

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.32>

УДК: 538.945

## О ПРЕВЫШЕНИИ ПЛОТНОСТИ ТОКА РАСПАРИВАНИЯ В ГОРЯЧЕМ ПЯТНЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА

Д.Ю. Коротков<sup>1</sup>, А.В. Семенов<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет  
119435, Москва, ул. М. Пироговская, 1, стр. 1

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт  
141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9

Статья поступила в редакцию 30 сентября 2024 г.

**Аннотация.** Исследуется устойчивость состояния с вихрями в пятне с подавленным параметром порядка в тонкой сверхпроводниковой пленке. Аналитически задача рассмотрена в рамках линейной теории Лондонов, при параметре порядка внутри пятна много меньшем, нежели снаружи. Для исследования устойчивости вычислен энергетический барьер для разрыва пары вихрей током и найден сверхтекучий импульс, при котором барьер обращается в ноль. Найденное решение демонстрирует стабилизацию вихрей благодаря отталкиванию от границ пятна и показывает, что в пятне критический сверхтекучий импульс превышает критическое значение импульса в однородной ситуации.

**Ключевые слова:** горячее пятно в тонких сверхпроводниковых плёнках, превышение тока распаривания, сверхпроводниковый однофотонный детектор.

**Финансирование:** грант РФФ №23-72-00046

**Автор для переписки:** Семенов Александр Владимирович, [a\\_sem2@mail.ru](mailto:a_sem2@mail.ru)

## Введение

Локальное подавление сверхпроводимости избыточными квазичастицами, порожденными при поглощении фотона, лежит в основе работы сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SSPD, [1]). При не слишком больших энергиях фотона (для обычно используемых пленок NbN – порядка 0.1-0.2 эВ [2]), сверхпроводимость в «горячем пятне» не разрушается полностью – параметр порядка значительно подавлен, но всё ещё не равен нулю. Критический ток сверхпроводящей полоски при появлении горячего пятна уменьшается, и, если он оказывается меньше тока смещения, появляется сопротивление и регистрируется фотоотчёт.

Наиболее сильное подавление сверхпроводимости током происходит в области с уже подавленным параметром порядка, т.е. внутри горячего пятна. В качестве критерия появления сопротивления, обычно используется превышение локальной плотности тока распаривания [3]. В настоящей работе мы показываем, что этот критерий должен быть уточнен.

Как известно, появление сопротивления в пленках шириной больше нескольких длин когерентности происходит за счет рождения пары вихрей противоположной циркуляции. При критическом токе барьер свободной энергии для такого процесса обращается в ноль, и за счет непрерывного рождения и движения вихрей к краям пленки появляется резистивная перемычка по всей ее ширине. Однако, в тонких пленках эффективный размер вихря определяется длиной Пирла и оказывается велик по сравнению с длиной когерентности. Поэтому на величину барьера влияет не только локальная плотность тока, но и распределение параметра порядка в окрестности точки рождения вихрей. Мы в простейшей качественной модели оценим влияние границ пятна на барьер свободной энергии и покажем, что этот барьер, вообще говоря, увеличивается.

## 1. Модель.

Задачу о взаимодействии вихрей с током будем рассматривать в лондоновском приближении. Предполагая, что длина когерентности много меньше длины проникновения магнитного поля в пленку, пренебрежем вкладом в свободную вихря от изменения энергии конденсации в его центре. Влияния тока на кинетическую индуктивность пленки также учитывать не будем. Кроме того, для простоты предположим, что параметр порядка вне области с подавленной сверхпроводимостью много больше, чем в области с подавленной сверхпроводимостью, и что граница области с подавленной сверхпроводимостью – резкая (параметр порядка меняется скачком). Пара вихрей в такой геометрии схематически показана на рис. 1.

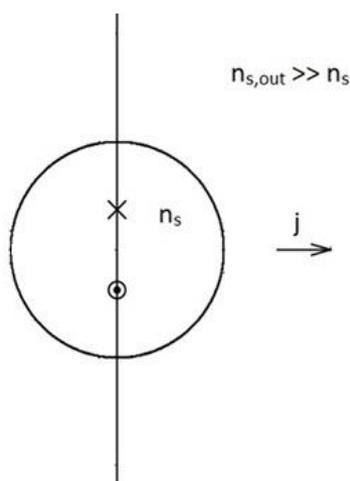


Рис. 1. Пара вихрей противоположной циркуляции в «горячем пятне».

## 2. Критический сверхтекучий импульс в однородной пленке.

Сначала покажем, как в рассматриваемой линейной модели в принципе может введен критический сверхтекучий импульс. Рассмотрим бесконечную пленку. Свободная энергия состояния с парой вихрей в присутствие тока складывается из энергий одиночных вихрей, энергии их взаимодействия друг с другом, и энергии взаимодействия с током. В лондоновском приближении, свободная энергия такого состояния есть:

$$F = \frac{\Phi_0^2}{2\pi L_k} \ln\left(\frac{R}{\xi}\right) - \Phi_0 R j, \quad (1)$$

где  $\Phi_0$  – квант магнитного потока,  $L_k$  – кинетическая индуктивность квадрата пленки,  $R$  – расстояние между вихрями,  $\xi$  – размер кора вихря,  $j$  – сверхток. Выражая сверхток через сверхтекучий импульс,  $j = \frac{\Phi_0}{2\pi L_k} p$ , и находя максимум выражения по  $R$ , приходим к равенству, выражающему равенство нулю полной силы, действующей на каждый из вихрей пары:  $p = \frac{1}{R}$ . При таком соотношении между сверхтекучим импульсом и расстоянием между вихрями, в линейной модели реализуется неустойчивое равновесие между притяжением вихрей друг к другу и растаскиванием их силой Лоренца. Однако, сила притяжения между вихрями, потенциал которой описывается первым слагаемым в (1), неограниченно возрастает с уменьшением расстояния. Чтобы получить критической сверхтекучий импульс, введем расстояние  $R_{min}$  такое, что при  $R < R_{min}$  потенциал притяжения обращается в константу. Тогда для критического сверхтекучего импульса имеем  $p_{c0} = \frac{1}{R_{min}}$ . Эту величину следует отождествить со сверхтекучим импульсом распаривания, который в теории Гинзбурга-Ландау есть  $p_{dep} = \frac{1}{\sqrt{3}\xi}$  [4,5], откуда  $R_{min} = \sqrt{3}\xi$ .

### 3. Критический сверхтекучий импульс в горячем пятне.

Учтем теперь, что горячее пятно окружено сверхпроводящей пленкой с большим параметром порядка. В случае, когда концентрация сверхпроводящих электронов в окружающей пленки много больше таковой в горячем пятне,  $n_{s,out} \gg n_s$ , можно полагать градиент фазы, наведенной вихрем в окружающей пленке, пренебрежимо малым (в противном случае, в ней потек бы, в пределе, бесконечно большой вихревой сверхток). Тангенциальная компонента градиента фазы, однако, должна быть непрерывна на границе, следовательно, можно считать, что градиент фазы вихря на границе скомпенсирован градиентом фазы его изображения – фиктивного вихря той же циркуляции.

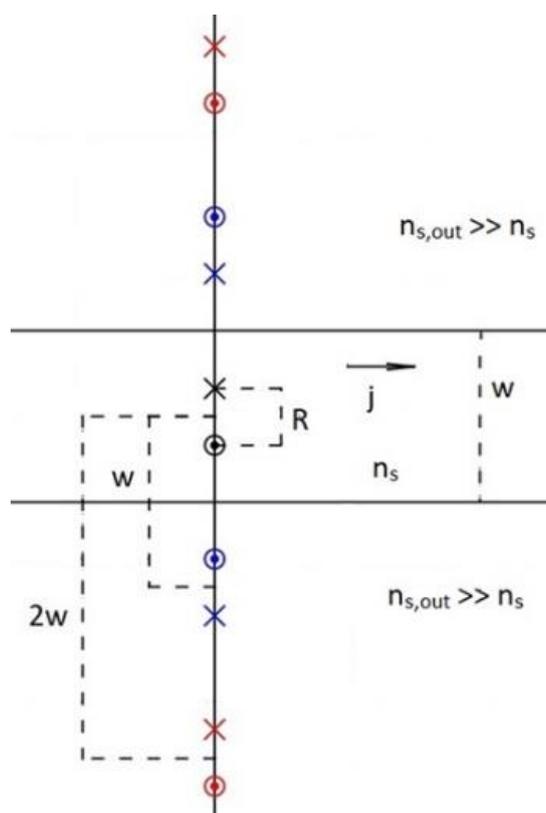


Рис. 2. Модельная задача: пара вихрей противоположной циркуляции в полоске с ослабленной сверхпроводимостью внутри пленки с сильной сверхпроводимостью. Сверхток течет параллельно полоске. Синим и красным обозначены изображения вихрей первого и второго порядка, полученные соответственно однократным и двукратным отражением от краев полоски.

Ситуация, в которой расчет методом изображений может быть выполнен аналитически, представляет собой область подавленной сверхпроводимости в виде длинной полоски, ориентированной параллельно сверхтоку (рис. 2). При этом взаимодействие вихря с границами можно представить как его взаимодействие с собственными отражениями разных порядков от границ. На рис. 2 показаны изображения вихря первого порядка – его отражения от верхней и нижней границы, а также изображения второго порядка – отражения отражений первого порядка от обеих границ. Взаимодействие с вихрем противоположной циркуляции также модифицируется – добавляется взаимодействие со всеми изображениями вихря противоположной циркуляции (также показаны на рис. 2 в первом и втором порядках). В результате, добавка к энергии пары вихрей из-за наличия границ может быть записана как:

$$E_w = \frac{\Phi_0^2}{2\pi L_k} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \ln \left( \frac{(nw)^2}{(nw)^2 - R^2} \right). \quad (2)$$

Сумма может быть вычислена аналитически в пределе, когда ширина полоски  $w$  (“размер пятна”) много больше расстояния между вихрями  $R$ :

$$E_w = \frac{\Phi_0^2}{2\pi L_k} \frac{\pi}{12} \left( \frac{R}{w} \right)^2. \quad (3)$$

Добавив это слагаемое к (1), вновь найдя максимум свободной энергии и полагая, что он реализуется на расстоянии  $R_{min} = \sqrt{3}\xi$ , получаем значение для критического сверхтекучего импульса с учётом границ пятна:

$$p_c = p_{c0} \left( 1 + \frac{\pi}{2} \frac{\xi^2}{w^2} \right) \quad (4)$$

Таким образом, получается, что, в присутствии окружающей пленки с сильной сверхпроводимостью, критический сверхтекучий импульс в области со слабой сверхпроводимостью (обусловленный разрывом током пар вихрей) увеличивается по сравнению с однородной пленкой со слабой сверхпроводимостью. Отметим, что это усиление не связано с эффектом близости (который модель не учитывает) и имеет чисто электродинамическое происхождение. Качественно, оно объясняется отталкиванием вихрей от областей с более сильной сверхпроводимостью, из-за которого для разрыва вихревой пары требуется больший ток. В случае пятна круглой формы, следует ожидать, что ответ в пределе  $w \gg \xi$  качественно не изменится, однако величина коэффициента при поправочном слагаемом будет несколько больше из-за более эффективного отталкивания от круглой границы.

## Заключение

Обсудим одно возможное следствие из полученного результата. Известно, что максимально возможный ток в однородном сверхпроводнике, соответствует состоянию с конечной щелью [6]. В то же время, в неоднородной ситуации, градиент фазы может быть задан граничными условиями, и сверхтекучий импульс может превысить критическое значение. В результате, в неоднородной ситуации возможно достижение бесщелевого состояния, как это имеет место, например, для двухслойных структур сверхпроводник-нормальный металл с большой разницей удельных сопротивлений [7]. Может ли реализоваться бесщелевое состояние в горячем пятне сверхпроводникового однофотонного детектора – вопрос, требующий исследования методами микроскопической теории. Однако, полученное нами из изложенных модельных соображений увеличение критического сверхтекучего импульса, указывает, как минимум на приближение сверхпроводника в горячем пятне к бесщелевому состоянию.

**Финансирование:** грант РФФ №23-72-00046

## Литература

1. Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Korneev A.A. Quantum detection by current carrying superconducting film //Physica C: Superconductivity. – 2001. – Т. 351. – №. 4. – С. 349-356.
2. Vodolazov D.Y. Single-photon detection by a dirty current-carrying superconducting strip based on the kinetic-equation approach //Physical Review Applied. – 2017. – Т. 7. – №. 3. – С. 034014.
3. Zotova A.N., Vodolazov D.Y. Photon detection by current-carrying superconducting film: A time-dependent Ginzburg-Landau approach //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2012. – Т. 85. – №. 2. – С. 024509.
4. Langer J.S., Ambegaokar V. Intrinsic resistive transition in narrow superconducting channels //Physical Review. – 1967. – Т. 164. – №. 2. – С. 498.

5. Vodolazov D.Y. Saddle point states in two-dimensional superconducting films biased near the depairing current //Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 17. – С. 174507.
6. Anthore A., Pothier H., Esteve D. Density of states in a superconductor carrying a supercurrent //Physical review letters. – 2003. – Т. 90. – №. 12. – С. 127001.
7. Ustavschikov S.S. et al. Approaching depairing current in dirty thin superconducting strip covered by low resistive normal metal //Superconductor Science and Technology. – 2020. – Т. 34. – №. 1. – С. 015004.

**Для цитирования:**

Коротков Д.Ю., Семенов А.В. О превышении плотности тока распаривания в горячем пятне сверхпроводникового однофотонного детектора. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.32>