротивления. При этом подаваемое на систему напряжение стремится разрушить эту решетку и развернуть диполи в соответствии с приложенным полем. Соответственно, в такой картине пороговому напряжению отвечает поле, при котором поддержание решетки становится энергетически невыгодным. Отметим, что выстраивание диполей – процесс далеко не всегда мгновенный и в отдельных случаях может занимать даже часы. В том случае, если незначительные нарушения поляризационной решетки не приводят к существенному увеличению тока, может возникнуть наблюдаемая нами картина: в первые микросекунды ток еще неизмеримо мал, далее, при накоплении критического числа дефектов скачком увеличивается до сравнимого со стационарным значения. Таким образом, наблюдаемое нами смещение переднего фронта импульса может быть связано со временем поляризации изолятора и составлять несколько процентов от него.

Таким образом, в ходе проведенных исследований отклика сверхизоляторных систем на импульсное возникновение напряжения выяснено, что для разрушения сверхизоляторного состояния необходимо несколько микросекунд. При этом данное время слабо зависит от температуры, однако быстро уменьшается при увеличении амплитуды напряжения. Обнаружено, что локальные сужения пленки оказывают существенное влияние на данное время и вид временной зависимости тока. Предложены объяснения полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант # 18-72-10056. Авторы благодарны Т. Прослье (T. Proslier) за предоставленные для экспериментов исходные пленки.

1. A. I. Shal'nikov, Nature (London) **142**, 74 (1938).
2. M. Strongin, R. S. Thompson, O. F. Kammerer, and J. E. Crow, Phys. Rev. B **1**, 1078 (1970).
3. A. Gold, Phys. Rev. A **33**, 652 (1986).
4. H. S. J. van der Zant, F. C. Fritschy, W. J. Elion, L. J. Geerligs, and J. E. Mooij, Phys. Rev. Lett. **69**, 2971 (1992).
5. A. M. Goldman and N. Marković, Phys. Today **51**(11), 39 (1998).
6. A. Krämer and S. Doniach, Phys. Rev. Lett. **81**, 3523 (1998).
7. V. M. Vinokur, T. I. Baturina, M. V. Fistul, A. Y. Mironov, M. R. Baklanov, and C. Strunk, Nature **452**, 613 (2008).
8. M. Ovadia, B. Sacépé, and D. Shahar, Phys. Rev. Lett. **102**, 176802 (2009).
9. B. L. Altshuler, V. E. Kravtsov, I. V. Lerner, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. Lett. **102**, 176803 (2009).
10. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, УФН **180**, 1 (2010).
11. M. V. Feigelman, L. B. Ioffe, V. E. Kravtsov, and E. Cuevas, Ann. Physics **325**, 1390 (2010).
12. A. M. Goldman, Int. J. Mod. Phys. B **24**, 4081 (2010).
13. M. Ovadia, D. Kalok, I. Tamir, S. Mitra, B. Sacepe, and D. Shahar, Sci. Rep. **5**, 13503 (2015).
14. A. Yu. Mironov, D. M. Silevitch, T. Proslier, S. V. Postolova, M. V. Burdastyh, A. K. Gutakovskii, T. F. Rosenbaum, V. V. Vinokur, and T. I. Baturina, Sci. Rep. **8**, 4082 (2018).

15. M. C. Diamantini, C. A. Trugenberger, and V. M. Vinokur, Communications Physics **1**, 77 (2018).
16. M. C. Diamantini, C. A. Trugenberger, and V. M. Vinokur, *Topological gauge theory of the superconductor-insulator transition*, in *Topological Phase Transitions and New Developments*, World Scientific, Singapore (2019).
17. M. V. Burdastyh, S. V. Postolova, I. A. Derbezov, A. Gaisler, M. C. Diamantini, C. A. Trugenberger, V. M. Vinokur, and A. Yu. Mironov, JETP Lett. **109**, 795 (2019).
18. M. C. Diamantini, S. V. Postolova, A. Yu. Mironov, L. Gammaitoni, C. Strunk, C. A. Trugenberger, and V. M. Vinokur, Communications Physics **3**, 142 (2020).