

Новое в критерии разделения тонких сверхпроводящих пленок на узкие и широкие

В.М. Дмитриев^{1,2}, И.В. Золочевский¹, Е.В. Безуглый¹

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: dmitriev@ilt.kharkov.ua

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures
95 Gajowicka Str., Wroclaw 53-421, Poland

Статья поступила в редакцию 21 июля 2008 г.

Проанализированы результаты экспериментальных исследований критических токов и некоторых неравновесных явлений в тонких оловянных пленках различной ширины w . Обычно тонкие сверхпроводящие пленки разделяют на две группы: узкие каналы $w < \lambda_{\perp}$ и широкие пленки $w > \lambda_{\perp}$. Обнаружена широкая переходная область, в которой условие $w > \lambda_{\perp}$ выполняется с большим запасом, и в то же время которая необъяснима с точки зрения представлений теории возникновения вихревого состояния. Это позволяет сделать вывод о том, что общепринятый критерий $w \sim \lambda_{\perp}$ разделения пленок на узкие и широкие не работает. Переход в режим широкой пленки, описываемый существующей теорией вихревого состояния, осуществляется в полной мере только при значениях $w/\lambda_{\perp}(T) > 10-20$.

Проаналізовано результати експериментальних досліджень критичних струмів і деяких нерівноважних явищ у тонких олов'яних плівках різної ширини w . Зазвичай тонкі надпровідні плівки поділяють на дві групи: вузькі канали $w < \lambda_{\perp}$ та широкі плівки $w > \lambda_{\perp}$. Виявлено широку перехідну область, у якій умова $w > \lambda_{\perp}$ виконується з великим запасом, і в той же час яку не можна пояснити з точки зору теорії виникнення вихорового стану. Це дозволяє зробити висновок про те, що загальноприйнятий критерій $w \sim \lambda_{\perp}$ поділу плівок на вузькі та широкі не працює. Перехід у режим широкої плівки, який описується існуючою теорією вихорового стану, здійснюється повною мірою тільки при значеннях $w/\lambda_{\perp}(T) > 10-20$.

PACS: 74.78.Db Низкотемпературные сверхпроводящие пленки;
74.25.-q Свойства сверхпроводников I и II рода; корреляции физических свойств в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

Ключевые слова: тонкие сверхпроводящие пленки, узкие каналы, широкие пленки, теория вихревого состояния Асламазова–Лемпицкого.

К настоящему времени стало общепринятым разделять тонкие сверхпроводящие пленки на две группы: узкие каналы и широкие пленки. Узкими каналами называют пленки, ширина w и толщина d которых меньше глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{\perp}(T)$ и длины когерентности $\xi(T)$, что обеспечивает однородное распределение тока по ширине пленки и отсутствие вихревой резистивности. В узких каналах при протекании тока большего, чем критический ток распаривания Гинзбурга–Ландау (ГЛ) $I_c^{GL}(T)$, возникают центры проскальзывания фазы (ЦПФ). Они представляют собой ядро размером $\sim \xi(T)$ и диффу-

зионные «хвосты» по обе стороны от ядра порядка глубины проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник. В ядре ЦПФ параметр порядка Δ и сверхпроводящий ток I_s осциллируют, причем в определенные моменты времени Δ и I_s обращаются в нуль, а фаза изменяется скачком на 2π . Частота осцилляций определяется джоузефовским соотношением $f_J = 2eV/nh$, где $n = 1, 2, \dots$

Широкими принято называть пленки, ширина которых $w > \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$ [1]. В таких пленках вследствие мейсснеровского экранирования индуцированного током магнитного поля распределение тока по ширине

неоднородно и обладает острыми максимумами на краях. Согласно теории Асламазова–Лемпицкого (АЛ) [2], резистивный переход широкой пленки обусловлен неустойчивостью токового состояния при достижении краевой плотностью тока значения, близкого к критической плотности j_c^{GL} в теории ГЛ. Эта неустойчивость приводит к рождению вихрей, движение которых генерирует напряжение на концах пленки. Соответствующий критический ток I_c^{AL} мал по сравнению с I_c^{GL} , поскольку плотность тока в основном объеме пленки далека от критической. Благодаря движению вихрей и их аннигиляции в центре пленки также возникает острый максимум плотности тока. При некотором значении тока I_m величина этого максимума достигает критического значения j_c^{GL} , что приводит к неустойчивости стационарного течения вихрей. В теории АЛ предполагалось, что при $I > I_m$ пленка переходит в нормальное состояние.

Экспериментальные исследования резистивных переходов в широких пленках, хотя качественно и подтвердили описанную выше картину неоднородного распределения тока как в докритическом, так и в вихревом состоянии [3,4], однако в то же время привели к существенным уточнениям основных положений теории АЛ. Оказалось [4], что вихревая резистивность возникает только при достаточно большой ширине пленки: $w > 4\lambda_{\perp}$, а при $I > I_m$ широкая пленка переходит не в нормальное состояние, а в безвихревое состояние с линиями проскальзывания фазы (ЛПФ) — двумерными аналогами ЦПФ. Еще более неожиданным и побудившим нас поставить в настоящей работе вопрос об истинном критерии «широкой пленки» явилось поведение температурной зависимости критического тока, представленной на рис. 1 для нескольких образцов в виде зависимости приведенного значения I_c/I_c^{GL} от параметра w/λ_{\perp} , пропорционального $1-T/T_c$. Согласно теории АЛ, при $w > \lambda_{\perp}$ эта зависимость должна описываться универсальной функцией w/λ_{\perp} : $I_c^{AL}/I_c^{GL} = 1,5(\pi\lambda_{\perp}/w)^{1/2}$ (кривая 2). В эксперименте, как видно на рис.1, эта универсальность действительно проявляется, однако только в

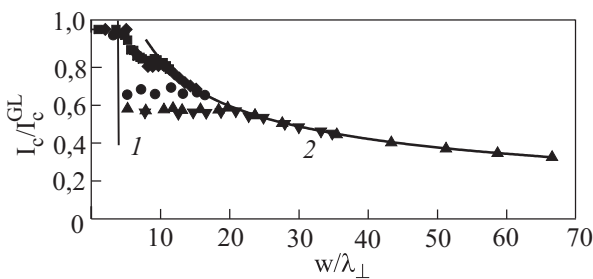


Рис. 1. Зависимости приведенного критического тока I_c/I_c^{GL} от w/λ_{\perp} для образцов SnW5 (\blacktriangle), SnW6 (\bullet), SnW8 (\blacktriangledown), SnW9 (\blacklozenge), SnW10 (\blacksquare); кривая 2 — теоретическая зависимость АЛ. Параметры пленок можно найти в [4].

области весьма больших значений $w/\lambda_{\perp} \sim 10-20$, которые, таким образом, и должны служить реальным критерием перехода в режим широкой пленки.

При меньших значениях w/λ_{\perp} поведение критического тока весьма своеобразно. Согласно [4], образцы с $w/\lambda_{\perp} < 4$ являются узкими каналами (на рис. 1 область слева от вертикальной прямой 1). В промежутке между вертикальной прямой 1 и кривой 2 находится переходная область, в которой пленка является «квазиширокой» (вихревой участок на ВАХ присутствует, но теория АЛ еще «не работает»). Для пленки SnW10 ($w = 7$ мкм) экспериментальная величина I_c при $w/\lambda_{\perp} < 4$ совпадает с расчетным значением I_c^{GL} . При уменьшении температуры, т.е. росте w/λ_{\perp} , возникает вихревая резистивность и наблюдается быстрое падение I_c к меньшему значению, которое, тем не менее, обладает температурной зависимостью, близкой к $I_c^{GL}(T)$ и продолжающейся вплоть до перехода в режим, описываемый теорией АЛ. Это падение I_c оказывается еще более резким для пленки SnW6 ($w = 17$ мкм), вследствие чего область переходной температурной зависимости $I_c \propto (1-T/T_c)^{3/2}$ значительно расширяется. Наконец, для предельно широких пленок SnW8 ($w = 25$ мкм) и SnW5 ($w = 42$ мкм), в которых режим узкого канала не наблюдается ввиду чрезвычайной близости соответствующей температурной области к T_c , зависимости I_c/I_c^{GL} от w/λ_{\perp} полностью совпадают, и ширина переходной области достигает насыщения.

Следует отметить, что обнаруженная широкая переходная область, в которой условие $w > \lambda_{\perp}$ выполняется с большим запасом и в то же время зависимость $I_c(T)$ совпадает с поведением $I_c^{GL}(T)$, совершенно необъяснима с точки зрения представлений теории АЛ о механизме возникновения вихревого состояния. Особенностью этой области является резкий переход зависимости $I_c \sim (1-T/T_c)^{3/2}$ к $I_c^{AL}(T) \sim (1-T/T_c)$. Полученное нами численное решение интегрального уравнения Лондонов [2] для распределения тока по ширине пленки при произвольных значениях w/λ_{\perp} также показывает отсутствие широкой переходной области между $I_c^{GL}(T)$ и $I_c^{AL}(T)$ при условии, что в точке резистивного перехода на краю пленки достигается критическая плотность тока j_c^{GL} . Это может означать, что условие зарождения вихрей при $w/\lambda_{\perp} < 10-20$ ослабляется вследствие существования конкурирующего механизма проникновения вихрей в пленку при достижении краевой плотностью тока некоторого значения $j_c(T)$, меньшего $j_c^{GL}(T)$. Чтобы объяснить наблюдаемое постоянство величины I_c/I_c^{GL} в переходной области, необходимо предположить, что при уменьшении температуры величина $j_c(T)$ растет быстрее, чем $j_c^{GL}(T)$, и пропорциональна $(1-T/T_c)^2$. В точке, где они становятся равными, происходит переход в режим АЛ, что объясняет видимую на рис. 1 резкость кроссовера к линейной температурной зависимости $I_c^{AL}(T)$. В принципе такой механизм может

быть связан с краевыми микродефектами, которые практически не влияют на ток распаривания ГЛ в режиме узкой пленки, однако являются источником вихрей в широкой пленке. В то же время прекрасное количественное совпадение критических токов $I_c(T)$ и $I_m(T)$ с предсказаниями теории АЛ при больших значениях w/λ_{\perp} заставляет усомниться в этом предположении.

Неприменимость общепринятого критерия $w \geq \lambda_{\perp}(T)$ «широкой пленки» иллюстрируют и другие неравновесные явления, например генерация электромагнитных колебаний с частотой, меньшей джозефсоновской. Это явление, названное неджозефсоновской генерацией [5,6], возникает при достижении определенной средней плотности тока j_g , причем эта плотность тока генерации для узких оловянных пленок ($w \approx \xi \approx 1$ мкм) в 2,7 раза выше, чем для широких образцов с $w > 20$ мкм, при одной и той же приведенной температуре $T/T_c = 0,99$ [6]. Таким образом, при изменении ширины пленок в интервале 1–20 мкм можно ожидать плавный переход от больших плотностей тока генерации к меньшим. Для проверки этого предположения из пленки, полученной в процессе одного напыления, был изготовлен ряд образцов различной ширины. Результаты измерения плотности тока генерации j_g от ширины оловянных пленок w при температуре $T = 0,99 T_c$ представлены на рис. 2 [6]. Видно, что середина перехода от узкого канала к широкой пленке соответствует $w \approx 12$ мкм. Таким образом, с точки зрения неджозефсоновской генерации оловянные пленки шириной вплоть до $w \approx 5$ мкм можно считать узкими каналами, в то время как вполне «широкими» они становятся только при $w > 20$ мкм.

Аналогичный вывод о неприменимости общепринятого критерия $w \approx \lambda_{\perp}(T)$ [1] для определения границы между узкими и широкими пленками можно также сделать на основе анализа изменения зависимости критического тока I_c от мощности внешнего микроволнового поля P для пленок различной ширины [7]. На рис. 3,а представлены зависимости $I_c(P)$ в относительных единицах для оловянных пленок различной ширины при одинаковых условиях эксперимента. Ниспадающие участки зависимостей $I_c(P)/I_c(0)$ на рис. 3,а можно аппроксимировать функцией $I_c \propto (1 - P/P_c)^\alpha$. Для образ-

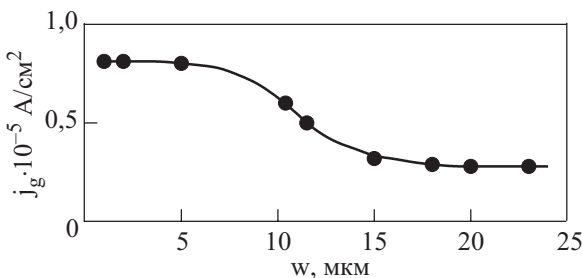


Рис. 2. Зависимость плотности тока генерации от ширины пленки Sn при $T/T_c = 0,99$.

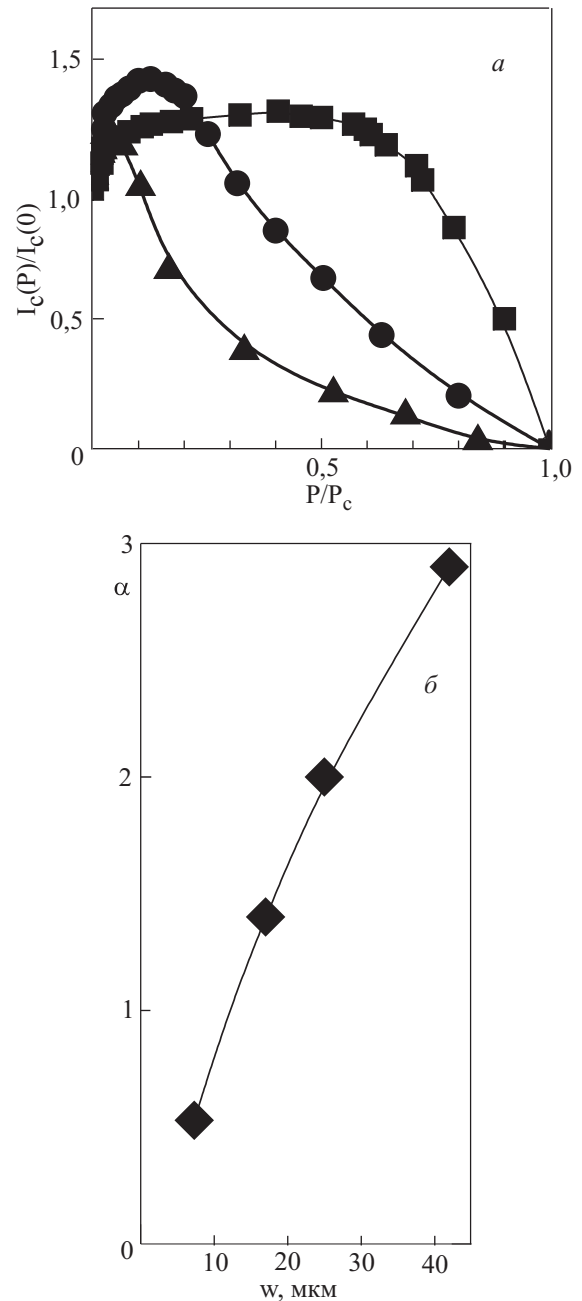


Рис. 3. Зависимости относительного критического тока $I_c(P)/I_c(0)$ от приведенной мощности облучения P/P_c для различных оловянных пленок: SnW5 (\blacktriangle), SnW6 (\bullet) и SnW10 (\blacksquare) (а) и показателя степени α его аппроксимирующей зависимости от ширины образца w на частоте 9,2 ГГц при $T/T_c \approx 0,99$ (б).

ца SnW10 ($w = 7$ мкм), который при $T/T_c = 0,99$ является узким каналом [4], зависимость $I_c(P)/I_c(0)$ выпуклая и, соответственно, $\alpha \approx 0,53 < 1$. Для образца SnW6 ($w = 17$ мкм) эта зависимость становится вогнутой и величина $\alpha \approx 1,4$ превышает 1, а для заведомо широкой пленки SnW5 ($w = 42$ мкм) $\alpha \approx 2,9$. Зависимость показателя степени α аппроксимирующих зависимостей критического тока от ширины образца, приведенная на рис. 3,б, показывает, что для пленки

шириной $w \approx 12$ мкм можно ожидать значения $\alpha = 1$, и ниспадающий участок зависимости $I_c(P)$ — прямая линия. Другими словами, с увеличением ширины пленки изменяется знак кривизны ниспадающих участков кривых, и пленка с $w \approx 12$ мкм является граничной между квазиузкими и квазиширокими образцами, как в случае, приведенном на рис. 2.

Таким образом, результаты исследования критических токов и различных неравновесных явлений в тонких пленках различной ширины позволяют сделать вывод о том, что общепринятый критерий $w \sim \lambda_{\perp}$ разделения пленок на узкие и широкие не работает. Переход в режим широкой пленки, описываемый существующей теорией вихревого состояния, осуществляется в полной мере только при значениях $w/\lambda_{\perp}(T) > 10-20$. Можно предположить, что простой критерий широкой пленки $w > \lambda_{\perp}$ на практике не срабатывает из-за особенности структуры вихря в тонкой пленке, который не является истинно локализованным образованием [8]: его поля, в отличие от абрикосовского вихря в массивном сверхпроводнике, убывают с расстоянием не экспоненциальным, а степенным образом. В частности, Коган [9] показал, что магнитный поток, захваченный одиночным вихрем в тонкой пленке, даже на расстоянии $24\lambda_{\perp}$ от ядра вихря составляет 90% кванта потока. Определенную роль может играть и соотношение между шириной пленки и глубиной проникновения продольного электрического поля, которое при $w/\lambda_{\perp} \sim 10$ близко к единице. Обращает на себя внимание и обнаруженное нами «аномальное» вихревое состояние (переходная область), которое возникает в интервале $4 < w/\lambda_{\perp} < 10-20$ при расчетном значении краевой плотности тока $\propto (1-T/T_c)^2$, существенно меньшем плотности тока распаривания $j_c^{GL}(T)$. Механизм проникновения вихрей в пленку при столь малых краевых токах и причина его исчезновения при больших значениях w/λ_{\perp} не описаны современными теориями и пока не имеют объяснения.

1. И.М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).
2. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).

3. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Czech. J. Phys.* **46**, 877 (1996).
4. V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 342 (2006).
5. Г.Е. Чурилов, В.М. Дмитриев, А.П. Бескорсый, *Письма в ЖЭТФ* **10**, 231 (1969).
6. Г.Е. Чурилов, В.Н. Светлов, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **12**, 425 (1986).
7. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 1258 (2005).
8. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
9. V.G. Kogan, *Phys. Rev.* **B49**, 15874 (1994).

Novelty in criterion of classification of the superconducting films into narrow and wide ones

V.M.Dmitriev, I.V.Zolochevskii, and E.V.Bezuglyi

The experimental results on critical current and some nonequilibrium phenomena in thin Sn films of different width w have been analysed. Thin superconducting films are usually subdivided into two groups: narrow channels, $w < \lambda_{\perp}$, and wide films, $w > \lambda_{\perp}$. A wide transition region is observed in which the condition $w > \lambda_{\perp}$ is well fulfilled, but the existence of this region cannot be explained from the viewpoint of the theory of vortex state nucleation. This allows us to conclude that the commonly accepted criterion $w \sim \lambda_{\perp}$ of the boundary between narrow and wide films is not valid. The transition to the wide film regime described by a existing theory of vortex state occurs only at rather large values of $w/\lambda_{\perp}(T) > 10-20$.

PACS: 74.78.Db; Low- T_c films;
74.25.-q Properties of type I and type II superconductors.

Keywords: thin superconducting films, narrow channels, wide films, theory of vortex state of Aslamazov-Lempitskiy.