

ВЛИЯНИЕ ЗВУКА НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ПЛЕНОК СВИНЦА

К.В. Дьяконов, Ю.В. Илсавский,
Э.З. Яхкин

Исследованию взаимодействия звука со сверхпроводящими электронами посвящено большое количество работ [1]. В них главным образом изучалось влияние сверхпроводимости на распространение звука. Значительно меньше внимания уделялось исследованию обратного процесса – воздействию звука на сверхпроводящее состояние. Так, в работах [2, 3] наблюдалось понижение температуры сверхпроводящего перехода в монокристалле индия под действием интенсивной объемной акустической волны на 20 мК.

В данной работе мы сообщаем о новом подходе к этой проблеме. Для воздействия на сверхпроводящее состояние тонких пленок свинца использовались поверхностные акустические волны (ПАВ), позволяющие из-за локализации акустической энергии в тонком приповерхностном слое достигать больших интенсивностей звука (10^4 Вт/см^2).

Для возбуждения и приема ПАВ в YZ-LiNbO_3 применялись два ВШП, расположенные на расстоянии 26 мм друг от друга. Импульсы ПАВ длительностью 1.5 мкс возбуждались на резонансной частоте 87 МГц с частотой повторения 50 Гц. Потери на одно преобразование составляли 6–8 дБ. Максимальная интенсивность звука достигала значения 10^4 Вт/см^2 и могла регулироваться с помощью ступенчатого аттенуатора. Между ВШП термическим испарением в вакууме 10^{-6} мм рт. ст. наносилась пленка свинца в виде меандра (см. вставку к рис. 1). Исследования проводились в криостате типа „перевернутый“ сосуд Дьюара. Точность измерения температуры была не хуже 1 мК, а уход температуры за 20 мин не превышал 5 мК.

Сопротивление пленки свинца измерялось стандартным 4-х зондовым методом с импульсным ($I = 100 \text{ мкА}$, $\tau = 2 \text{ мкс}$) током через пленку. Регистрировался импульс напряжения на пленке, пропорциональный ее сопротивлению. При $T = 7.5 \text{ К}$ пленка имела сопротивление 300 Ом, а отношение $R_{300\text{К}}/R_{7.5\text{К}} = 40$.

В работе изучались зависимости $R(T)$ пленки в отсутствие ПАВ и при включении ПАВ различной интенсивности (во втором случае импульсы тока пропускались через пленку одновременно с импульсами звука). Результаты измерений приведены на рис. 1 и 2.

В отсутствие ПАВ сверхпроводящий переход в исследованной пленке свинца происходил при $T_c^0 = 7.383 \text{ К}$ с шириной перехода $\Delta T_c^0 \approx 5 \text{ мК}$. При сильном ослаблении звука импульс напряжения на пленке возникал лишь при T , лежащих внутри ΔT_c^0 . Однако с повышением мощности ПАВ напряжение на пленке появлялось при все меньших температурах, что означало расширение области сверх-

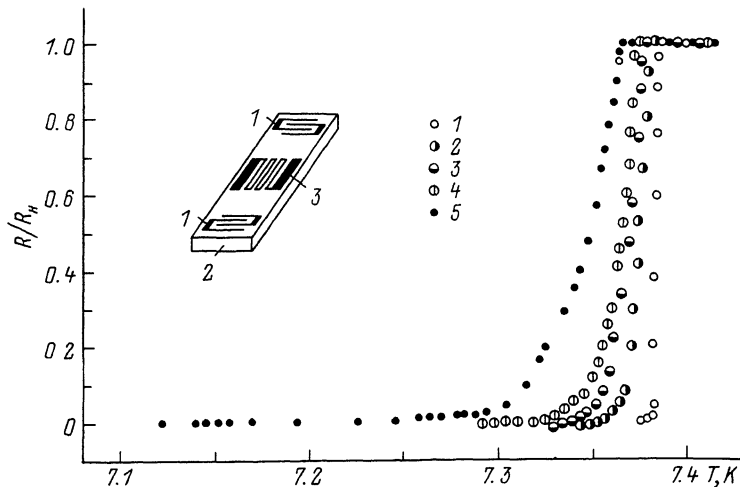


Рис. 1. Влияние ПАВ на сверхпроводящий переход пленки свинца: 1 - $P_{ак} = 0$ Вт, 2 - 2 Вт, 3 - 2.5 Вт, 4 - 3 Вт, 5 - 8 Вт; на вставке - схематическое изображение звукопровода: 1 - ВШП, 2 - $LiNbO_3$, 3 - пленка Pb (толщина пленки - 700 Å, ширина линии меандра - 50 мкм, полная длина меандра - 16 см, длина в направлении распространения ПАВ - 5 мм).

проводящего перехода в сторону низких температур, причем ширина перехода увеличивалась с мощностью ПАВ.

Вид зависимостей $R(T)$ в присутствии ПАВ позволяет выделить три характерные области изменения сопротивления пленки. В первой области происходит параллельное смещение кривых перехода относительно T_c^0 на величину, зависящую от акустической мощности. Во второй области наклон кривых $R(T)$ начинает монотонно уменьшаться с температурой от $\approx 10^4$ Ом/К при $T \lesssim T_c^0$, до 10^2 Ом/К в области исчезновения импульса напряжения, что приводит к расширению сверхпроводящего перехода пленки в 3-6 раз. Для третьей области отличительной особенностью является протяженный и слабо зависящий от температуры участок на кривых $R(T)$, возникающий для $P_{ак} \geq 3$ Вт.

Каждой из этих областей соответствует различный характер воздействия звука на пленку.

Поведение $R(T)$ в первой области можно объяснить тепловым воздействием ПАВ. При распространении звука происходит поглощение акустической энергии [4], что приводит к нагреву ниобата лития и пленки свинца. В результате сверхпроводящий переход будет смещаться вниз по температуре на величину, зависящую от мощности волны.

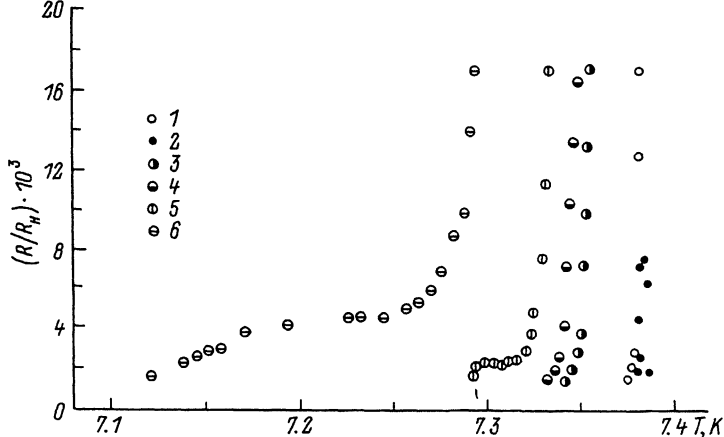


Рис. 2. Начальные участки зависимостей $R(T)$, изображенных на рис. 1: 1 - $P_{ак} = 0$ Вт, 2 - 6 мВт (зависимость получена с постоянным током через пленку 180 мкА), 3 - 2 Вт, 4 - 2.5 Вт, 5 - 3 Вт, 6 - 8 Вт.

По величине изменения сопротивления пленки при $T = 7.5$ К нами был измерен нагрев пленки при воздействии ПАВ различной интенсивности. Величина нагрева не превышала 10–20 мК и совпала в пределах точности измерений с параллельным смещением перехода, что подтверждает тепловой механизм влияния звука вблизи T_C^0 .

Наблюдавшееся в эксперименте расширение перехода под действием ПАВ во второй и третьей областях свидетельствует о возникновении в пленке неоднородностей и не может быть объяснено в рамках теплового воздействия.

В работе [5] теоретически исследовалась возможность создания в сверхпроводящей пленке неоднородностей акустическими методами. Неоднородности предлагалось создавать локальным превышением плотности тока в пленке над критической за счет инжекции тока смещения из пьезодиэлектрика, в котором распространяется ПАВ. Однако оценки для ПАВ в ниобате лития и измерения температурной зависимости критического тока в наших пленках показали, что предсказанный в [5] эффект может существовать лишь в области температур 10–20 мК вблизи T_C^0 .

Мы объясняем эффект расширения сверхпроводящего перехода созданием ПАВ в пленке свинца локальных, механически напряженных областей, имеющих температуру перехода отличную от T_C^0 . Поскольку для свинца наибольшим из характеристических времен является уходящее время фононов, равное $\approx 10^{-9}$ с [6], то напряжения, создаваемые ПАВ с $f = 87$ МГц в пленке Pb, с хорошей точностью можно считать статическими и для оценки расширения области перехода ΔT_C пленки под действием упругих

напряжения использовать данные по гидростатическому сжатию свинца.

Расчет по формулам [7] показывает, что для $P_{ак} = 2$ Вт амплитудное значение деформации, связанной с продольной компонентой смещения в ПАВ, составляет $\sim 10^{-3}$, а механическое напряжение достигает 2 кбар. Вкладом гофрировки поверхности ниобата лития в деформацию пленки Pb можно пренебречь, т.к. она составляет $\sim 10^{-6}$. Используя для пленки свинца $dT_c/dp \approx -4 \cdot 10^{-5}$ К/бар [8] и рассчитанное значение напряжения, получаем величину расширения перехода под действием ПАВ $\Delta T_c \approx 0.1$ К, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Характер изменения $R(T)$ пленки в третьей области также можно объяснить предложенным механизмом, если учесть ударный характер воздействия ПАВ на пленку.

Исследования, проведенные в [9, 10] при $T = 300$ К, и проведенные нами измерения в интервале $T = 300-4.2$ К показали, что мощные гармонические ПАВ в процессе распространения трансформируются в поверхностные волны ударного типа. Профиль деформаций в ударной волне приближается к дельта-образному с амплитудным значением $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ [9]. Вид кривых $R(T)$ в третьей области соответствует профилю деформации в ударной ПАВ, а оценка расширения сверхпроводящего перехода для деформации в пленке $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ согласуется с экспериментальными данными. Повышение акустической мощности до 10 Вт, не меняя общего характера кривых $R(T)$ для случая ударных ПАВ, увеличивало область перехода до $\Delta T_c \approx 0.5$ К. Дальнейшее повышение $P_{ак}$ приводило к механическому разрушению пленки свинца.

Таким образом, проведенные эксперименты и расчеты показали, что основные черты поведения тонкой пленки свинца в области сверхпроводящего перехода в присутствии мощных ПАВ можно объяснить влиянием механических напряжений, создаваемых поверхностными волнами в пленке.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гейликман Б.Т., Крестин В.З. - УФН, 1970, т. 99, в. 1, с. 151-186.
- [2] F o s s h e i m K. - Phys. Rev., 1968, v. 173, N 2, p. 528-530.
- [3] F o s s h e i m K., L e i b o w i t z J.R. - Phys. Rev., 1969, v. 178, N 2, p. 647-650.
- [4] S l o b o d n i k A.J., C a r r P.H., B u d r e a u A.J. - J. Appl. Phys., 1970, v. 41, N 11, p. 4380-4392.
- [5] Гальперин Ю.М., Козуб В.И. - Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, в. 16, с. 785-789.
- [6] P e r r i n N., V a n n e s t e C. In: Phonon Scattering in Condensed Matter, ed. by W. Eisenmenger, Springer, Berlin, 1984, v. 51, p. 52-54.

- [7] Ф а р н е л л Дж. В кн.: Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера, М.: Мир, 1981, с. 26-81.
- [8] S m i t h T.F., C h u C.W., M a r l e M.B. - Cryogenics, 1969, v. 9, N 1, p. 53-56.
- [9] Балакирев М.К., Белостоцкий А.Л., Федюхин Л.А. - ФТТ, 1983, т. 25, в. 2, с. 339-342.
- [10] Нааянов В.И., Васильев И.А. - ФТТ, 1983, т. 25, в. 8, с. 2490-2492.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Постуило в Редакцию
29 сентября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24

26 декабря 1988 г.

ОПТИЧЕСКИЙ НЕВЗАИМНЫЙ ЭЛЕМЕНТ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ЭКВАТОРИАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ КЕРРА ПРИ НАРУШЕННОМ ПОЛНОМ ВНУТРЕННЕМ ОТРАЖЕНИИ

Ю.Н. Коноплев, Ю.А. Мамаев,
А.А. Туркин

Экваториальный магнитооптический эффект Керра обладает взаимными свойствами (в общем случае амплитудной и фазовой взаимностью) для р-поляризованных встречных волн, отраженных от поверхности намагниченного ферромагнетика. На основе этого эффекта созданы так называемые магнитные зеркала [1] - взаимные отражатели, нашедшие применение в кольцевых лазерах.

В настоящей работе рассматривается новый амплитудно-фазовый взаимный элемент (НЭ), в котором вместо многослойного диэлектрического покрытия, применяемого в металлическом магнитном зеркале для увеличения коэффициента отражения, используется явление нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) в совокупности с магнитооптическим эффектом Керра. Схематически рассматриваемый НЭ изображен на рис. 1. Он состоит из призмы ПВО, вблизи отражающей грани которой на расстоянии, меньшем длины волны излучения, находится подложка с металлической ферромагнитной пленкой, намагниченной с помощью магнитного поля \vec{H} перпендикулярно плоскости падения встречных волн. Особенностью такого НЭ является возможность плавного управления величиной взаимного эффекта (одновременно с изменением коэффициента отражения) путем изменения толщины воздушного зазора между призмой и ферромагнитным слоем.

Комплексный коэффициент отражения от НЭ, изображенного на рис. 1, для встречных (\pm) волн может быть записан в виде 2 :