

Температурные зависимости стимулированного микроволновым излучением критического тока в широких пленках олова

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 18 апреля 2006 г.

Экспериментально исследованы и проанализированы температурные зависимости критического тока широких и узких оловянных пленок при облучении их микроволновым полем. Обнаружено, что высокочастотное электромагнитное поле стабилизирует токовое состояние широкой пленки относительно вхождения в нее абрикосовских вихрей, причем стабилизирующее воздействие облучения возрастает с увеличением его частоты. Вследствие того что эффект стимуляции сверхпроводимости является общим и наблюдается как в случае однородного (узкие пленки), так и неоднородного (широкие пленки) распределения сверхпроводящего тока по ширине пленки, удалось частично распространить теорию Элиашберга на широкие пленки.

Експериментально досліджено та проаналізовано температурні залежності критичного струму широких і вузьких олов'яних плівок при опроміненні їх мікрохвильовим полем. Виявлено, що високочастотне електромагнітне поле стабілізує струмовий стан широкої плівки відносно входження в неї абрикосівських вихорів, при цьому стабілізуючий вплив опромінення зростає зі збільшенням його частоти. Внаслідок того що ефект стимуляції надпровідності є загальним і спостерігається як у випадку однорідного (вузькі плівки), так і неоднорідного (широкі плівки) розподілу надпровідного струму по ширині плівки, вдалося частково поширити теорію Еліашберга на широкі плівки.

PACS: 74.40+k Флуктуации (шум, хаос, неравновесная сверхпроводимость, локализация и т.д.);
74.60.Jg Критические токи;
74.25.Nf Отклик на воздействие электромагнитных полей (ядерный магнитный резонанс, поверхностный импеданс и т.д.).

Ключевые слова: сверхпроводящая широкая пленка, микроволновая стимуляция критического тока.

1. Введение

К настоящему времени температурная зависимость равновесного критического тока $I_c(T)$ широких сверхпроводящих пленок в отсутствие внешних магнитного и микроволнового полей изучена достаточно подробно. Основная особенность широких пленок, отличающая их от узких каналов, — неоднородное по ширине пленки распределение транспортного тока, которое характеризуется увеличени-

ем плотности тока вблизи краев пленки, обусловленным мейсснеровским экранированием индуцированного током магнитного поля. В этой ситуации механизм разрушения сверхпроводимости транспортным током отличается от типичного для узких каналов механизма однородного распаривания Гинзбурга–Ландау и связан с исчезновением краевого барьера для вхождения вихрей в пленку при достижении плотности тока на краях пленки вели-

чины порядка плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау j_c^{GL} [1–4].

Необходимо отметить, что токовое состояние широкой пленки, несмотря на внешнее сходство с мейсснеровским состоянием массивного токнесущего сверхпроводника, качественно отличается от последнего. В то время как в массивном сверхпроводнике транспортный ток сосредоточен в тонком поверхностном слое порядка лондоновской глубины проникновения $\lambda(T)$, в широкой пленке ток распределен по всей ее ширине w приблизительно по закону $[x(w-x)]^{-1/2}$, где x – поперечная координата [3,4]. Таким образом, характерная длина $\lambda_{\perp}(T) = 2\lambda^2(T)/d$ (d – толщина пленки), называемая обычно в теории токового состояния широких пленок глубиной проникновения перпендикулярного магнитного поля, в действительности определяет не пространственный масштаб затухания тока при удалении от краев, а величину краевой плотности тока, выступая в роли «обрезающего» фактора в указанном выше законе распределения плотности тока на расстояниях $x, w-x \sim \lambda_{\perp}$ от краев пленки. Ларкиным и Овчинниковым установлено, что в пленках, ширина которых существенно превосходит $\lambda_{\perp}(T)$ и длину когерентности $\xi(T)$, краевая плотность тока j_0 при полном токе I , меньшем однородного тока распаривания I_c^{GL} , достигает величины $j_0 = I/d\sqrt{\pi w \lambda_{\perp}}$ [3]. Используя качественную оценку $j_0 \approx j_c^{GL}$ для плотности тока, подавляющего краевую барьер, из этого результата можно получить формулу

$$I_c(T) \approx j_c^{GL}(T) d \sqrt{\pi w \lambda_{\perp}(T)}$$

для критического тока широкой пленки, которая часто используется при анализе экспериментальных данных (см., например, [5]) и приводит к линейной зависимости критического тока от температуры в окрестности T_c : $I_c(T) \propto 1 - T/T_c$. Качественная теория резистивного состояния широких пленок, предложенная Асламазовым и Лемпицким [4], также предсказывает линейную температурную зависимость I_c , однако дает величину критического тока, в 1,5 раза превышающую приведенную выше оценку I_c . Этот результат подтверждается недавними экспериментальными измерениями критических токов широких пленок [6].

Поскольку параметры $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$ неограниченно возрастают при приближении к температуре сверхпроводящего перехода, то любая пленка вблизи T_c находится в режиме узкого канала, а ее критический ток обнаруживает температурную зависимость, типичную для тока распаривания Гинзбурга–Ландау: $I_c^{GL}(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$. Качественный критерий перехода между режимами

широкой и узкой пленки найден в работе [6], где показано, что при выполнении условия $w < 4\lambda_{\perp}(T)$ сверхпроводящая пленка является узким каналом, а при $w > 4\lambda_{\perp}(T)$ пленка становится широкой, при этом распределение сверхпроводящего тока в ней существенно неоднородно, а при последующем переходе в резистивное состояние появляются вихри. Однако, как отмечалось в [6], при переходе в режим широкой пленки зависимость критического тока, пропорциональная $(1 - T/T_c)^{3/2}$, сохраняется в достаточно широком интервале температур, хотя его абсолютное значение меньше тока распаривания $I_c^{GL}(T)$, характерного для узкого канала, а переход критического тока к линейной зависимости [4] происходит лишь при достаточно низких температурах, когда ширина пленки в 10–20 раз превышает $\lambda_{\perp}(T)$.

В работах [7,8] установлено, что длинные ($L \gg \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$, где L – длина пленки) и широкие сверхпроводящие пленки обнаруживают эффект увеличения критического тока (стимуляции сверхпроводимости) под воздействием внешнего микроволнового поля. Однако до настоящего времени целенаправленных экспериментальных исследований стимулированного критического тока $I_c^P(T)$ в широких пленках не проводилось. Настоящая работа преследует своей целью устранить этот пробел, а также попытаться интерпретировать полученные результаты, несмотря на отсутствие теории стимуляции сверхпроводимости для широких пленок.

2. Неравновесный критический ток сверхпроводящих каналов в микроволновом поле

Теория стимуляции сверхпроводимости для узких каналов, в которых равновесная энергетическая щель Δ и плотность сверхпроводящего тока j_s распределены равномерно по сечению образца, построена Элиашбергом [9–11]. Эта теория применима для достаточно узких и тонких ($w, d \ll \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$) пленок, в которых пространственное распределение микроволновой мощности и, соответственно, стимулированной щели по сечению пленки однородно; в то же время длина рассеяния электрона на примесях l_i должна быть мала по сравнению с длиной когерентности. Согласно этой теории, влияние микроволнового излучения на энергетическую щель Δ сверхпроводника, через который протекает постоянный транспортный ток плотностью j_s , описывается уравнением

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta^2}{8(\pi k T_c)^2} - \frac{2k T_c \hbar}{\pi e^2 D \Delta^4 N^2(0)} j_s^2 + \Phi(\Delta) = 0, \quad (1)$$

где T_c — критическая температура; $N(0)$ — плотность состояний на уровне Ферми; $D = v_F l_i / 3$ — коэффициент диффузии; v_F — фермиевская скорость, а $\Phi(\Delta)$ — неравновесная добавка, обусловленная неравновесностью функции распределения электронов [9,10,12]:

$$\Phi(\Delta) = -\frac{\pi\alpha}{2kT_c} \left[1 + 0,11 \frac{(\hbar\omega)^2}{\gamma k T_c} - \frac{(\hbar\omega)^2}{2\pi\gamma\Delta} \left(\ln \frac{8\Delta}{\hbar\omega} - 1 \right) \right], \quad (2)$$

$\hbar\omega \ll \Delta$.

Здесь $\alpha = D p_s^2 / \hbar$ — величина, пропорциональная мощности внешнего излучения P , p_s — амплитуда сверхтекучего импульса, возбуждаемого полем излучения, $\gamma = \hbar / \tau_\varepsilon$, а τ_ε — время энергетической релаксации.

Наша методика исследования эффекта стимуляции предполагала измерение критического тока, а не энергетической щели. Используя (1) и (2), можно получить выражение для плотности сверхпроводящего тока j_s как функции энергетической щели, температуры и мощности накачки:

$$j_s = \eta \Delta^2 \left(\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta^2}{8(\pi k T_c)^2} + \Phi(\Delta) \right)^{1/2}, \quad (3a)$$

$$\eta = eN(0) \sqrt{\frac{\pi D}{2\hbar k T_c}}. \quad (3б)$$

Условие экстремума сверхпроводящего тока $\partial j_s / \partial \Delta = 0$ при заданной температуре и мощности дает трансцендентное уравнение для щели Δ_m , при котором достигается максимальное значение j_s , т.е. критический ток:

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{21\zeta(3)\Delta_m^2}{(4\pi k T_c)^2} - \frac{\pi\alpha}{2kT_c} \left[1 + 0,11 \frac{(\hbar\omega)^2}{\gamma k T_c} - \frac{(\hbar\omega)^2}{4\pi\gamma\Delta_m} \left(\frac{3}{2} \ln \frac{8\Delta_m}{\hbar\omega} - 1 \right) \right] = 0. \quad (4)$$

Таким образом, подставляя решение Δ_m уравнения (4) в формулу (3а), находим выражение для критического тока в микроволновом поле [13]:

$$I_c^P(T) = \eta d\omega \Delta_m^2 \left\{ \frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta_m^2}{8(\pi k T_c)^2} - \frac{\pi\alpha}{2kT_c} \left[1 + 0,11 \frac{(\hbar\omega)^2}{\gamma k T_c} - \frac{(\hbar\omega)^2}{2\pi\gamma\Delta_m} \left(\ln \frac{8\Delta_m}{\hbar\omega} - 1 \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

В отсутствие внешнего микроволнового поля ($\alpha = 0$) формула (5) превращается в выражение для равновесного тока распаривания:

$$I_c(T) = \eta d\omega \Delta_m^2 \left[\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta_m^2}{8(\pi k T_c)^2} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

В этом случае $\Delta_m = \sqrt{2/3} \Delta_0$, где

$$\Delta_0(T) = \pi k T_c \sqrt{\frac{8(T_c - T)}{7\zeta(3)T_c}} = 3,062 k T_c \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (7)$$

— равновесное значение щели в отсутствие транспортного тока.

Отметим, что использование в формуле (6) выражения (3б) с плотностью состояний $N(0) = m^2 v_F / \pi^2 \hbar^3$, вычисленной в модели свободных электронов, приводит к существенному различию значений равновесного критического тока, полученных теоретически и экспериментально, что свидетельствует о сравнительной грубости такой оценки для используемого при изготовлении образцов металла (олова). В то же время, выражая плотность состояний через экспериментально измеряемую величину — сопротивление пленки на квадрат $R^\square = R_{4,2} \omega / L$, где $R_{4,2}$ — полное сопротивление пленки при $T = 4,2$ К, мы приходим к выражению для величины

$$\eta = (edR^\square)^{-1} \sqrt{3\pi / 2kT_c v_F l_i \hbar},$$

которое при подстановке в формулу (6) приводит к ее хорошему согласию как с экспериментальными значениями равновесного тока распаривания, так и с рассчитанными из теории Гинзбурга–Ландау $I_c^{GL}(T)$ (см. формулу (8)). Это выражение для параметра η и будем в дальнейшем использовать в формуле (5) для стимулированного критического тока при ее сравнении с экспериментальными результатами.

Любопытно отметить, что до настоящего времени, насколько нам известно, температурные зависимости стимулированного критического тока, вытекающие из формулы (5), никто непосредственно не сравнивал с экспериментальными данными для $I_c^P(T)$. Укажем, однако, что качественные попытки сравнения экспериментальных зависимостей $I_c^P(T)$ с теорией Элиашберга все же предпринимались. Так, в работе [12] авторы, используя формулу (7) для равновесной щели, представили ток распаривания Гинзбурга–Ландау в виде

$$I_c^{GL}(T) = \frac{c\Phi_0 \omega}{6\sqrt{3}\pi^2 \xi(0) \lambda_\perp(0)} (1 - T/T_c)^{3/2} = K_1 \Delta_0^3(T), \quad (8)$$

где $\Phi_0 = hc/2e$ — квант потока. Поскольку температурная зависимость стимулированного критического тока в узком канале по своей форме оказалась близкой к равновесной, $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$, где T_c^P — температура сверхпроводящего перехода в микроволновом поле, величина $I_c^P(T)$ была аппроксимирована выражением, аналогичным (8):

$$I_c^P(T) = K_2 \Delta_P^3(T), \quad (9)$$

где стимулированную энергетическую щель $\Delta_P(T)$ рассчитывали по теории Элиашберга при нулевом сверхпроводящем токе (формула (1) при $j_s = 0$). После этого, предположив, что $K_1 = K_2$, и используя величину микроволновой мощности как подгоночный параметр, авторы [12] добились с определенной степенью точности совпадения расчетных значений $I_c^P(T)$ с экспериментальными.

Ясно, что такое сравнение экспериментальных результатов с теорией Элиашберга является лишь качественной аппроксимацией и не может быть использовано для получения количественных результатов. Во-первых, в формулах (8) и (9) фигурирует величина щели в бестоковом режиме ($j_s = 0$), которая отличается от таковой при протекании тока. Во-вторых, кривые распаривания $j_s(\Delta)$ в равновесном состоянии ($P = 0$) и в присутствии микроволнового поля сильно отличаются [13]. Наконец, как показано в [11–13], при $T \rightarrow T_c^P$ стимулированный параметр порядка $\Delta_P(T)$ стремится к конечному (хотя и малому) значению $\Delta_P(T_c^P) = (1/2)\hbar\omega$ и скачком обращается в нуль при $T > T_c^P$, в то время как критический ток непрерывно (без скачка) обращается в нуль при $T \rightarrow T_c^P$ и, таким образом, вообще не может быть удовлетворительно описан формулой типа (9) (об этом свидетельствует и заметное отклонение зависимости (9) от экспериментальных точек в непосредственной близости от T_c). В настоящей работе экспериментальные данные будут проанализированы на основе точной формулы (5) с использованием численного решения уравнения (4).

3. Экспериментальные результаты

Нами исследованы сверхпроводящие тонкие пленки олова, приготовленные по оригинальной техно-

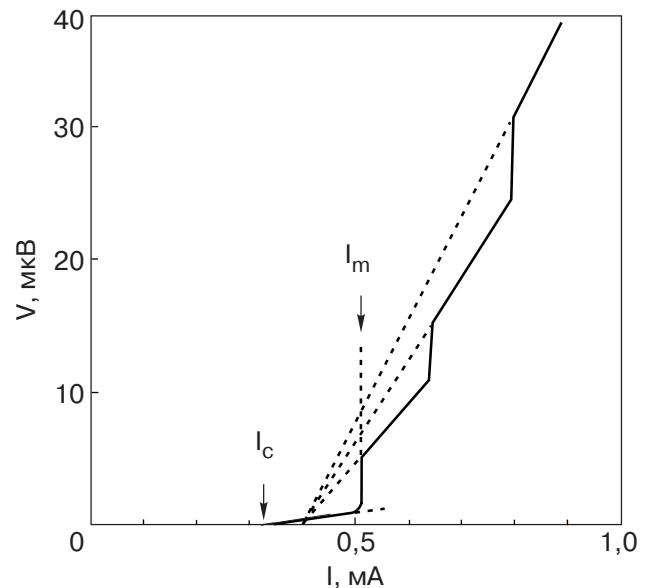


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика широкой сверхпроводящей пленки SnW13 при температуре 3,798 К.

логии [6], которая обеспечила минимизацию дефектов как на краю пленки, так и в ее объеме. Критический ток таких образцов определяется подавлением барьера для вхождения вихрей при достижении плотностью тока на краю пленки величины порядка j_c^{GL} и достигает максимально возможного теоретического значения [4], что свидетельствует об отсутствии краевых дефектов, которые создают локальные понижения барьера и тем самым понижают величину I_c . При измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцы помещали в двойной экран из отожженного пермаллоя. Параметры некоторых исследованных пленок приведены в таблице; для v_F и времени неупругой релаксации в олове при $T = 4,2$ К использованы общепринятые значения $v_F = 6,5 \cdot 10^7$ см/с, $\tau_g = 4 \cdot 10^{-10}$ с.

На рис. 1 представлена вольт-амперная характеристика одного из исследованных образцов. Резистивность пленки, обусловленная движением решетки абрикосовских вихрей, существует в интервале токов $I_c < I < I_m$ (вихревой участок ВАХ), где I_m — максимальный ток существования вихревого состояния [4,6]. При превышении тока I_m на ВАХ появляются ступени напряжения, связанные с возникновением линий проскальзывания фазы.

Таблица 1. Параметры пленочных образцов

Образец	L , мкм	w , мкм	d , нм	$R_{4,2}$, Ом	R_{\square} , Ом	T_c , К	l_i , нм	R_{300} , Ом
SnW8	84	25	136	0,206	0,061	3,824	148	3,425
SnW10	88	7	181	0,487	0,040	3,809	169	9,156
SnW13	90	18	332	0,038	0,008	3,836	466	1,880

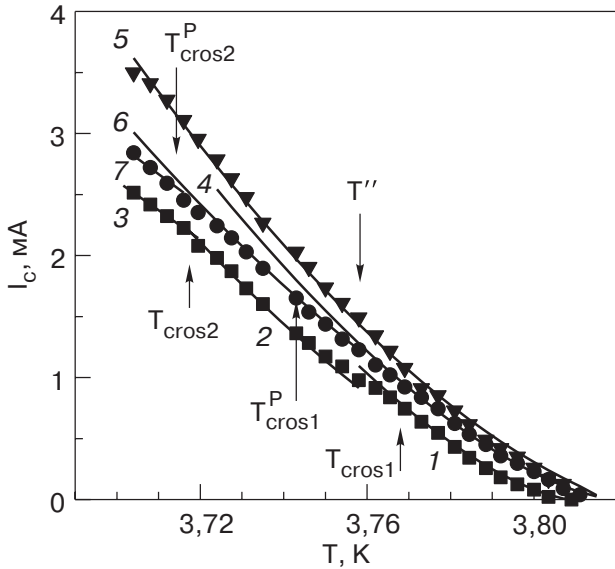


Рис. 2. Экспериментальные температурные зависимости критических токов $I_c(P=0)$ (■), $I_c(f=9,2 \text{ ГГц})$ (●) и $I_c(f=12,9 \text{ ГГц})$ (▼) образца SnW10. Теоретическая зависимость $I_c^{GL}(T) = 7,07 \cdot 10^2(1 - T/T_c)^{3/2}$ мА (см. (8)) (кривая 1); расчетная зависимость $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 \times (1 - T/T_c)^{3/2}$ мА (кривая 2); теоретическая зависимость $I_c^{AL}(T) = 9,12 \cdot 10^1(1 - T/T_c)$ мА [4] (прямая 3); теоретическая зависимость $I_c(f=9,2 \text{ ГГц})$, рассчитанная по формуле (5) и аппроксимирующая зависимость $I_c(T) = 6,5 \cdot 10^2(1 - T/3,818)^{3/2}$ мА (кривая 4); теоретическая зависимость $I_c(f=12,9 \text{ ГГц})$, рассчитанная по формуле (5) и аппроксимирующая зависимость $I_c(T) = 6,7 \cdot 10^2(1 - T/3,822)^{3/2}$ мА (кривая 5); теоретическая зависимость $I_c(f=9,2 \text{ ГГц})$, рассчитанная по формуле (5), нормированной по кривой 2 и аппроксимирующая зависимость $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2(1 - T/3,818)^{3/2}$ мА (кривая 6); расчетная зависимость $I_c(T) = 9,4 \cdot 10^1(1 - T/3,818)$ мА (прямая 7).

На рис. 2 приведены экспериментально измеренные температурные зависимости критического тока для образца SnW10. Вначале рассмотрим поведение $I_c(T)$ в отсутствие внешнего электромагнитного поля (рис. 2 (■)). Ширина пленки SnW10 сравнительно мала ($w = 7,3 \text{ мкм}$), поэтому в диапазоне температур $T_{\text{cros1}} < T < T_c$, достаточно близких к T_c , образец ведет себя как узкий канал и критический ток равен току распаривания Гинзбурга–Ландау $I_c^{GL}(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$. Температура кроссовера $T_{\text{cros1}} = 3,769 \text{ К}$ отвечает переходу в режим широкой пленки: при $T < T_{\text{cros1}}$ на ВАХ наблюдается вихревой участок. Температурная зависимость $I_c(T)$ при

$T < T_{\text{cros1}}$ вначале сохраняет вид $(1 - T/T_c)^{3/2}$, хотя значение $I_c(T)$ оказывается меньше тока распаривания $I_c^{GL}(T)$ вследствие возникновения неоднородного распределения плотности тока и ее уменьшения вдали от краев пленки. Наконец, при $T < T_{\text{cros2}} = 3,717 \text{ К}$ температурная зависимость критического тока становится линейной, $I_c(T) = I_c^{AL}(T) = 9,12 \cdot 10^1(1 - T/T_c)$ мА, что соответствует теории Асламазова–Лемпицкого [4].

При проведении измерений в микроволновом поле мощность излучения подбиралась из условия достижения максимального критического тока $I_c^P(T)$. Рассмотрим поведение $I_c^P(T)$ образца SnW10 в микроволновом поле частотой $f = 9,2 \text{ ГГц}$ (рис. 2 (●)). В диапазоне температур $T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) < T < T_c^P(9,2 \text{ ГГц})$ ($T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) = 3,744 \text{ К}$, $T_c^P(9,2 \text{ ГГц}) = 3,818 \text{ К}$) на ВАХ отсутствует вихревой участок, т.е. образец ведет себя как узкий канал. Отметим, что $T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) < T_{\text{cros1}}(P=0)$, в то время как $T_c < T_c^P$, т.е. в условиях оптимальной стимуляции режим узкого канала сохраняется в более широком температурном интервале. В диапазоне температур $T_{\text{cros1}} < T < T_c$, где образец в отсутствие микроволнового поля является узким каналом (и даже при несколько более низких температурах $T > 3,760 \text{ К}$), экспериментальные значения $I_c^P(T)$ (рис. 2 (●)) достаточно хорошо совпадают с рассчитанными по формуле (5) (рис. 2, кривая 4), в которой величина α служит подгоночным параметром*. Однако при $T < 3,760 \text{ К}$ экспериментальные точки оказываются ниже расчетной кривой 4 и, наконец, при температуре $T < T_{\text{cros2}}^P(9,2 \text{ ГГц}) = 3,717 \text{ К}$ температурная зависимость критического тока становится линейной (рис. 2, прямая 7).

На рис. 2 также представлена температурная зависимость наибольшего критического тока образца SnW10 при частоте облучения $12,9 \text{ ГГц}$ (рис. 2 (▼)). Видно, что, как и в узком канале, с увеличением частоты облучения наблюдается рост наибольшего критического тока. Отметим, что при данной частоте электромагнитного поля вихревой участок на ВАХ отсутствует во всем исследованном нами температурном интервале (до $T = 3,700 \text{ К}$ и даже несколько ниже). Другими словами, в интервале температур $T_{\text{cros1}}^P(12,9 \text{ ГГц}) < T < T_c^P(12,9 \text{ ГГц})$ ($T_{\text{cros1}}^P(12,9 \text{ ГГц}) < 3700 \text{ К}$ и на рис. 2 не показана, $T_c^P(12,9 \text{ ГГц}) = 3,822 \text{ К}$) образец ведет себя как узкий канал. Заметим, что $T_{\text{cros1}}^P(12,9 \text{ ГГц}) < T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) < T_{\text{cros1}}(P=0)$, в то время как

* При вычислении максимального критического тока величина α в формуле (5), пропорциональная мощности излучения, должна определяться из условия максимума $I_c^P(T)$ при заданной температуре и вследствие этого должна, вообще говоря, зависеть от T . Однако на практике оптимальная мощность стимуляции оказывается с точностью до нескольких процентов постоянной во всем интервале температур, что позволяет аппроксимировать α константой для данного образца и частоты излучения.

$T_c < T_c^P$ (9,2 ГГц) $< T_c^P$ (12,9 ГГц). Таким образом, в условиях оптимальной стимуляции температурный интервал режима узкого канала увеличивается с ростом частоты облучения.

Важно также отметить, что экспериментальная зависимость $I_c^P(T)$ при $f = 12,9$ ГГц хорошо совпадает с критическим током, рассчитанным по формуле (5) для узкого канала (рис. 2, кривая 5), во всем исследованном нами температурном диапазоне и хорошо аппроксимируется зависимостью $I_c(T) = 6,7 \cdot 10^2 (1 - T/3,822)^{3/2}$ мА. Отсюда следует, что температура перехода в режим широкой пленки T_{cros1}^P , в котором на ВАХ появляется вихревой участок, а также температура T^{**} отклонения экспериментальной зависимости $I_c^P(T)$ от зависимости, рассчитанной по формуле (5), уменьшаются с увеличением частоты облучения.

На рис. 3 представлены температурные зависимости приведенного превышения наибольшего критического тока $[I_c^P(T) - I_c(T)]/I_c(T) = \Delta I_c^P(T)/I_c(T)$ образца SnW10 для двух частот микроволнового облучения. Видно, что с увеличением частоты облучения величина $\Delta I_c^P(T)/I_c(T)$ возрастает во всем исследованном нами температурном интервале. Вблизи T_c зависимости $\Delta I_c^P(T)/I_c(T)$ очень похожи на аналогичные зависимости, присущие узким каналам, что не удивительно, поскольку в диапазоне температур $T_{\text{cros1}} < T < T_c$ этот образец действительно является узким каналом. Однако при более низких температурах поведение $\Delta I_c^P(T)/I_c(T)$ становится немонотонным, что не наблюдалось в узких каналах для данных частот облучения [14].

На рис. 4 представлены температурные зависимости I_c для образца SnW8. Вначале рассмотрим поведение $I_c(T)$ в отсутствие внешнего электромагнитного поля. Ширина этой пленки достаточно ве-

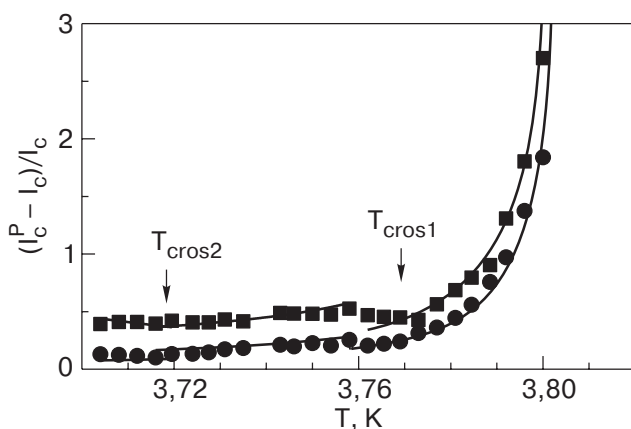


Рис. 3. Температурные зависимости наибольшего относительного приращения критического тока образца SnW10 при частотах облучения 9,2 ГГц (●) и 12,9 ГГц (■).

лика ($w = 25$ мкм), поэтому такой образец является узким каналом только в непосредственной близости от T_c , а при $T < T_{\text{cros1}} = 3,808$ К ведет себя как широкая пленка. При $T_{\text{cros2}} = 3,740$ К $< T < T_{\text{cros1}}$ температурная зависимость критического тока имеет вид $(1 - T/T_c)^{3/2}$, хотя значение I_c меньше, чем I_c^{GL} . При $T < T_{\text{cros2}}$ температурная зависимость критического тока становится линейной и соответствует теории Асламазова–Лемпицкого [4]: $I_c(T) = I_c^{AL}(T) = 1,47 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$ мА.

В микроволновом поле частотой 15,2 ГГц в диапазоне $T_{\text{cros2}}^P = 3,720$ К $< T < T_c^P = 3,835$ К зависимость наибольшего критического тока хорошо описывается формулой (5) с дополнительным числовым множителем, обеспечивающим ее согласие при $P = 0$ с измеряемой величиной равновесного критического тока $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$ мА (рис. 4, кривая 3). Физически этот множитель играет роль форм-фактора, качественно учитывающего неоднородность распределения тока по ширине пленки. В этом интервале температур критический ток можно аппроксимировать и зависимостью $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3 (1 - T/3,835)^{3/2}$ мА. При $T < T_{\text{cros2}}^P$ температурная зависимость $I_c^P(T)$ становится линейной (рис. 4, прямая 4). Из рис. 4 следует, что при стимуляции сверхпроводимости микроволно-

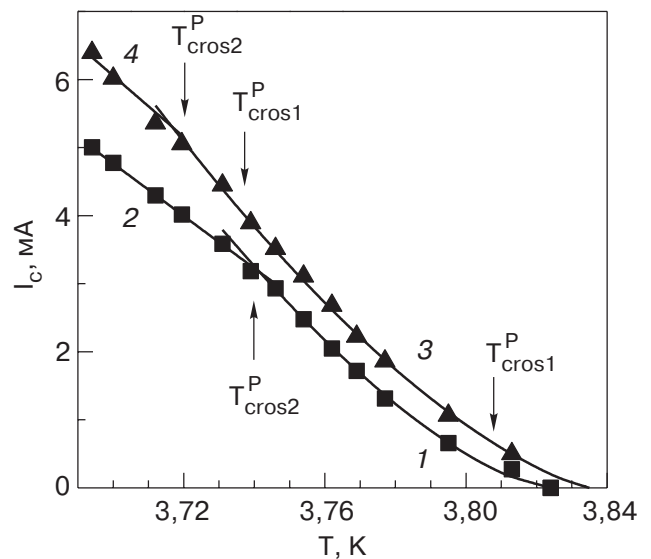


Рис. 4. Экспериментальные температурные зависимости критических токов $I_c(P = 0)$ (■), $I_c(f = 15,2$ ГГц) (▲) образца SnW8: рассчитанная зависимость $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3 \times (1 - T/T_c)^{3/2}$ мА (кривая 1); теоретическая зависимость $I_c^{AL}(T) = 1,47 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$ мА [7] (прямая 2); теоретическая зависимость $I_c(f = 15,2$ ГГц), рассчитанная по формуле (5), нормированной по кривой 1 и аппроксимирующая зависимость $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3 (1 - T/3,835)^{3/2}$ мА (кривая 3); расчетная зависимость $I_c(T) = 1,72 \cdot 10^2 \times (1 - T/3,835)$ мА (прямая 4).

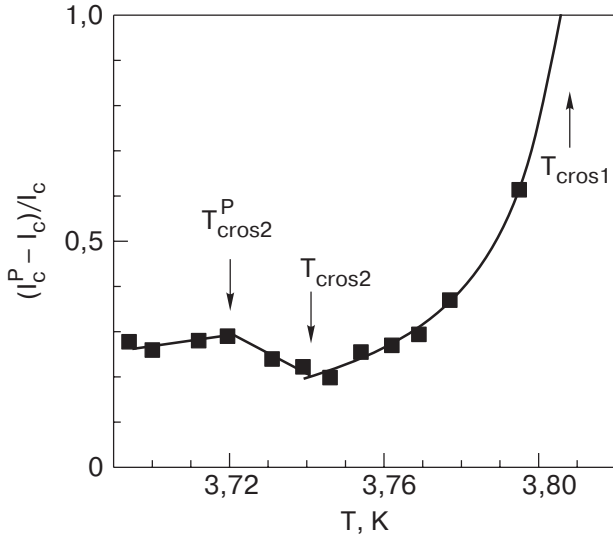


Рис. 5. Температурная зависимость приведенной величины превышения наибольшего критического тока I_c^P над $I_c(P = 0)$ образца SnW8 при частоте облучения 15,2 ГГц.

вым полем даже достаточно широкая пленка ведет себя как узкий канал до более низких температур, чем в отсутствие облучения ($T_{\text{cros1}}^P < T_{\text{cros1}}$); вихревой участок на ВАХ в этом диапазоне температур отсутствует.

Важно также отметить, что величина $\Delta I_c^P(T)$ в интервале температур $T_{\text{cros2}}^P < T < T_c$ гораздо меньше, чем при $T < T_{\text{cros2}}^P$. На рис. 5 представлена температурная зависимость $\Delta I_c^P(T) / I_c(T)$ образца SnW8. Видно, что при понижении температуры эта величина сначала уменьшается, как это было и для узкого канала. Однако при дальнейшем понижении температуры в интервале $T_{\text{cros2}}^P < T < T_{\text{cros2}}$ наблюдается возрастание $\Delta I_c^P(T) / I_c(T)$, что принципиально не наблюдалось в узких каналах при таких частотах облучения. При понижении температуры ниже T_{cros2}^P мы снова наблюдаем уменьшение $\Delta I_c^P(T) / I_c(T)$. И этот эффект гораздо ярче выражен в широкой пленке SnW8 по сравнению с более узкой SnW10.

4. Обсуждение результатов

В результате проведенных нами экспериментальных исследований температурных зависимостей критического тока в пленках, находящихся в микроволновом поле, обнаружено, что при стимуляции сверхпроводимости расширяется интервал температур вблизи T_c , в котором пленка ведет себя как узкий канал ($T_{\text{cros1}}^P < T_{\text{cros1}}$, $T_c^P > T_c$), причем с ростом частоты облучения этот эффект проявляется сильнее. Возможной причиной обнаруженного может быть глубокая модуляция постоянного тока высоко-

частотным, так как по оценкам их величины могут быть сопоставимы.

Нам представляется, что такое поведение пленок в микроволновом поле связано со стабилизирующим воздействием излучения на вихри, находящиеся на краю пленки. Поскольку размеры исследуемых нами образцов малы по сравнению с длиной волны электромагнитного поля (длина образцов $\sim 10^{-4}$ м, а минимальная длина волны $\sim 10^{-2}$ м), фактически речь идет о переменном высокочастотном токе через образец $I_f \propto \sqrt{P}$, который препятствует уходу вихрей от краев пленки. Важно отметить, что величина относительной мощности P / P_c , при которой наблюдается наибольшее значение стимулированного тока $I_c^P(T)$, довольно велика ($P / P_c \sim 0,1-0,2$), причем с увеличением частоты облучения это отношение растет [8]. Что касается величины критической мощности, то в работах [15,16] было показано, что с увеличением частоты облучения вплоть до частоты $f_{\Delta} \approx (1 - T / T_c)^{1/2} / 2,4\pi\tau_e$, обратной времени релаксации щели, наблюдается возрастание P_c , а при дальнейшем увеличении частоты P_c практически остается постоянной. Для наших образцов в исследуемом диапазоне температур $f_{\Delta} < 10^8$ Гц. В режиме стимуляции сверхпроводимости частота микроволнового облучения $f > f_{\Delta}$. Поэтому с увеличением частоты облучения $P_c = \text{const}$, при этом увеличение отношения P / P_c происходит за счет роста абсолютной мощности, при которой реализуется максимальное значение стимулированного тока $I_c^P(T)$. Таким образом, с увеличением частоты облучения увеличивается абсолютное значение мощности оптимальной стимуляции сверхпроводимости и, следовательно, стабилизирующее влияние поля на вихри.

Таким образом, обращаясь к рис. 2 настоящей статьи, можно утверждать следующее. При частоте облучения $f = 12,9$ ГГц наибольшее значение $I_c^P(T)$ образца SnW10 реализуется при большой мощности внешнего микроволнового поля, которая препятствует движению вихрей, поэтому данный образец ведет себя как узкий канал при температурах от критической и до $T < 3,700$ К. При этом кривая 5 на рис. 2, построенная по формуле (5) теории Элиашберга для узкого канала и дающая плотность тока распаривания Гинзбурга–Ландау при $P = 0$, хорошо совпадает с экспериментальной кривой $I_c^P(T)$ (рис. 2 (▼)). На основании этого можно утверждать, что в данном случае в результате воздействия микроволнового поля образец становится узким каналом по признакам отсутствия вихревого участка на ВАХ и полного соответствия $I_c^P(T)$ формуле (5) теории Элиашберга, предполагающей равномерное распределение сверхпроводящего тока по сечению образца.

При понижении частоты облучения ($f = 9,2$ ГГц) по причинам, изложенным выше, уменьшается мощность, при которой реализуется максимальное значение $I_c^P(T)$, а следовательно, и ее стабилизирующее воздействие. Это приводит к меньшему понижению T_{cros1}^P относительно T_{cros1} . Важно отметить, что и в этом случае экспериментальная зависимость $I_c^P(T)$ (рис. 2 (●)) довольно хорошо согласуется с кривой 4 на рис. 2, построенной по формуле (5) для узкого канала, вплоть до $T^{**} = 3,760$ К $< T_{\text{cros1}}^P = 3,769$ К. При $T_{\text{cros1}}^P < T < T^{**}$ для образца SnW10 отсутствует вихревой участок на ВАХ, однако $I_c^P(T)$ отклоняется вниз от теоретической кривой 4 на рис. 2, построенной для узкого канала и отнормированной таким образом, что дает ток распаривания Гинзбурга–Ландау при $P = 0$.

Как следует из формул (6) и (7), в теории Элиашберга выражение для стимулированного микроволновым полем критического тока при $P = 0$ превращается в формулу для тока распаривания Гинзбурга–Ландау. Как и вся теория, это справедливо только в случае узкого канала. В то же время при температурах, меньших T_{cros1} , пленка SnW10 проявляет себя как широкая (появляется вихревой участок на ВАХ), распределение сверхпроводящего тока по ее сечению становится неоднородным и критический ток $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2}$ мА такой пленки при $P = 0$ меньше, чем ток распаривания $I_c^{GL}(T) = 7,07 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2}$ мА, хотя температурная зависимость сохраняется. При этом оказывается, что если в формулу (5) ввести нормировочный множитель таким образом, что при $P = 0$ она будет давать не $I_c^{GL}(T)$, а $I_c(T)$, то по такой формуле можно построить кривую (см. рис. 2, кривая 6), которая хорошо совпадает с экспериментальной зависимостью $I_c^P(T)$. Отметим, что возможность введения такого универсального нормировочного множителя во всем температурном интервале $T_{\text{cros2}} < T < T_{\text{cros1}}$ обусловлена тем, что температурная зависимость I_c^P , описываемая формулой (5), хотя и достаточно сложная, тем не менее оказывается численно весьма близкой к закону $\propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$, который при $P = 0$ переходит в зависимость $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ для широкой пленки.

Аналогичная ситуация наблюдается и для более широкой пленки SnW8. Этот образец является узким каналом лишь в непосредственной близости от T_c . Поэтому для температур $T < T_{\text{cros1}} = 3,808$ К формула (5) дает значения стимулированного критического тока, не совпадающие с экспериментально полученными величинами $I_c^P(T)$. Однако при нормировке формулы (5) на равновесный критический ток $I_c(T) = 1 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$ мА при $P = 0$

также наблюдаем хорошее согласие теории и эксперимента (рис. 4, кривая 3).

Таким образом, мы приходим к выводу, что если равновесный критический ток ($P = 0$) широкой пленки имеет температурную зависимость $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$, характерную для узкого канала, то с помощью формулы теории Элиашберга, нормированной на $I_c(T)$, можно хорошо описывать экспериментально измеренные зависимости стимулированного критического тока $I_c^P(T)$, численно весьма близкие к $(1 - T/T_c^P)^{3/2}$. В области температур $T < T_{\text{cros2}}^P$, где температурная зависимость критического тока широкой пленки линейна ($I_c(T) \propto 1 - T/T_c$), зависимость стимулированного критического тока от температуры также линейна: $I_c^P(T) \propto 1 - T/T_c^P$. Эти факты, хотя и косвенно, подтверждают предположение о том, что механизм стимуляции сверхпроводимости в широких пленках такой же, как в узких каналах.

В пользу аналогии механизмов стимуляции в узких каналах и широких пленках можно высказать и дополнительные соображения. Как уже указывалось во Введении, несмотря на увеличение плотности тока вблизи краев широкой пленки, основной ток, как транспортный, так и индуцированный микроволновым полем, распределен по всей ширине пленки. Таким образом, неравновесность квазичастиц в широкой пленке, как и в узком канале, возбуждается микроволновым полем во всем объеме сверхпроводника, и, следовательно, эффект стимуляции в широких пленках претерпевает лишь некоторую количественную модификацию, обусловленную неоднородностью распределения тока. В связи с этим подчеркнем существенное различие условий формирования неравновесности под воздействием микроволнового поля в широких пленках и массивных сверхпроводниках, в которых до настоящего времени эффект стимуляции не наблюдали. В последнем случае полный ток сосредоточен в тонком мейсснеровском слое толщиной $\lambda(T)$ вблизи поверхности металла, что приводит к появлению дополнительного механизма релаксации — пространственной диффузии неравновесных квазичастиц, возбуждаемых микроволновым полем, от поверхности в равновесный объем. Интенсивность этого механизма определяется временем ухода квазичастиц $\tau_D(T) = \lambda^2(T)/D$ из мейсснеровского слоя, которое при типичных значениях температуры оказывается на три–четыре порядка меньше времени неупругой релаксации. Такая высокая эффективность диффузионного механизма релаксации, по-видимому, и приводит к подавлению эффекта стимуляции в массивных сверхпроводящих образцах.

В заключение обсудим результаты работы [12], в которой исследованы температурные зависимости стимулированного критического тока в алюминиевых пленках. При понижении температуры в некотором интервале $T^{**} < T < T_c$ наблюдалось достаточно хорошее совпадение экспериментальных значений критического тока $I_c^P(T)$ и теоретической зависимости, рассчитанной по теории Элиашберга. Однако при $T < T^{**}$ авторы работы [12] наблюдали отклонение вниз экспериментальных значений критического тока от теоретической кривой для $I_c^P(T)$, полученной из теории Элиашберга. Оставаясь в рамках интерпретации своих образцов как узких каналов, авторы попытались связать это несоответствие теории и эксперимента с различным уровнем поглощения микроволнового поля при изменении стимулированной щели. С точки зрения нашего подхода, суть такого рассогласования заключается в следующем. Детальный анализ результатов работы [12] показывает, что отклонение экспериментальных значений стимулированного критического тока алюминиевого образца ALTO4 от теории Элиашберга начинается при $T < T^{**} = 1,157$ К, а величина $4\lambda_{\perp}(T)$ при этой температуре уже сравнима с шириной образца. Следовательно, отклонение экспериментальных значений критического тока от предсказаний теории происходит вследствие того, что при $T < 1,157$ К образец ALTO4 ведет себя как широкая пленка с неоднородным распределением сверхпроводящего тока, что и приводит к отклонению от теории, построенной для узкого канала с однородным распределением сверхпроводящего тока.

Заключение

Таким образом, из полученных результатов можно сделать следующий вывод. Механизм стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем в узких каналах и широких пленках одинаков — это механизм Элиашберга. Однако в широкой пленке распределение сверхпроводящего тока по сечению образца отличается от однородного распределения в узком канале, что, естественно, требует обобщения теории в целом и конечных формул, в частности.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Обнаружено, что при стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем не только возрастает критическая температура $T_c^P > T_c$, но и уменьшается температура перехода в режим широкой пленки с вихревым участком на ВАХ, $T_{\text{cros1}}^P < T_{\text{cros1}}$. В результате расширяется температурный интервал $T_{\text{cros1}}^P < T < T_c^P$, в котором пленка ведет себя как узкий канал, т.е. облучение высокочастотным полем

стабилизирует токовое состояние пленки относительно вхождения в нее абрикосовских вихрей.

2. С возрастанием частоты облучения температура T_{cros1}^P , ниже которой пленка начинает проявлять себя как широкая (на ВАХ появляется вихревой участок), уменьшается, следовательно, стабилизирующее воздействие облучения возрастает с частотой. По-видимому, дополнительным фактором является увеличение с ростом частоты оптимальной мощности накачки, обеспечивающей достижение максимального значения критического тока.

3. В режиме узкого канала экспериментально измеренная температурная зависимость критического тока $I_c^P(T)$ хорошо описывается формулой (5), полученной из теории Элиашберга для однородного распределения тока. Эта зависимость оказывается численно весьма близкой к закону $(1 - T/T_c^P)^{3/2}$ для равновесного критического тока распаривания с заменой T_c на стимулированную критическую температуру T_c^P .

4. В режиме широкой пленки ($T < T_{\text{cros1}}$, $w > 4\lambda_{\perp}(T)$), когда распределение тока в пленке становится неоднородным, экспериментальная зависимость $I_c^P(T)$ может быть хорошо описана формулой (5) (или аппроксимирующим ее законом $(1 - T/T_c^P)^{3/2}$) при введении в нее численного нормировочного множителя, обеспечивающего ее согласие с измеряемыми значениями равновесного критического тока при $P = 0$. Эта зависимость распространяется на интервал температур вплоть до точки перехода T_{cros2}^P к линейной зависимости $I_c^P(T) \propto 1 - T/T_c^P$, вытекающей из теории для предельно широких пленок ($w \gg \lambda_{\perp}(T)$) с заменой T_c на T_c^P . Как и T_{cros1}^P , температура кроссовера T_{cros2}^P понижается с ростом частоты по сравнению с ее значением T_{cros2} в отсутствие облучения.

Авторы выражают благодарность Т.В. Саленковой за изготовление образцов и Е.В. Христенко за полезное обсуждение материалов работы.

1. В.В. Шмидт, *ЖЭТФ* **57**, 2095 (1969).
2. К.К. Лихарев, *Изв. Вузов, Радиофизика* **14**, 919 (1971).
3. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **61**, 1221 (1971).
4. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
5. В.П. Андрацкий, Л.М. Грундель, В.Н. Губанков, Н.Б. Павлов, *ЖЭТФ* **65**, 1591 (1973).
6. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005).
7. А.Б. Агафонов, В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **27**, 928 (2001).
8. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 1258 (2005).
9. Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).

10. Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971).
11. В.И. Ivlev, S.G. Lisitsyn, and G.M. Eliashberg, *J. Low Temp. Phys.* **10**, 449 (1973).
12. Т.М. Кларwijk, J.N. van den Bergh, and J.E. Moij, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 385 (1977).
13. V.M. Dmitriev and E.V. Khristenko, *J. Phys. Lett.* **40**, L85 (1979).
14. В.М. Дмитриев, Е.В. Христенко, *ФНТ* **4**, 821 (1978).
15. J.A Pals and J.J. Ramekers, *Phys. Lett.* **A87**, 186 (1982).
16. Е.В. Безуглый, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, Г.Е. Чурилов, А.Ю. Азовский, *ФНТ* **13**, 906 (1987).

Temperature dependences of critical current
enhanced by external microwave irradiation
in wide Sn films

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

The temperature dependences of the critical current in wide and thin Sn films exposed to a microwave field have been investigated experi-

mentally and analyzed. It is found that the microwave electromagnetic field stabilizes the current state of a wide film in relation to the entry of Abrikosov vortices. The stabilizing effect of irradiation increases with its frequency. Since the microwave enhancement of superconductivity is a common effect observed both for homogeneous (narrow films) and inhomogeneous (wide films) distribution of the superconducting current across the film width, we have succeeded in extending partially the Eliashberg theory to cover wide films.

PACS: **74.40+k** Fluctuations (noise, chaos, nonequilibrium superconductivity, localization, etc.);
74.60.Jg Critical currents;
74.25.Nf Response to electromagnetic fields (nuclear magnetic resonance, surface impedance, etc.).

Keywords: superconduction wide film, microwave stimulation of the critical current.