

КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ РАСПАРИВАНИЯ ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

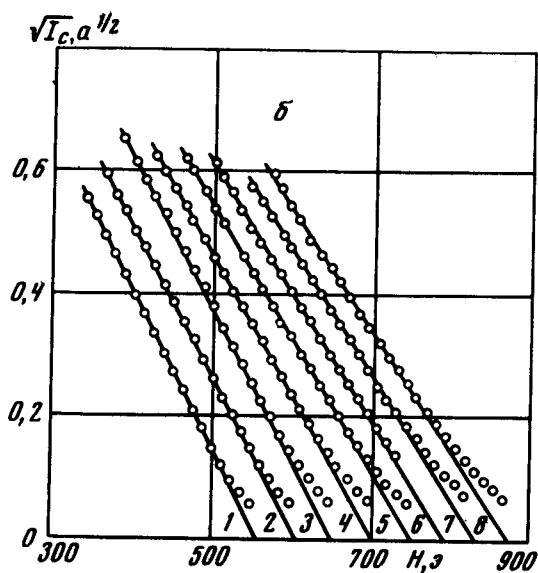
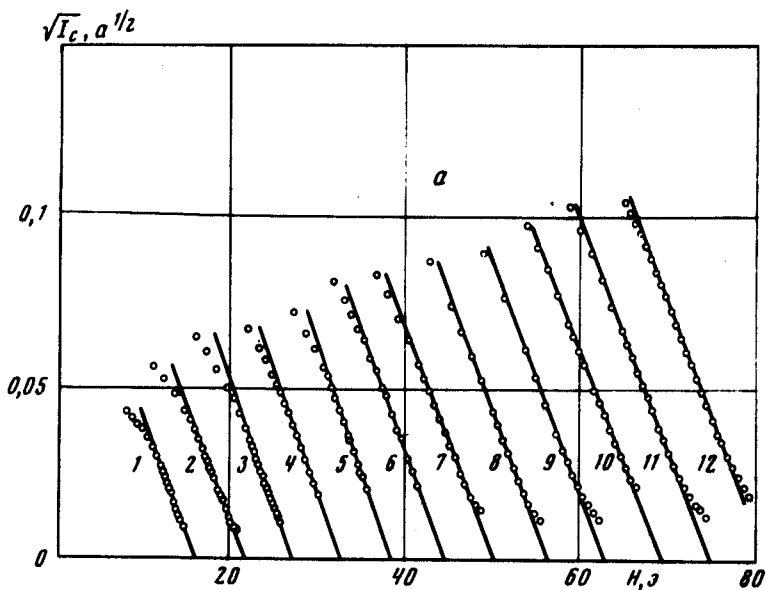
Н. Я. Фогель, А. А. Мошенский, А. М. Глухов,
И. М. Дмитренко

Обнаружено, что на тонких сверхпроводящих пленках In и Pb в перпендикулярных полях, близких к H_{c2} , критический ток определяется механизмом разрушения куперовских пар. Величина критического тока и его полевая зависимость хорошо описываются в рамках простой феноменологической энергетической модели.

Если через сверхпроводник второго рода (СП II), находящийся в смешанном состоянии, пропускается транспортный ток, то по достижении некоторого критического значения тока сверхпроводник переходит в резистивное состояние. Возможны два механизма резистивности: диссипация энергии при движении вихрей и распад куперовских пар, происходящий при достижении сверхпроводящим конденсатом критической скорости. Экспериментально должен реализоваться тот механизм разрушения сверхпроводимости, которому соответствует меньшее значение критического тока. В подавляющем большинстве случаев в смешанном состоянии критический ток пиннинга оказывается существенно меньше, чем ток распаривания. Однако на массивных СП II наблюдалась и обратная ситуация. На сплавах Nb-Ti в условиях, когда вихревая решетка жестко закреплена на пиннинг-центрах, вблизи H_{c2} измеряется критический ток распаривания [1].

Тонкие сверхпроводящие пленки в перпендикулярном магнитном поле ведут себя как СП II. Мы обнаружили, что и в этом случае в полях, близких к H_{c2} , критический ток связан с механизмом разрушения пар.

Исследования критического тока I_c были проведены на поликристаллических широких пленках In и Pb толщиной $d = 450 - 1000 \text{ \AA}$. Края пленок с неоднородной толщиной обрезались. V_c определялся по появлению фиксированного напряжения на потенциальных выводах пленки. На многих образцах были измерены характеристики $I_c(H_{\perp})$ при разных температурах. В полях до $0,5H_{c2}$ критический ток определяется зацеплением вихрей [2]. Выше этих полей характеристики $I_c(H_{\perp})$ обнаруживают небольшой излом, после которого полевая и температурная зависимость I_c претерпевают существенное изменение. Полученную вблизи H_{c2} зависимость критического тока от поля удобно представить в виде графиков зависимости $I_c^{1/2}$ от H_{\perp} (рисунок). Пересечения прямых с осью абсцисс дают значения H_{c2} , которые по величине хорошо согласуются с величинами H_{c2} , определенными из кривых перехода $V(H)$ при фиксированном токе. Из графиков рисунка следует, что вбли-



Зависимость $I_c^{1/2}$ от H_c при разных температурах. *a* – Пленка In толщиной 460 \AA : 1 – $t = 0,96$; 2 – $t = 0,94$; 3 – $t = 0,92$; 4 – $t = 0,90$; 5 – $t = 0,88$; 6 – $t = 0,86$; 7 – $t = 0,84$; 8 – $t = 0,82$; 9 – $t = 0,80$; 10 – $t = 0,78$; 11 – $t = 0,76$; 12 – $t = 0,74$. *b* – Пленка Pb толщиной 7 \AA : 1 – $t = 0,584$; 2 – $t = 0,542$; 3 – $t = 0,502$; 4 – $t = 0,460$; 5 – $t = 0,418$; 6 – $t = 0,377$; 7 – $t = 0,334$; 8 – $t = 0,290$

зи H_{c2} критический ток пленок описывается следующим эмпирическим выражением:

$$I_c = \gamma H_{c2}^2(t)(1-h)^2, \quad (1)$$

где $h = H/H_{c2}(t)$, γ — коэффициент, практически не зависящий от температуры. Аналогичные результаты получены и на других образцах. На пленках In зависимость $I_c(h)$, описываемая выражением (1), наблюдается в интервале полей $0,8 < h \lesssim 1$, причем приведенное поле h_1 , начиная с которого обнаруживается указанная зависимость, одинаково при всех температурах. Небольшое отклонение точек от прямых на рисунке в непосредственной окрестности H_{c2} связано, по-видимому, с флуктуационным размытием фазового перехода в магнитном поле. Наблюдаемая на пленках In и Pb зависимость от поля совпадает с полевой зависимостью I_c , обнаруженной в [1] для критического тока распаривания.

Согласно существующим представлениям [3], изменение энергии сверхпроводящих электронов при наличии в сверхпроводнике тока определяется величиной $p_F v$, где p_F — фермиевский импульс, v — дрейфовая скорость. Изменение плотности кинетической энергии сверхпроводящих электронов, связанное с наличием тока, по порядку величины есть $n_s p_F v$ (n_s — концентрация сверхпроводящих электронов в слое $\sim \Delta$ вблизи поверхности Ферми). Величина n_s вычислена в [4] и при $T = 0$ $n_s(0) = \Delta(0) m p_F / 2\pi^2 \hbar^3$. Чтобы получить зависимость критического тока распаривания от магнитного поля, следует приравнять изменение плотности кинетической энергии электронов разности плотностей свободной энергии в нормальном и сверхпроводящем состоянии [5] в магнитном поле [1, 6]:

$$\frac{2\kappa^2 H_{CB}^2 (1-h)^2}{8\pi \{ [2\kappa^2 - f(\eta)] \beta_0 + 1 \}} = n_s p_F v_c. \quad (2)$$

Критическая плотность тока распаривания определяется выражением

$$j_{sc} = N_s e v_c. \quad (3)$$

При вычислении критической плотности тока j_{sc} в отличие от [6] следует учитывать, что N_s в формуле (3) — полная концентрация сверхпроводящих электронов. Концентрация сверхпроводящих электронов как полная, так и в пояске вблизи поверхности Ферми уменьшается с ростом магнитного поля в смешанном состоянии по мере увеличения плотности вихрей.

Ограничимся рассмотрением наиболее простого случая $T = 0$. Из (2) и (3) с учетом выражения для $n_s(0)$ получаем для $j_{sc}(0)$ в перпендикулярном поле

$$j_{sc}(0) = \frac{\pi \hbar^3 e \kappa^2 H_{CB}^2(0)(1-h)^2 N_{s0}}{4\Delta(0) m^3 v_F^2 \{ [2\kappa^2 - f(\eta)] \beta_0 + 1 \}}, \quad (4)$$

где $N_{s_0} = mc^2/4\pi c^2 \lambda_L^2(0)$. Сопоставляя (4) с обнаруженным в экспериментах эмпирическим законом (1), можно сделать заключение, что рассматриваемая модель хорошо описывает полевую зависимость I_c . Учитывая, что величина наклона γ в (1) практически не зависит от температуры, можно приравняв (1) и (4), из экспериментальных значений γ определить v_F и сопоставить полученные величины с известными литературными данными для In и РЬ. Результаты такого сопоставления для ряда пленок приведены в таблице. При вычислении γ плотность критического тока рассчитывается, исходя из поперечных размеров образцов.

In	d	460 Å	460 Å	480 Å	960 Å
	v'_F / v_F	0,82	0,87	0,72	1,04
РЬ	d	700 Å	400 Å	—	—
	v'_F / v_F	1,68	1,96	—	—

v'_F — скорость Ферми, полученная из экспериментальных данных по (4); v_F — скорость Ферми из литературных данных [8].

При расчетах для In использованы значения $\lambda_L(0) = 390 \text{ Å}$, $2\Delta(0)/kT_c = 3,64$, $m_{\text{эфф}} = 1,35 m_0$, а для РЬ $\lambda_L(0) = 315 \text{ Å}$, $2\Delta(0)/kT_c = 4,34$, $m_{\text{эфф}} = 2,1 m_0$ [7]. Значения $m_{\text{эфф}}$ и v_F взяты из [8] для поликристаллических образцов In и РЬ. Из таблицы видно, что определенными в экспериментах критический ток и по абсолютной величине достаточно хорошо согласуется с его теоретическим значением в рассмотренной модели.

Дополнительным свидетельством в пользу механизма распаривания являются также предварительные результаты аналогичных исследования на пленках In с внедренными частицами гелия. Величина I_c и γ почти не меняется после облучения большой дозой, тогда как в области малых полей, где критический ток определяется механизмом зацепления вихрей, I_c после облучения изменяется на порядок величины [2].

На основании всего изложенного можно утверждать, что в тонких пленках In и РЬ вблизи H_{c2} критический ток связан с разрушением куперовских пар. Этот механизм вблизи H_{c2} "срабатывает", по-видимому раньше, чем вихревая неустойчивость, из-за сильного уменьшения концентрации сверхпроводящих электронов при большей плотности вихрей. Можно ожидать, что аналогичное поведение в больших полях должно обнаружиться и в тонких сверхпроводящих пленках других материалов.

В заключение авторы выражают благодарность В.П. Галайке за обсуждение затронутых в работе вопросов.

Литература

- [1] Ю.Ф.Бычков, В.Г.Верещагин, М.Т.Зуев, В.Р.Карасик, Г.Б.Курганов, В.А.Мальцев. Письма в ЖЭТФ, **9**, 451, 1969; ЖЭТФ, **56**, 505, 1969.
 - [2] Н.Я.Фогель, А.А.Мошенский, Л.П.Тищенко, Т.И.Перегон, Я.М.Фогель, И.М.Дмитриенко. Phys. Lett., **53A**, 52, 1975.
 - [3] J.Bardeen. Rev. Mod. Phys., **34**, 667, 1962.
 - [4] R.H.Parmenter. RCA Rev., **23**, 323, 1962.
 - [5] K.Maki. Ann of Phys., **34**, 363, 1965.
 - [6] S.Takacs. Phys. Lett., **46A**, 121, 1973.
 - [7] I.Giacver, K.Megerle. Phys. Rev., **122**, 1101, 1961; H.R.Kerchner, D.M.Ginsberg. Phys. Rev., **B10**, 1916, 1974; J.G.Adler, J.E.Jackson. Phys. Lett., **24A**, 407, 1967.
 - [8] W.L.McMillan, P.W.Anderson. Phys. Rev. Lett., **16**, 85, 1966; P.Morel, P.W.Anderson. Phys. Rev., **125**, 1263, 1962.
-