

Н. В. ЗАВАРИЦКИЙ

## СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛНОК ТАЛЛИЯ И ИНДИЯ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 3 VI 1952)

Исследование сверхпроводящих свойств пленок олова<sup>(1)</sup> показало, что у образцов, начиная с определенного значения отношения их толщины к глубине проникновения магнитного поля в массивный образец, происходит качественное изменение поведения в магнитном поле: изменяется зависимость критического магнитного поля от температуры, появляются гистерезисные явления при переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние и обратно. Для выяснения того, насколько эти явления свойственны и другим сверхпроводникам, было исследовано поведение в магнитном поле плоских пленок из таллия и индия толщиной от  $1,7 \cdot 10^{-4}$  до  $3,6 \cdot 10^{-6}$  см.

Пленки наносились на плоскополированную поверхность стекла посредством испарения металла в вакууме. Концентрация производилась при температурах 300, 80 и  $2^\circ$  К. Перед исследованием образцы отогревались до комнатной температуры. Измерялось сопротивление образцов в зависимости от температуры и внешнего магнитного поля, которое устанавливалось параллельно плоскости пленки с точностью до нескольких минут.

У всех исследованных нами образцов интервал температур, в котором происходило падение их сопротивления от значения в нормальном состоянии  $R_n$  до нуля, не превосходил  $0,02^\circ$ . Критическая температура —  $T_k$  у образцов таллия лежала в интервале  $2,29$ — $2,39^\circ$  К, у образцов индия —  $3,39$ — $3,42^\circ$  К. Корреляции между толщиной образцов и их критической температурой не наблюдалось.

Измерялось критическое магнитное поле пленок  $H_k$  (поле, при котором сопротивление образца, определявшееся при увеличении внешнего поля, равно  $R_n/2$ ). Зависимость  $H_k$  от  $\Delta T = T_k - T$  ( $T$  — температура измерения) для ряда образцов из таллия приведена на рис. 1. Как и в случае пленок олова, на кривых  $H_k = f(\Delta T)$  наблюдается излом; влево от излома критическое магнитное поле пропорционально  $\Delta T^{3/2}$ , вправо — зависимость  $H_k$  от  $\Delta T$  приближается к зависимости, характерной для массивных образцов металла. У образцов индия характер зависимости  $H_k$  от  $\Delta T$  сходен с образцами из таллия, но излом на кривых  $H_k = f(\Delta T)$  выражен более определенно.

Для образцов тоньше  $2,7 \cdot 10^{-5}$  см во всем температурном интервале измерений переход из сверхпроводящего в нормальное состояние и обратно происходит при одном значении магнитного поля. Для более толстых образцов переход происходит обратно лишь вблизи критической температуры, но, начиная с определенного значения  $\Delta T$ , наблюдается гистерезис: восстановление сверхпроводимости пленки происходит в поле меньшем, чем ее разрушение (см. рис. 2). У пленок

таллия и индия, так же как и у образцов олова, эффект изменения зависимости  $H_k$  от  $\Delta T$  и появление гистерезиса, как видно из рис. 3а, находится в непосредственной связи.

Таким образом, у всех исследованных металлов: олова, таллия и индия характер поведения пленок в магнитном поле одинаков. Рассматривая влияние размеров образцов на их сверхпроводящие свойства, естественно считать, что изменение свойств пленок определяется величиной глубины проникновения  $\delta_0(T)$ , отнесенной к их толщине  $d$ . Поэтому при определении влияния изменения  $\delta_0(T)/d$  на свойства пленки можно либо сравнивать свойства нескольких образцов различной толщины, либо свойства одного образца при различных температурах, используя при этом изменение величины глубины проникновения с температурой.

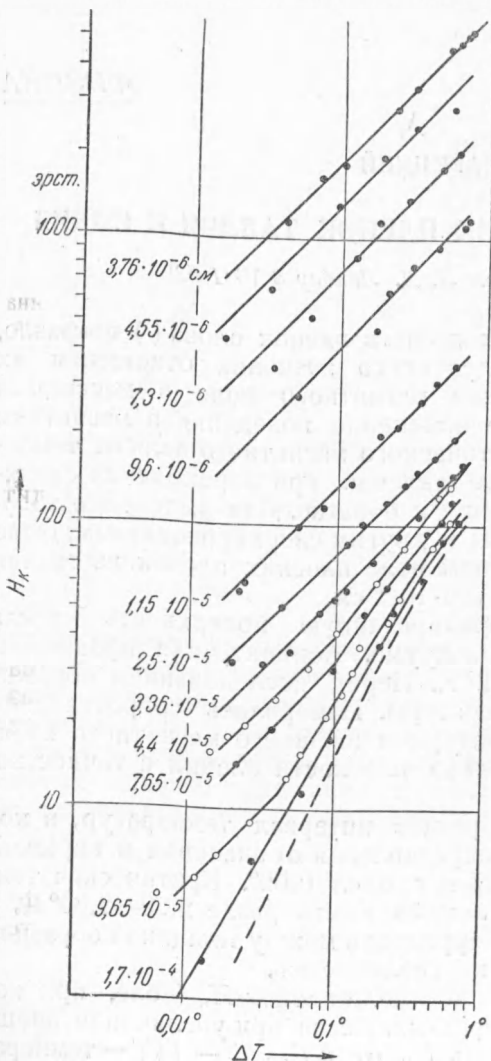


Рис. 1. Зависимость поля, разрушающего сверхпроводимость, от  $\Delta T$  для образцов таллия различной толщины. Пунктирная кривая — критическое магнитное поле массивного образца

Используя изменение глубины проникновения с температурой  $\delta_0(T)/\delta_{00}$ , можно и для наиболее толстых образцов определить зависимость  $H_k/H_{km} = f(\delta_0(T)/d\delta_{00})$ . Эта зависимость для образцов индия приведена на рис. 4 (для образцов таллия и олова получены сходные результаты). Как видно из рис. 4, на кривой  $H_k/H_{km} = f(\delta_0(T)/d\delta_{00})$  явно различаются две области: область, в которой  $H_k/H_{km} - 1$  пропорциональна  $\delta_0(T)/d\delta_{00}$  — область толстых пленок (область справа от излома на кривых зависимости  $H_k$  от  $\Delta T$ ), и область, в которой  $H_k/H_{km}$  пропорциональна  $\delta_0(T)/d\delta_{00}$  — область тонких пленок.

Для определения изменения величины  $\delta_0(T)$  с температурой у исследованных образцов наиболее удобно использовать результаты измерения критического магнитного поля пленок, лежащих в области слева от излома на кривых зависимости  $H_k$  от  $\Delta T$  — область тонких пленок. Для этих образцов, как следует из теории сверхпроводимости<sup>(2)</sup>, отношение критического магнитного поля пленки  $H_k$  к критическому магнитному полю массивного образца металла  $H_{km}$  пропорционально  $\delta_0(T)/d$ . Это позволяет по зависимости от температуры  $H_k$  и  $H_{km}$  определить изменение  $\delta_0(T)$  с температурой. Для олова, таллия и индия эта зависимость совпала с более ранними ее определениями<sup>(3)</sup>. Вблизи критической температуры она может быть представлена как  $\delta_0(T) = \delta_{00}/(T_k - T)^{1/2}$ .

Используя изменение глубины проникновения с температу-

Одной из особенностей толстых пленок является наличие у них двух различных полей перехода: поля, при котором происходит переход из сверхпроводящего в нормальное состояние  $H_k$ , и поля, при котором происходит обратный переход из нормального в сверхпроводящее состояние. Тем самым определяется интервал, в котором образец может находиться целиком как в сверхпроводящей, так и нормальной фазе. Это явление может быть объяснено наличием нормальной фазы в переохлажденном — метастабильном состоянии, при поле меньшем, чем соответствующее энергетическому равновесию между нормальной и сверхпроводящей фазами. Повидимому, это состояние и наблюдается у исследованных образцов. Об этом свидетельствует следующее обстоятельство. В то время как у образцов одинаковой толщины поля, при которых происходит переход из сверхпроводящего в нормальное состояние, совпадают, поля, при которых происходит обратный переход, существенно различны. Совпадение для всех образцов  $H_k$  (см. рис. 4) показывает, что это поле можно рассматривать как соответствующее термодинамическому равновесию между сверхпроводящей и нормальной фазами. Величина же гистерезиса характеризует, насколько велика для данного образца область, в которой нормальная фаза существует в метастабильном состоянии.

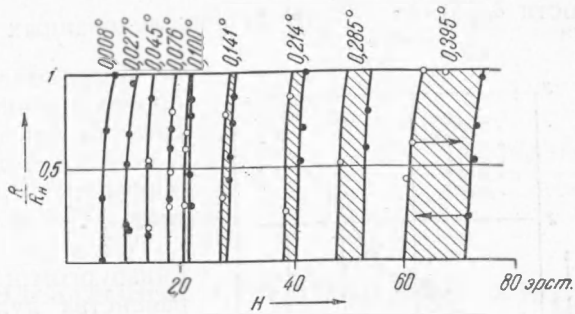


Рис. 2. Разрушение и восстановление сверхпроводимости пленки индия в магнитном поле. Толщина образца  $5,8 \cdot 10^{-5}$  см. Над кривыми приведено значение  $\Delta T = T_k - T$ , где  $T_k$  — критическая температура пленки ( $3,404^\circ \text{K}$ ),  $T$  — температура измерения

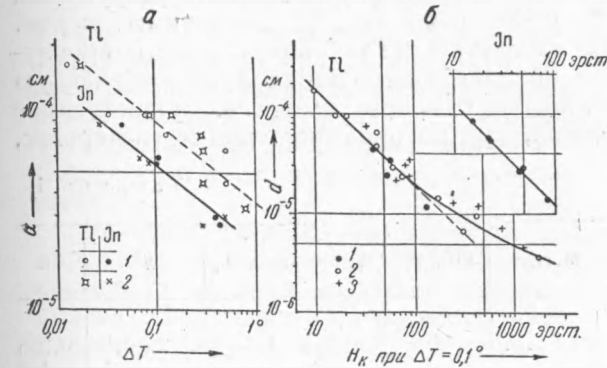


Рис. 3. Зависимость от толщины образцов: а —  $\Delta T$ , соответствующих излому на кривых зависимости  $H_k$  от  $\Delta T$  (1) и появлению гистерезиса (2); б — критического магнитного поля тонких пленок, сконденсированных при  $300^\circ \text{K}$  (1),  $80^\circ \text{K}$  (2) и  $2^\circ \text{K}$  (3)

в которой нормальная фаза существует в метастабильном состоянии.

Возникновение метастабильных состояний является одной из особенностей фазового перехода первого рода. Поэтому можно утверждать, что в области толстых пленок переход в магнитном поле из сверхпроводящего в нормальное состояние является фазовым переходом первого рода. Исчезновение гистерезисных явлений у образцов в области тонких пленок может быть связано с изменением характера разрушения сверхпроводимости образцов магнитным полем. Это изменение было предсказано в теории сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау (2), по которой разрушение сверхпроводимости образцов, меньших некоторой критической толщины  $d_k = \sqrt{5} \delta_0$ , происходит путем фазового перехода второго рода.

Изменение энергетического характера перехода образцов в магнитном поле приводит и к изменению зависимости  $H_k$  образцов от их

при которых происходит переход из сверхпроводящего в нормальное состояние, совпадают, поля, при которых происходит обратный переход, существенно различны. Совпадение для всех образцов  $H_k$  (см. рис. 4) показывает, что это поле можно рассматривать как соответствующее термодинамическому равновесию между сверхпроводящей и нормальной фазами. Величина же гистерезиса характеризует, насколько велика для данного образца область, в которой нормальная фаза существует в метастабильном состоянии.

толщины и температуры. Согласно теории, в области тонких пленок  $H_k/H_{км} = 2\sqrt{6} \cdot (\delta_0/d)$ . Используя зависимость  $H_k$  от  $d$  (см. рис. 3б), можно определить для таллия и индия глубину проникновения магнитного поля. В табл. 1 приведено значение постоянной  $\delta_{00}$  в зависимости  $\delta_0(T) = \frac{\delta_{00}}{(T_k - T)^{1/2}}$  для исследованных нами металлов\*.

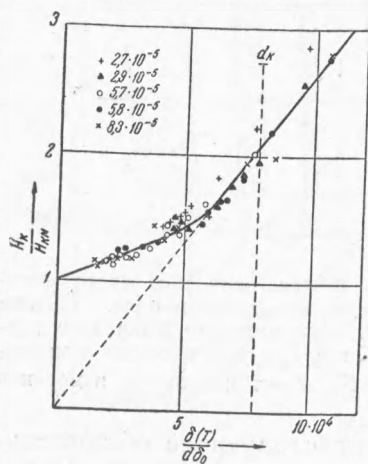


Рис. 4. Зависимость  $H_k/H_{км}$  пленок индия от отношения глубины проникновения к толщине образца

толщину пленки  $d_k$ . Для индия она отмечена на рис. 4. Существенное различие между  $d_k$  и толщиной, при которой появляется гистерезис, может быть объяснено по теории Гинзбурга—Ландау (5).

Необходимо отметить, что в свойствах исследованных нами пленок существенную роль играет «ползание» атомов, значительное при комнатной температуре, до которой отжигались все образцы. Этим объясняется отсутствие влияния температуры конденсации (рис. 3 б) на свойства пленок и появление неоднородностей в толщине у образцов тоньше  $10^{-5}$  см.

Автор выражает глубокую благодарность А. И. Шальникову за ценные советы и указания, Б. Д. Юрасову и С. А. Яковлеву за техническое содействие при выполнении работы.

Институт физических проблем им. С. И. Вавилова  
Академия наук СССР

Поступило  
24 IV 1952

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> Н. В. Заварицкий, ДАН, 78, 665 (1951). <sup>2</sup> В. Л. Гинзбург и Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 20, 1064 (1950). <sup>3</sup> J. G. Daunt, A. R. Miller, A. B. Pippard and D. Schoenberg, Phys. Rev., 74, 842 (1948). <sup>4</sup> J. M. Lock, Proc. Roy. Soc. 268, 381 (1951). <sup>5</sup> В. Л. Гинзбург, ДАН, 83, 385 (1952).

\* Опубликованные Локком (4) результаты измерения глубины проникновения магнитного поля в образцы индия находятся в хорошем согласии с полученным нами значением  $\delta_0(T)$ .