

Н. В. ЗАВАРИЦКИЙ

## КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК ИЗ ОЛОВА

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 9 IV 1951)

В связи с появлением в последнее время новой феноменологической теории сверхпроводимости<sup>(1)</sup> вновь возник интерес к свойствам пленок их сверхпроводников.

Впервые в чистых условиях пленки из сверхпроводников были получены А. И. Шальниковым<sup>(2, 3)</sup>. У пленок был обнаружен ряд интересных свойств, но детальное изучение их не было произведено. Н. Е. Алексеевский<sup>(4)</sup> определял величину критического магнитного поля пленок из олова по исчезновению момента сил, действующих на пленку, подвешенную под углом к магнитному полю, но, как указывает автор, метод оказался применимым лишь от критической температуры пленок. Эппльард<sup>(5)</sup> исследовал критическое магнитное поле пленок из ртути в широком интервале толщин пленок. В настоящей статье приведены результаты измерения критического магнитного поля сверхпроводящих пленок из олова толщиной от  $4,4 \cdot 10^{-6}$  до  $1,5 \cdot 10^{-4}$  см.

Исследуемые пленки наносились посредством испарения металла в вакууме на наружное плоско-полированное дно стеклянного стаканчика, через которое были пропаяны четыре платиновых вывода, служивших для измерения сопротивления пленки посредством обычной потенциометрической схемы. Толщина пленки, покрывавшей дно стаканчика, рассчитывалась по весу испаренного олова и расстояния от испарителя и была постоянна с точностью до 5%. Исследовались как пленки, сконденсированные на поверхность стекла при комнатной температуре, так и пленки, сконденсированные на охлажденную до  $95^\circ \text{K}$  поверхность и отоженные перед измерениями до комнатной температуры. Все приведенные ниже измерения производились на минимальном измерительном токе, величина его менялась нами от  $10^{-5}$  а для тонких образцов до  $10^{-3}$  а для толстых.

1. Интервал температур, в котором происходит падение сопротивления пленки от значения в нормальном состоянии  $R_n$  до нуля, не превосходил  $0,01^\circ$ . Критическая температура перехода  $T_k$ , определяемая как температура, при которой сопротивление пленки равно  $R_n/2$ , лежит у всех исследованных нами пленок в интервале от  $3,75$  до  $3,84^\circ \text{K}$ . Корреляции между температурой перехода и толщиной пленки не наблюдается. Небольшое отличие  $T_k$  от критической температуры массивного олова, видимо, связано с натяжениями в пленке, появляющимися при охлаждении стекла с нанесенной на нем пленкой от комнатной до гелиевых температур.

2. Ввиду резкого характера (в особенности вблизи  $T_c$ ) зависимости величин магнитного поля  $H_k$ , вызывающего разрушение сверхпроводимости, от угла между полем и пленкой, во время измерений поле устанавливалось параллельным плоскости пленки с точностью до нескольких минут. Переход из нормального в сверхпроводящее состояние и обратно для пленок более тонких, чем  $2,8 \cdot 10^{-5}$  см, происходит обратимо (при одном и том же значении магнитного поля) во всем интервале измерений. Для пленок больших толщин вблизи  $T_c$  переход происходит также обратимо, но начиная с некоторого значения  $\Delta T = T_c - T$  ( $T$  — температура измерения), зависящего от толщины пленки, наблюдается гистерезис: восстановление сверхпроводимости происходит при поле меньшем, чем ее разрушение (см. рис. 1). Ана-

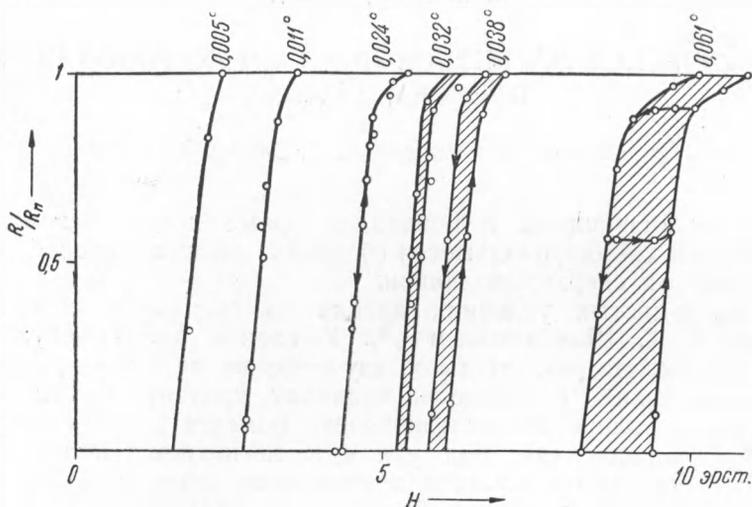


Рис. 1. Разрушение и восстановление сверхпроводимости пленки в магнитном поле при различных температурах. Толщина пленки  $1,05 \cdot 10^{-4}$  см. Над кривыми приведено значение  $\Delta T = T_c - T$ , где  $T_c$  — критическая температура пленки, равная  $3,777^\circ \text{K}$ ,  $T$  — температура измерения

логичный гистерезис наблюдается и при изменении температуры пленки, находящейся в постоянном магнитном поле.

3. Для всех исследованных пленок определялась зависимость критического магнитного поля  $H_k$ , параллельного пленке, от  $\Delta T$ . Обнаружено (см. рис. 2), что у пленок более тонких, чем  $2,8 \cdot 10^{-5}$  см, во всем интервале измерений эта зависимость имеет один вид. Вблизи  $T_c$  она сохраняет свой характер и для более толстых пленок, но, начиная с определенного  $\Delta T$ , вид ее меняется и приобретает характер зависимости критического магнитного поля от  $\Delta T$  для массивного олова.

4. Эффект изменения зависимости  $H_k$  от  $\Delta T$  и появление гистерезиса, как видно из рис. 3, находятся в непосредственной связи. Кривая, приведенная на рис. 3, разделяет «толстые» пленки, обладающие свойствами, сходными с массивными образцами, и «тонкие» пленки, поведение которых в магнитном поле существенно отличается от поведения массивных образцов.

5. Как для тонких, так и для толстых пленок была определена зависимость критического магнитного поля  $H_k$  от толщины пленки  $d$ . Эта зависимость для тонких пленок приведена на рис. 4. Для толстых пленок она определялась при  $\Delta T = 1,3^\circ$ . Для пленок более толстых, чем  $3,3 \cdot 10^{-4}$  см, она выражается формулой  $\frac{H_k}{H_{k,m}} = 1 + \frac{7 \pm 1 \cdot 10^{-6}}{d}$ ,

где  $H_{к.м}$  — критическое магнитное поле массивного олова. У пленок меньших толщин наблюдается резкое возрастание величины  $H_k/H_{к.м}$ .

6. Наблюденное изменение характера поведения пленок в магнитном поле, по-видимому, обязано предсказанному теорией <sup>(1)</sup> наличию у сверхпроводящих пленок своего рода точки Кюри. По теории Гинзбурга—Ландау, толстые пленки должны обладать в магнитном поле переходом первого рода, тогда как для тонких пленок должен иметь место переход второго рода. При этом наблюдаемая точка резкого изменения зависимости  $H_k$  от  $\Delta T$  соответствует пересечению асимптот закона  $\frac{H_k}{H_{к.м}} = 2\sqrt{6} \frac{\delta_0}{d}$  ( $\delta_0$  — глубина проникновения магнитного поля), справедливого для тонких пленок, и закона  $\frac{H_k}{H_{к.м}} = 1 + \frac{\delta}{d}$ , справедливого для толстых пленок. Это пересечение происходит при  $d = 3,9\delta_0$ .

Как для тонких, так и для толстых пленок зависимость  $H_k$  от  $d$  удовлетворительно совпадает с теоретической, поэтому, пользуясь численными коэффициентами теории, можно вычислить глубину проникновения  $\delta_0$  магнитного поля в сверхпроводник. По нашим данным, при  $\Delta T = 1,3^\circ$  она оказалась равной  $7 \mp 1 \cdot 10^{-6}$  см, вблизи же  $T_c$  вычисленная из данных рис. 4  $\delta_0 = \frac{6 \pm 0,5 \cdot 10^{-6}}{\Delta T^{1/2}}$  см; из данных, приведенных

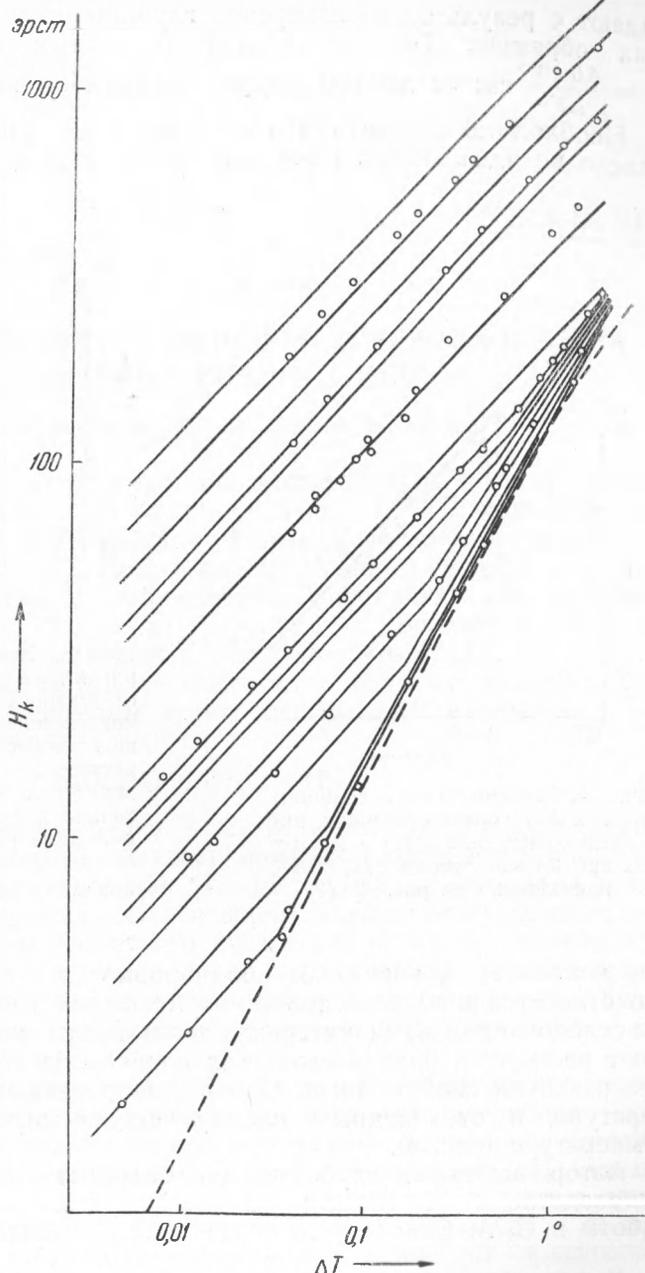


Рис. 2. Зависимость поля, разрушающего сверхпроводимость, от  $\Delta T$  для пленок различных толщин. Толщина пленок для кривых сверху вниз (в микронах): 0,044; 0,057; 0,081; 0,091; 0,106; 0,14; 0,23; 0,28; 0,31; 0,345; 0,4; 0,44; 0,55; 0,89; 1,05. Пунктирной кривой приведено значение критического магнитного поля массивного олова. На ряде кривых для большей ясности чертежа экспериментальные точки опущены

на рис. 3,  $\delta_0 = \frac{6,5 \pm 0,6 \cdot 10^{-6}}{\Delta T^{1/2}}$  см. Эти значения удовлетворительно совпадают с результатами измерения глубины проникновения на массивных образцах. Так, по последним данным нашей лаборатории,  $\delta_0 = \frac{4,6 \cdot 10^{-6}}{\Delta T^{1/2}}$  см; по данным Лаурмана и Шенберга (<sup>6</sup>),  $\delta_0 = \frac{5 \pm 0,5 \cdot 10^{-6}}{\Delta T^{1/2}}$  см.

Необходимо отметить, что исследованные нами пленки являются далеко не идеальными. Из-за «ползания» атомов, происходящего уже

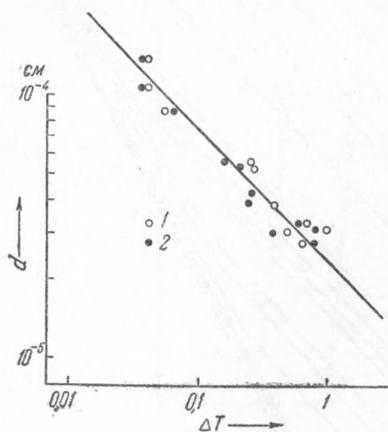


Рис. 3. Зависимость от толщины пленок  $\Delta T$ , соответствующих появлению гистерезиса (1) и излому на кривых зависимости  $H_K^0$  от  $\Delta T$ , приведенных на рис. 2 (2)

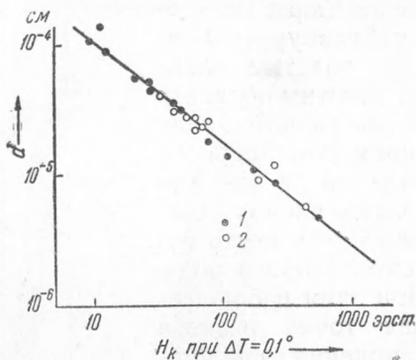


Рис. 4. Зависимость критического магнитного поля «тонких» пленок от толщины. 1 — пленки, полученные конденсацией металла на поверхность, находящуюся при комнатной температуре; 2 — конденсацией на охлажденную до  $95^\circ \text{K}$  поверхность и отожженные перед измерениями до комнатной температуры. Для нескольких пленок больших толщин значение  $H_K$  при  $\Delta T = 0,1^\circ \text{K}$  получено экстраполяцией (рис. 2)

при конденсации, возникают неоднородности в пленке. В особенности это относится к пленкам толщиной менее чем  $10^{-5}$  см; но, повидимому, в исследованном нами интервале толщин эти неоднородности не играют решающей роли в свойствах пленок. На это указывает отсутствие различия свойств пленок, сконденсированных при комнатной температуре, и отожженных пленок, сконденсированных при низкой температуре (рис. 4).

Автор выражает глубокую благодарность А. И. Шальникову за руководство, Б. Д. Юрасову за выполнение сложной стеклодувной работы и С. А. Яковлеву за содействие в выполнении работы.

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

Поступило  
7 IV 1951

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> В. Л. Гинзбург и Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, **20**, 1064 (1950). <sup>2</sup> А. Шальников, Nature, **142**, 74 (1938). <sup>3</sup> А. И. Шальников, ЖЭТФ, **10**, 630 (1940). <sup>4</sup> Н. Е. Алексеевский, ЖЭТФ, **10**, 1392 (1940). <sup>5</sup> E. T. S. Appleyard, J. R. Britton, H. London and A. D. Misener, Proc. Soc., A, **172**, 540 (1939). <sup>6</sup> E. Laumann and D. Shoenberg, ibid., A, **198**, 560 (1949).