

ВКЛАД ПОВОРОТОВ И СУЖЕНИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ В ПРОЦЕСС ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ОДНОФОТОННЫМ СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ДЕТЕКТОРОМ

*А. Н. Зотова**

*Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия*

Поступила в редакцию 9 ноября 2015 г.

Исследуется вклад поворотов и сужений сверхпроводящей пленки в процесс детектирования однофотонным сверхпроводящим детектором. Показано, что для пленки с сужением при токах, меньших минимального тока детектирования прямой пленки, эффективность детектирования при увеличении тока достигает насыщения, что качественно совпадает с поведением этой зависимости, наблюдаемым в эксперименте. Также получено, что тогда как для фотонов малых энергий влияние поворотов пленки и внешнего магнитного поля на эффективность детектирования существенно, для фотонов больших энергий такое влияние не наблюдается.

DOI: 10.7868/S0044451016050047

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводящие однофотонные детекторы — устройства, применяющиеся для обнаружения очень слабых (вплоть до одиночного фотона) сигналов электромагнитного излучения. Основным элементом сверхпроводящего однофотонного детектора — сверхпроводящая тонкая пленка в форме меандра, запитанная током, близким к критическому [1].

Детектирование одиночного фотона сверхпроводящей пленкой согласно современным представлениям происходит по следующему сценарию: через малое время (порядка нескольких десятков пикосекунд) после поглощения фотона в пленке возникает так называемое горячее пятно — область с подавленной сверхпроводимостью; далее между пятном и границами пленки локально повышается плотность сверхпроводящего тока за счет обтекания сверхпроводящим током горячего пятна; за счет локального превышения током критической величины вблизи или внутри пятна в пленку проникает вихрь или внутри пятна возникает пара вихрь-антивихрь [2]; под воздействием силы Лоренца вихри движутся поперек пленки, при этом происходит разогрев пленки, что приводит к возникновению нормальной области,

перемыкающей пленку поперек; на пленке возникает достаточно большой импульс напряжения. Полученный импульс и является индикатором того, что пленкой был поглощен фотон.

В литературе неоднократно поднимался вопрос о вкладе поворотов в сверхпроводящем меандре в детектирование фотонов [3–7]. Вблизи угла поворота пленки происходит сгущение линий тока, и, таким образом, плотность тока локально повышается. Поэтому плотность тока достигнет плотности тока распаривания вблизи угла поворота при меньшем токе смещения, чем в прямой пленке, что приводит к уменьшению критического тока пленки с поворотом по сравнению с прямой пленкой [3–6]. Так же, как было показано в работах [7, 8], ток детектирования фотона (минимальный ток, при котором после поглощения пленкой фотона регистрируется импульс напряжения), поглощенного пленкой, зависит от того, попал фотон в область пленки вблизи ее поворота или далеко от него. Значит, наличие в меандре поворотов также должно отражаться на величине эффективности детектирования всего детектора.

В реальных исследуемых в экспериментах пленках существуют, как правило, различные неоднородности, например, сужения пленки. В недавно опубликованной статье [9] экспериментально исследовалось влияние наличия сужения на эффективность работы сверхпроводящего однофотонного детектора. Авторы измеряли эффективность детекти-

* E-mail: zotova@ipm.sci-nnov.ru

рования сверхпроводящего меандра с искусственно созданным дефектом (сужением) в прямой части пленки, а также для сравнения изучался меандр без сужения. Было обнаружено, что наличие сужения увеличивает эффективность детектирования при низких токах смещения.

В работе [10] мы уже рассчитывали эффективность детектирования прямой пленки без дефектов в различных магнитных полях, а также в отсутствие поля. Расчеты показали, что магнитное поле оказывает существенное влияние на эффективность детектирования только при малых токах смещения, там где детектирование идет по флуктуационному механизму (событие детектирования возникает за счет термоактивационного входа вихря через край пленки). В данной работе планируется рассчитать численно зависимости эффективности детектирования от тока смещения (и при различных магнитных полях), но для пленок другой геометрии: пленки с поворотом и пленки с локальным сужением.

2. МОДЕЛЬ

При расчетах мы используем модифицированную модель горячего пятна [10], в которой место поглощения фотона моделируется следующим образом: предполагается, что в области, где поглощается фотон, возникает неравновесное (разогретое) распределение квазичастиц по энергии f_{neq} , которое приводит к локальному подавлению сверхпроводимости и ведет к перераспределению тока в пленке.

Для вычисления неравновесной функции распределения квазичастиц f_{neq} необходимо решать кинетическое уравнение; это сложная задача [11], которая в нашей работе не решается. Наша цель — выяснить, как наличие области с локально подавленной сверхпроводимостью (сверхпроводящим параметром порядка) влияет на значение критического тока, при котором сверхпроводящее состояние пленки с горячим пятном становится нестабильным. Для этого мы численно решали уравнение Гинзбурга – Ландау для безразмерного сверхпроводящего параметра порядка $\tilde{\Delta}$

$$(\nabla - i\mathbf{A})^2 \tilde{\Delta} + (\alpha - |\tilde{\Delta}|^2) \tilde{\Delta} = 0, \quad (1)$$

где

$$\alpha = \left(1 - \frac{T_{bath}}{T_c} + \int_{|\Delta|}^{\infty} \frac{2(f^0 - f_{neq})}{\sqrt{\varepsilon^2 - |\Delta|^2}} d\varepsilon \right) \left(1 - \frac{T_{bath}}{T_c} \right)^{-1},$$

$$f^0 = \text{th} \frac{\varepsilon}{2k_B T_{bath}}$$

— равновесная функция распределения квазичастиц. В наших расчетах длина измеряется в единицах $\xi(T_{bath}) = \xi_{GL}/(1 - T_{bath}/T_c)^{1/2}$, $\tilde{\Delta}$ в единицах $\Delta_{eq} = \Delta_{GL}(1 - T_{bath}/T_c)^{1/2}$ и векторный потенциал \mathbf{A} в единицах $\Phi_0/2\pi\xi$ (Φ_0 — квант магнитного потока, ξ — длина когерентности).

В уравнении (1) влияние поглощенного фотона на сверхпроводящие характеристики пленки описывается параметром α (в равновесии $\alpha = 1$), который определяется функцией $f_{neq}(\varepsilon)$ (см. работу [10]). В нашей модели мы выбираем $\alpha = 0$ внутри горячего пятна, что приводит к локальному подавлению $|\Delta|$ как внутри, так и снаружи горячего пятна из-за эффекта близости, который возникает из-за наличия слагаемого с пространственной производной в уравнении (1). Разумеется, это предположение приводит к очень упрощенному рассмотрению реальной ситуации, в которой α зависит от координат, и мы не можем ожидать, что оно дает количественно правильный результат. Но в работе [10] показано, что полученные результаты качественно не зависят от точного значения α , которое отвечает за подавление $|\Delta|$ внутри горячего пятна, и мы ожидаем, что эти результаты справедливы в реальном случае зависящего от координат $\alpha(r)$. Радиус горячего пятна в наших расчетах равен 2ξ или 4ξ . Для NbN и горячего пятна с $\alpha = 0$ такие радиусы соответствуют поглощению фотонов с $\lambda/\eta = 8.2$ или 2.1 мкм, где λ — длина волны фотона, η — часть энергии фотона, приводящая к подавлению $|\Delta|$.

На рис. 1 представлена геометрия задачи моделирования отклика пленки на поглощение фотона. Рассматривается двумерная пленка шириной $w = 20\xi$ с локальным сужением (моделирующим как реальные вариации ширины, так и толщины пленки). Для того чтобы иметь возможность сравнить полученные нами результаты с экспериментальными данными, мы выбрали геометрию пленки с сужением, совпадающую с геометрией участка пленки с сужением, исследуемой в работе [9]. В другом случае рассматривается двумерная пленка шириной $w = 20\xi$ с двумя поворотами на 90° , моделирующими один из поворотов меандра.

3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ПЛЕНКИ С СУЖЕНИЕМ

Рассмотрим сначала вклад сужения (см. рис. 1а) в эффективность детектирования пленки. Для моделирования мы взяли размеры сужения близкие к размерам сужений из работы [9]: $w_1/w \approx 0.65$,

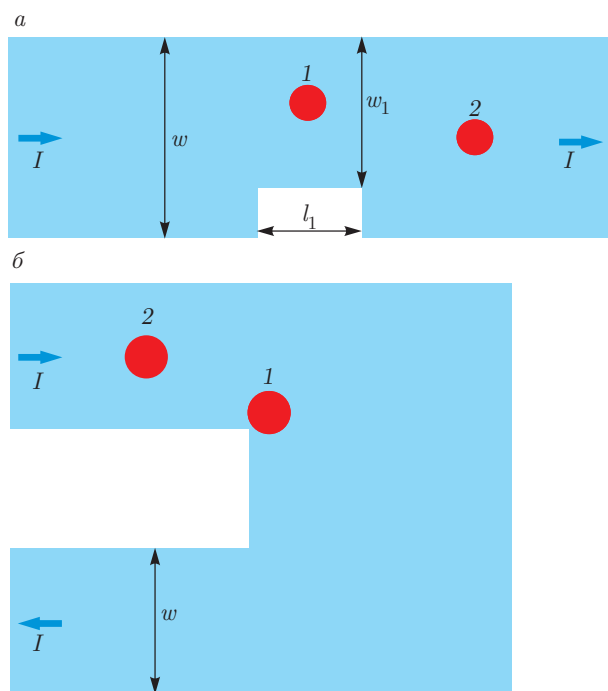


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой задачи: *a* — сверхпроводящая пленка с сужением (1 — фотон поглощается в области сужения, 2 — фотон поглощается в однородной области); *б* — сверхпроводящая пленка с двумя поворотами на 90° (1 — фотон поглощается вблизи поворота, 2 — фотон поглощается вдали от поворота)

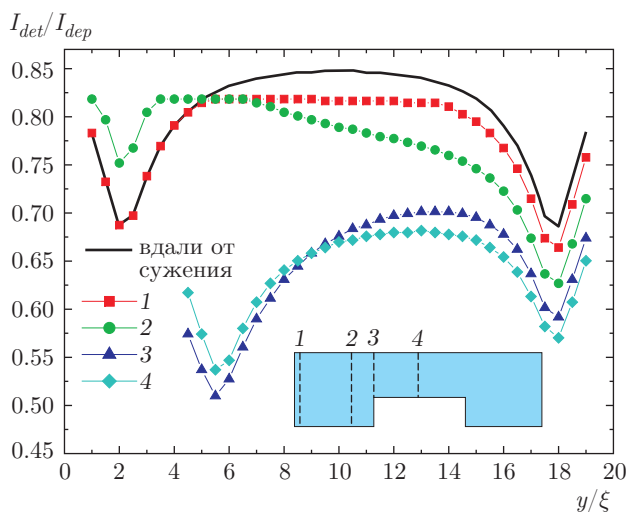


Рис. 2. Зависимости тока детектирования пленки с сужением ($w_1/w \approx 0.825$) от поперечной координаты центра горячего пятна для четырех различных продольных координат пятна. Для сравнения приведена та же зависимость при детектировании вдали от сужения

0.75, 0.825. Место поглощения фотона моделировалось круглой областью с радиусом $R = 2\xi$, внутри которой $\alpha = 0$. Для каждого сужения рассчитывалась зависимость тока детектирования от координат центра горячего пятна. Для нахождения тока детектирования моделировался отклик сверхпроводящей пленки с горячим пятном на различные токи смещения. Током детектирования мы называем наименьший ток смещения, при котором наличие горячего пятна приводит к переходу пленки в резистивное состояние. Для сужения с $w_1/w \approx 0.825$ эта зависимость приведена для некоторых продольных координат горячего пятна на рис. 2. Ток детектирования, приведенный на рисунке, отнормирован на ток распаривания I_{dep} — критический ток прямой пленки без сужения и горячего пятна.

На основе зависимости тока детектирования от координат центра горячего пятна была построена зависимость эффективности детектирования от $I_b/I_{sw} \cdot C$ для трех различных сужений. Здесь I_b — ток смещения, I_{sw} — критический ток пленки, C — так же как в экспериментальной работе [9], отношение тока смещения пленки с сужением к току смещения пленки без сужения, соответствующих одному и тому же значению эффективности детектирования (в нашем случае 5%). В нашей работе эффективность детектирования определяется при заданном токе отношением числа фотонов, поглощенные которых в пленке привело к возникновению импульса напряжения, к общему числу фотонов, поглощенных в пленке. Возникнет импульс напряжения после поглощения фотона или нет при заданном токе зависит от того, в каком месте пленки поглотился фотон (от координат центра горячего пятна). Поэтому мы рассчитывали эффективность детектирования следующим образом [10]: для заданного тока эффективность детектирования равна отношению площади той части пленки, для которой $I_{det} < I_b$ (т.е. при токе I_b поглощение фотона в этой области пленки приведет к возникновению импульса напряжения), к площади всей пленки. Как здесь, так и в следующем разделе для расчетов использовалось значение длины пленки, соответствующее типичному экспериментальному значению (мы взяли для расчетов длину пленки в форме меандра площадью 15×15 мкм). Полученная зависимость приведена на рис. 3. Для сравнения на том же рисунке приведена зависимость эффективности детектирования от тока для пленки без сужения.

Мы получили, что из-за присутствия в пленке сужений возникает ненулевая эффективность детектирования при $I_b/I_{sw} \cdot C < 0.67$, и чем сужение

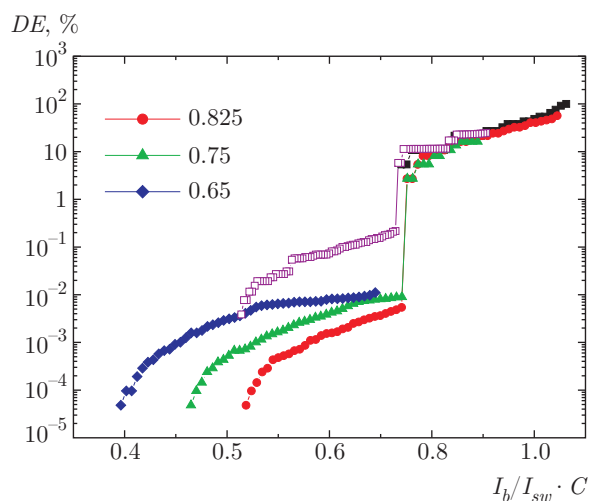


Рис. 3. Зависимости эффективности детектирования прямыми пленками с сужениями ($w_1/w \approx 0.65, 0.75, 0.825$), прямой пленкой без сужения (■) и пленкой в форме меандра (□) без сужения от тока смещения

больше, тем эта эффективность детектирования выше. На рис. 3 видно, что эффективность детектирования, обусловленная наличием сужения в пленке (при $I_b/I_{sw} \cdot C < 0.67$), с увеличением тока сначала возрастает, а потом насыщается. В работе [9] эффективность детектирования ведет себя похожим образом, но после похожего на насыщение поведения в эксперименте наблюдалось дальнейшее плавное увеличение эффективности детектирования. Кроме того, полученная нами зависимость имеет скачок при $I_b/I_{sw} \cdot C \approx 0.67$, тогда как в эксперименте зависимость во всем диапазоне токов плавная и скачков не наблюдается. Оба различия связаны с тем, что при расчете влияния сужения на эффективность детектирования пленки мы не учли, что в пленке присутствуют повороты, тогда как в эксперименте изучалась пленка в форме меандра [9].

4. РОЛЬ ПОВОРОТОВ В ДЕТЕКТИРОВАНИИ ФОТОНОВ

На рис. 3 также представлена зависимость эффективности детектирования от $I_b/I_{sw} \cdot C$ для пленки, имеющей повороты на 90° (см. рис. 1б). Полученная зависимость показывает, что наличие поворотов в пленке также приводит к появлению конечной эффективности детектирования при токах $I_b/I_{sw} \cdot C < 0.67$, когда прямые участки пленки не принимают участия в детектировании. Более того, в диапазоне токов $0.51 < I_b/I_{sw} \cdot C < 0.67$ наличие

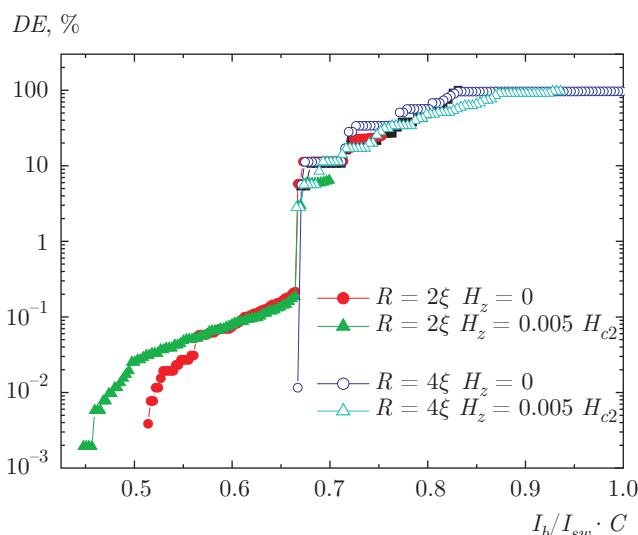


Рис. 4. Зависимости эффективности детектирования прямой пленкой и меандром без сужения от тока смещения в нулевом магнитном поле и в поле $H_z/H_{c2} = 0.005$ для двух радиусов горячего пятна $R = 2\xi, 4\xi$; ■ — прямая пленка, остальные символы — меандр

поворотов обуславливает большую эффективность детектирования, чем наличие одиночного сужения в пленке, а величина скачка эффективности детектирования при $I_b/I_{sw} \cdot C \approx 0.67$ для пленки с поворотами уменьшается. Таким образом, плавное поведение экспериментальной зависимости эффективности детектирования от тока частично объясняется наличием в пленке поворотов. На наш взгляд, экспериментальная зависимость не имеет скачков за счет того, что в экспериментальных образцах, как правило, присутствуют различные случайные дефекты, а также углы поворотов могут отличаться от 90° .

Мы также исследовали, как внешнее магнитное поле влияет на эффективность детектирования. Для моделирования мы взяли значение магнитного поля $H_z = 0.005 H_{c2}$, а для радиуса горячего пятна использовали два значения: $R = 2\xi$ и $R = 4\xi$, соответствующие двум различным энергиям поглощенного фотона. Для того чтобы учесть, что в меандре существуют не только правые (см. рис. 1б), но и левые повороты, мы провели вычисления также для магнитного поля $H_z = -0.005 H_{c2}$ и усреднили полученные результаты для противоположно направленных полей. На рис. 4 видно, что для горячего пятна с радиусом $R = 2\xi$ магнитное поле увеличивает эффективность детектирования в диапазоне токов $0.51 < I_b/I_{sw} \cdot C < 0.56$ и обеспечивает ненулевую эффективность детектирования в диапазоне

токов $0.45 < I_b/I_{sw} \cdot C < 0.51$. В то же время для горячего пятна радиусом $R = 4\xi$ ни наличие в пленке поворотов, ни приложенное магнитное поле не влияют заметным образом на эффективность детектирования (см. рис. 4). Мы это связываем с тем, что в этом случае площадь горячего пятна становится большой по сравнению с характерными размерами областей с неоднородным распределением плотности тока, вызванным наличием в пленке поворотов или влиянием магнитного поля. Локальные изменения плотности тока уже не будут влиять на ток детектирования фотона с энергией, соответствующей такому размеру горячего пятна, и, следовательно, эффективность детектирования не изменится. Кроме того, как показано в работе [12], горячее пятно действует на вихрь и антивихрь как центр пиннинга, и чем больше радиус горячего пятна и сильнее подавление параметра порядка внутри пятна, тем слабее будет влиять магнитное поле на ток детектирования, а следовательно, и на эффективность детектирования пленкой.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассчитали эффективность детектирования сверхпроводящей пленкой с сужением (были рассмотрены сужения трех различных размеров), а также эффективность детектирования сверхпроводящим меандром в нулевом магнитном поле и магнитном поле $H_z = 0.005H_{c2}$ для двух радиусов горячего пятна (соответствующих двум различным энергиям поглощенного фотона). Расчеты показали, что наличие сужения и наличие поворотов в пленке приводит к появлению ненулевой эффективности детектирования при токах меньших минимального тока детектирования прямой пленки без сужения. Численно рассчитанная зависимость эффективности детектирования для $I_b/I_{sw} \cdot C < 0.67$ демонстрирует при увеличении тока насыщение, а затем скачок эффективности детектирования при $I_b/I_{sw} \cdot C = 0.67$. В эксперименте непосредственно насыщения не наблюдается [9]. Но в работе [9] исследуется пленка в форме меандра, поэтому в рассчитанную нами зависимость эффективности детектирования необходимо добавить вклад, который дает наличие в пленке поворотов. В результате мы получаем зависимость гораздо более похожую на зависимость, полученную в эксперименте, но тем не менее скачок при $I_b/I_{sw} \cdot C = 0.67$ сохраняется. Наличие скачка в зависимости эффективности детекти-

рования от тока связано с тем, что за исключением единственного участка пленки с дефектом и ограниченного числа поворотов остальная пленка в нашей модели идеально однородна. Поэтому при уменьшении тока ниже минимального тока детектирования прямой пленки большая часть пленки перестает принимать участие в детектировании фотонов — эффективность детектирования падает скачком. В реальных же экспериментальных образцах помимо специально созданных дефектов всегда присутствуют случайные неоднородности различных размеров. Это подтверждается тем, что полученная в эксперименте эффективность детектирования для пленки без сужения и для пленки с сужением минимального размера практически не различаются [9]. Поэтому прямые участки пленки при уменьшении тока будут выключаться из процесса детектирования постепенно, и это приведет к тому, что зависимость эффективности детектирования от тока будет плавной.

Мы получили также, что влияние, оказываемое на эффективность детектирования как за счет наличия в пленке поворотов, так и приложенного внешнего магнитного поля тем сильнее, чем меньше энергия детектируемого фотона. Это согласуется с экспериментальными результатами [12], и, как показано в работе [12], может быть объяснено тем, что чем больше радиус пятна, тем сильнее оно пиннингует вихрь, тем самым препятствуя его выходу из пятна под воздействием магнитного поля и возникновению импульса напряжения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-42-02365) и Министерства образования и науки Российской Федерации (ГК 02.В.49.21.0003).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. M. Natarajan, M. G. Tanner, and R. H. Hadfield, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 063001 (2012).
2. A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov, *Phys. Rev. B* **85**, 024509 (2012).
3. J. R. Clem and K. K. Berggren, *Phys. Rev. B* **84**, 174510 (2011).
4. D. Henrich, P. Reichensperger, M. Hofherr, J. M. Meckbach, K. Il'in, M. Siegel, A. Semenov, A. Zotova, and D. Y. Vodolazov, *Phys. Rev. B* **86**, 144504 (2012).

5. H. L. Hortensius, E. F. C. Driessen, T. M. Klapwijk, K. K. Berggren, and J. R. Clem, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 182602 (2012).
6. M. K. Akhlaghi, H. Atikian, A. Eftekharian, M. Loncar, and A. H. Majedi, *Opt. Express* **20**, 23610 (2012).
7. G. R. Berdiyurov, M. V. Milošević, and F. M. Peeters, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 262603 (2012).
8. A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 075008 (2013).
9. L. Zhang, L. You, D. Liu, W. Zhang, L. Zhang, X. Liu, J. Wu, Y. He, C. Lv, Z. Wang, and X. Xie, *AIP Advances* **4**, 067114 (2014).
10. A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov, *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 125001 (2014).
11. A. G. Kozorezov, A. F. Volkov, J. K. Wigmore, A. Peacock, A. Poelaert, and R. den Hartog, *Phys. Rev. B* **61**, 11807 (2000).
12. D. Y. Vodolazov, Y. P. Korneeva, A. V. Semenov, A. A. Korneev, and G. N. Goltsman, *Phys. Rev. B* **92**, 104503 (2015).