

Нелинейное акустоэлектронное взаимодействие в тонких сверхпроводящих пленках свинца

© Ю.В. Илисавский, Э.З. Яркинд, А.В. Гольцев, К.В. Дьяконов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 25 апреля 1997 г.)

Исследовано влияние мощных поверхностных акустических волн (ПАВ) на сверхпроводящее состояние пленок Pb при различных напряженностях поперечного магнитного поля. Установлено, что звуковая волна большой интенсивности изменяет величину T_c пленки и форму сверхпроводящего перехода, причем наблюдаемые изменения тем больше, чем выше интенсивность ПАВ. Обнаружено, что мощные ПАВ могут вызывать депиннинг вихрей в пленке и уменьшать величину критического тока. Обсуждаются различные механизмы, ответственные за природу наблюдаемых эффектов.

Акустические методы играют существенную роль в изучении сверхпроводящего состояния. Причина этого очевидна в случае низкотемпературных сверхпроводников, где в основе спаривания лежит, как показали Бардин, Купер и Шриффер [1], электрон-фононное взаимодействие. Однако и в высокотемпературных сверхпроводниках, где механизм спаривания имеет более сложный характер, акустические исследования дают ценную информацию об особенностях сверхпроводящего состояния (см., например, [2]).

На фоне большого числа экспериментальных работ, в которых изучалось влияние сверхпроводимости на распространение звука, обращает на себя внимание отсутствие исследований обратного процесса, т.е. влияния звука на сверхпроводящее состояние. Непосредственное разрушение сверхпроводящих пар звуком требует очень высоких частот, а достичь порога нелинейности на низких частотах не удастся из-за малой интенсивности объемной звуковой волны. Представляют интерес эксперименты с использованием методики "vibrating reed", в которой по поведению резонансной системы изучается состояние вихревой решетки. Однако при этом исследуется, как правило, только линейный по деформации отклик [3], тогда как нелинейная деформация способна не только оказывать влияние на систему вихрей, но и изменять всю совокупность сверхпроводящих свойств пленки.

Нами предложено [4] использовать для воздействия на сверхпроводящее состояние тонких металлических пленок поверхностные акустические волны (ПАВ), позволяющие благодаря локализации акустической энергии в тонком приповерхностном слое достигать больших (вплоть до разрушающих пленку) интенсивностей звука. Показано [4], что использование ПАВ интенсивностью до 10^4 W/cm^2 в слоистой структуре ниобат лития–тонкая пленка свинца приводит к существенному изменению температурной зависимости сверхпроводящего перехода. В присутствии звука наблюдается затягивание перехода в область низких температур, тем большее, чем выше интенсивность ПАВ.

Данная работа посвящена детальному изучению этого эффекта и, в частности, влияния на него магнитного поля. Обнаружено, что помимо смещения T_c сверхпроводящего перехода в сторону низких температур, интенсивная звуковая волна приводит к ослаблению пиннинга вихрей и вследствие этого к усилению их термоактивированного крипа. При этом, как показывает анализ полученных данных, зависимость энергии активации вихрей с центров пиннинга от интенсивности волны имеет существенно нелинейный характер.

1. Экспериментальная методика

Поверхностные акустические волны возбуждались с помощью встречно-штыревых преобразователей (ВШП) с резонансной частотой 87 МГц, сформированных фотолитографией на плоских, оптически полированных подложках из $YZ\text{-LiNbO}_3$ размером $3.2 \times 1.0 \times 0.15 \text{ cm}$. Длительность импульсов ПАВ составляла $1.5\text{--}2 \mu\text{s}$, частота повторения — 50 Hz. Интенсивность ПАВ могла регулироваться от нуля до $\sim 10^4 \text{ W/cm}^2$ с шагом в 1 dB.

В качестве исследуемого материала был выбран свинец, сочетающий два важных свойства: высокую температуру сверхпроводящего перехода и сравнительную простоту получения пленок высокого качества. Пленки Pb толщиной $d = 7 \cdot 10^{-6}\text{--}1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ наносились термическим испарением в вакууме 10^{-6} mm Hg посередине между двумя ВШП. С помощью "обратной" фотолитографии формировались пленки двух типов: в виде "меандра", образуемого 32 сегментами, параллельными волновому вектору \mathbf{q} , с шириной $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, длиной 0.5 cm и зазорами между ними $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ (полная длина пленки 16 cm), и в виде полосок с шириной 0.2 cm и длиной около 1 cm. Во всех случаях ширина пленки Pb была меньше апертуры ВШП, так что вся пленка омывалась звуковой волной. Для отвода тепла подложка из $YZ\text{-LiNbO}_3$ через эвтектику In–Ga крепилась на массивном плоском, оптически полированном медном основании размером $10 \times 5 \times 1 \text{ cm}$ и помещалась в криостат типа перевернутый сосуд Дьюара, заполненный

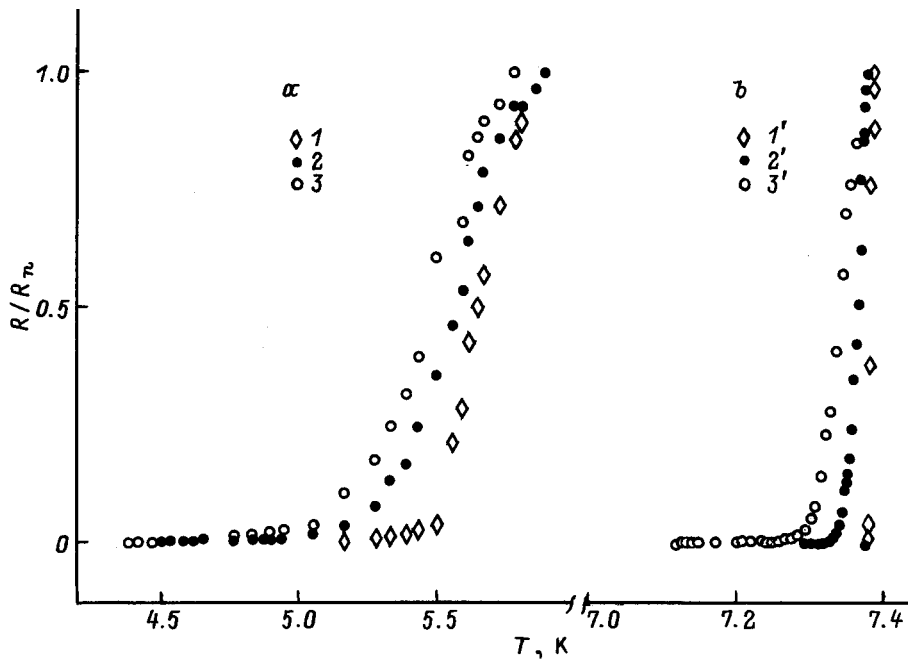


Рис. 1. Зависимости $R(T)/R_n$. Пленка — меандр. Транспортный ток $I_{pl} = 100 \mu\text{A}$. $H_{\perp} = 524$ (a) и 0 Oe (b). P_{ac} (W): a) 1 — 0, 2 — 1.0, 3 — 1.9; b) 1' — 0, 2' — 3.8, 3' — 9.5.

газообразным гелием. Температура, измеряемая с точностью до 10^{-4} K термометром из Ge, могла регулироваться в интервале 4.2–300 K с помощью нагревателя, не создающего магнитного поля ($H < 0.1$ Oe). Стабильность поддержания температуры в криостате была не хуже $5 \cdot 10^{-3}$ K за 20 min. Внешнее магнитное поле создавалось электромагнитом, точность измерения поля была не хуже 0.1 Oe. Электрическое сопротивление пленок измерялось стандартным четырехзондовым методом со стабилизированным постоянным (I_{dc}) или импульсным (I_{pl}) транспортным током. Регистрировался импульс напряжения в пленке, пропорциональный ее сопротивлению.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В отсутствие ПАВ и магнитного поля сверхпроводящий переход происходил при $T_c \approx 7.4$ K ($\Delta T_c = 5-10$ mK). Отношение $R(300 \text{ K})/R(7.5 \text{ K}) = 30-50$. Удельное сопротивление ρ при 300 K отличалось от табличного не более чем на 20–30% (для монокристаллов Pb $\rho = 2.1 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$), что свидетельствует о высоком качестве пленок Pb, используемых в эксперименте.

На рис. 1 приведены результаты измерений температурной зависимости $R(T)/R_n$, где $R_n = R(7.5 \text{ K})$, пленок Pb в области сверхпроводящего перехода при разных уровнях мощности акустического воздействия P_{ac} в отсутствие магнитного поля и для магнитного поля $H_{\perp} = 524$ Oe (кривые для других значений напряжен-

ности магнитного поля не приводятся, чтобы не загромождать рисунок). Результаты измерений представлены только для поля H_{\perp} , так как оно приводит к существенно более сильным эффектам, чем поле H_{\parallel} , параллельное плоскости пленки.

Из рис. 1 видно, что воздействие интенсивной ПАВ на сверхпроводящую пленку приводит к смещению сверхпроводящего перехода в сторону низких температур, его уширению и существенному увеличению "хвоста" сопротивлений. При этом смещение кривых на уровнях $R(T)/R(7.5 \text{ K}) = 0.9-0.3$ линейно зависит от акустической мощности P_{ac} , а в области "хвоста" сопротивлений эта зависимость существенно нелинейна (рис. 2).

Переходя к обсуждению полученных результатов, прежде всего следует отметить, что наблюдаемое влияние ПАВ на форму сверхпроводящего перехода не сводится к воздействию на пленку теплового импульса, связанного со звуком. Нагрев пленки непосредственно определялся нами по величине изменения сопротивления пленки Pb в нормальном состоянии при $T = 7.5$ K в момент прохождения через нее импульса ПАВ максимальной мощности. Величина нагрева даже для максимальной акустической мощности не превышала 10 mK, что намного меньше наблюдаемого смещения кривых $R(T)/R_n$. Сравнительно небольшая величина разогрева пленки при большой интенсивности ПАВ обусловлена, во-первых, слабым поглощением звука в LiNbO₃ и тонкой пленке Pb и, во-вторых, тем, что, как показали наши измерения, время прихода тепла к пленке от поглотителей акустической энергии равно 80 μs , что гораздо больше и длительности импульса ПАВ (1.5–2 μs), и времени

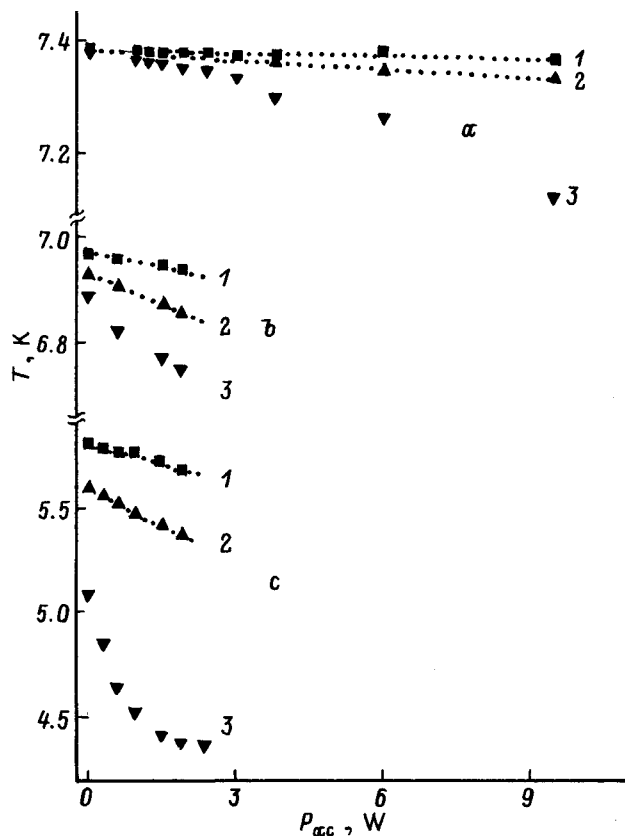


Рис. 2. Зависимости $T_c(P_{ac})$ для уровней R/R_n (1 — 0.9, 2 — 0.3, 3 — ”пороговый” уровень R/R_n) в магнитных полях $H_{\perp} = 0$ (a), 101 б) и 524 Ое (c).

распространения импульса звука от входного ВШП до пленки свинца ($\sim 3 \mu s$). При этом за время между двумя импульсами ПАВ (20 ms) тепло успевало полностью диссипировать.

Другой возможный разогревный механизм — термоупругий эффект — оказывает, как показали наши оценки, еще меньшее температурное воздействие.

В работе [4] предполагалось, что наблюдавшееся влияние звука на сверхпроводящий переход обусловлено созданием звуком в пленке свинца периодических неоднородностей с различной T_c . При акустической мощности $P_{ac} = 8 \text{ W}$ амплитудное значение продольной компоненты деформации $\epsilon \sim (3-4) \cdot 10^{-3}$. Из данных по гидростатическому сжатию свинца $d \ln T_c / d \ln V = 2.57$ [5] (где V — объем образца) при указанной величине деформации амплитуда изменения T_c составляет величину порядка 0.1 K. Это оценка по максимуму, поскольку в эксперименте мы имеем дело не с гидростатической, а с динамической деформацией. Однако такая интерпретация, как мы сейчас покажем, требует существенного уточнения.

Дело в том, что температурное поведение рассматриваемой системы определяется соотношением между частотой звуковой волны ω и временем релаксации сверхпроводящего состояния τ . При этом необходимо

учитывать, что вблизи T_c , согласно теории динамических критических явлений (см., например, [6]), флуктуации параметра порядка имеют большие времена релаксации

$$\tau(t) \sim \xi^{+z}(t) \sim \tau_0(1-t)^{-z/2}, \quad (1)$$

где $t = T/T_c$, $\xi(t)$ — корреляционная длина, τ_0 — характерный масштаб времен релаксации, а показатель степени — динамический критический индекс $z > 2$.

В результате в непосредственной близости от сверхпроводящего перехода $\omega\tau \gg 1$ и в сверхпроводящей системе не успевают устанавливаться пространственно-временная модуляция, навязываемая звуковой волной. Воздействие звуковой волны усредняется по времени, что приводит просто к перенормировке температуры сверхпроводящего перехода пленки. Линейный по амплитуде ПАВ отклик после усреднения обращается в нуль, и основным является квадратичный по амплитуде, т.е. линейный по интенсивности (или по акустической мощности), отклик. Именно этим объясняется наблюдаемая в эксперименте линейная зависимость от P_{ac} величины смещения сверхпроводящего перехода в область низких температур (кривые 1, 2 на рис. 1 и 2, a). Такой характер $T_c(P_{ac})$ указывает на ослабление сверхпроводящего спаривания носителей заряда интенсивной звуковой волной. Включение магнитного поля усиливает этот эффект, что проявляется в увеличении наклона кривых $T_c(P_{ac})$. Так, при изменении напряженности магнитного поля от $H_{\perp} = 0$ до 524 Ое величина наклона $|dT_c/dP_{ac}|$ на уровне $R/R_n = 0.9$ возрастает в 30 раз: от $|dT_c/dP_{ac}| = 2 \cdot 10^{-3}$ до $6 \cdot 10^{-2} \text{ K/W}$ (кривые 1 на рис. 2, a и c).

Что же касается модуляции сверхпроводящего параметра порядка Δ интенсивной ПАВ с частотой $\omega = 2\pi f$ (” T_c -волна”), то она может иметь место лишь при выполнении условия $\omega\tau \ll 1$, т.е. вдали от T_c , когда сверхпроводящее состояние, возмущенное ПАВ, успевает релаксировать к новому состоянию за время τ , много меньшее периода колебаний звуковой волны. Однако в этой области температур модуляция уже не может приводить к появлению участков с нормальным сопротивлением, и ее влияние, как мы покажем в дальнейшем, имеет другую природу.

При частоте ПАВ $f = 87 \text{ MHz}$ и температурах $t \sim 0.96$, когда в присутствии импульса звука появляется напряжение на пленке (в наших экспериментах этот ”пороговый” уровень был равен $6 \mu V$), условие $\omega\tau \ll 1$ при $z > 2$ уже может выполняться, если время релаксации τ_0 меньше или порядка 10^{-11} s (см. (1)). В этом случае может возникать пространственная модуляция $\delta\Delta$ сверхпроводящего параметра порядка Δ ($\delta\Delta \ll \Delta$) с периодом звуковой волны. При этом амплитуда модуляции $\delta\Delta$ будет пропорциональной уже не интенсивности, как в первой области, а амплитуде звуковой волны, т.е. корню из интенсивности (или мощности ПАВ): $|\delta\Delta| \sim \sqrt{P_{ac}}$. Еще раз отметим, что такая ситуация может реализовываться лишь вдали от фазового перехода, т.е. в области низкотемпературного ”хвоста” сопротивлений.

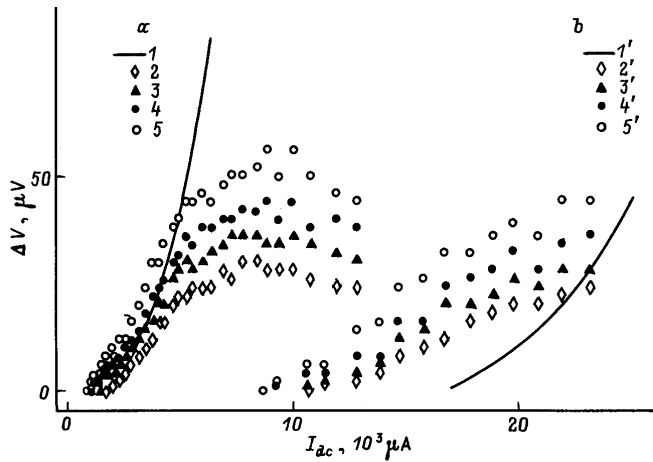


Рис. 3. Зависимости $\Delta V(I_{dc})$ в присутствии ПАВ различной мощности при $T = 4.2\text{ K}$ в магнитных полях $H_{\perp} = 554$ (a) и 524 Oe (b). P_{ac} (W): 1, 1' — 0, 2, 2' — 2.7, 3, 3' — 3.5, 4, 4' — 4.3, 5, 5' — 5.5. Ширина пленки $w = 0.2\text{ cm}$, толщина $d \sim 10^{-5}\text{ cm}$.

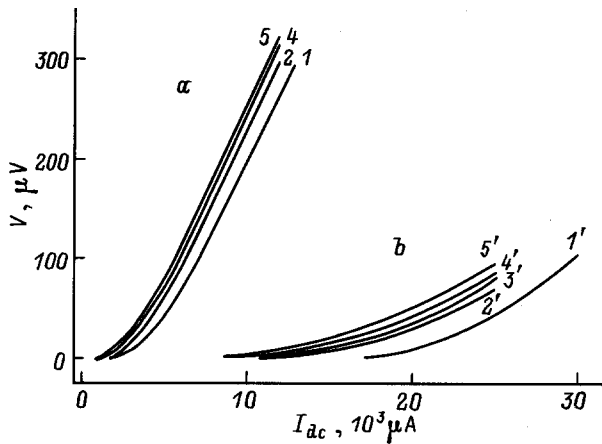


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики пленок Pb при $T = 4.2\text{ K}$ в магнитных полях $H_{\perp} = 554$ (a) и 524 Oe (b). Ширина пленки $w = 0.2\text{ cm}$, толщина $d \sim 10^{-5}\text{ cm}$. P_{ac} (W): 1, 1' — 0, 2, 2' — 2.7, 3' — 3.5, 4, 4' — 4.3, 5, 5' — 5.5.

Принято считать, что появление в $R(T)$ "хвоста" сопротивлений, имеющего резкую зависимость от напряженности магнитного поля, свидетельствует о наличии термоактивированного крипа вихрей. В подтверждение этого в нашем случае можно привести два экспериментально наблюдаемых нами факта: существенно нелинейную зависимость сопротивления пленки от P_{ac} и нелинейность ее вольт-амперных характеристик (ВАХ).

Нелинейный характер зависимости сопротивления от P_{ac} проиллюстрирован на рис. 2 (кривые 3), где приведена зависимость температуры, при которой регистрируется появление напряжения на пленке, от мощности ПАВ для трех значений напряженности магнитного поля. Обращает на себя внимание различный характер этой зависимости в нулевом магнитном поле (выпуклая кри-

вая 3 на рис. 2, a) и в поле $H_{\perp} = 524\text{ Oe}$ (вогнутая кривая 3 на рис. 2, c). Отметим, что в поле $H_{\perp} = 524\text{ Oe}$ при мощности ПАВ около 3 W температура, при которой возникает напряжение на пленке, примерно на 0.7 K ниже, чем при $P_{ac} = 0\text{ W}$ (кривая 3 на рис. 2, c).

То, что наблюдаемые эффекты связаны с термоактивированным крипом, подтверждается видом ВАХ. На рис. 3 показано изменение напряжения на пленке $\Delta V(I)$ при прохождении через нее импульса ПАВ различной мощности для двух значений напряженности магнитного поля. Отметим, что полярность наблюдаемого импульса напряжения на зависела ни от направления распространения ПАВ, ни от направления магнитного поля.

Из рис. 3 видно, что максимальное влияние звук оказывает в области нелинейности невозмущенной звуком ВАХ — в области крипа. В области же, близкой к течению потока (линейная область характеристики), наблюдается насыщение кривых $\Delta V(I)$.

На рис. 4 представлены зависимости, построенные на основе данных рис. 3 путем суммирования кривых 2-5 с кривой 1 для каждого магнитного поля соответственно. Они имеют вид, типичный для тонких пленок низкотемпературных сверхпроводников.

Согласно данным рис. 4, ПАВ не меняет качественного поведения ВАХ. В пределах точности измерений наклон характеристик не зависит от интенсивности ПАВ, а с увеличением P_{ac} происходит лишь параллельное смещение кривых в область меньших токов. Подобное поведение наблюдалось в тонких сверхпроводящих фольгах [7] при уменьшении концентрации центров пиннинга. К такому же эффекту может приводить и уменьшение силы пиннинга.

Именно ослаблением силы пиннинга, как мы полагаем, обусловлено наблюдаемое нами (рис. 5) уменьшение

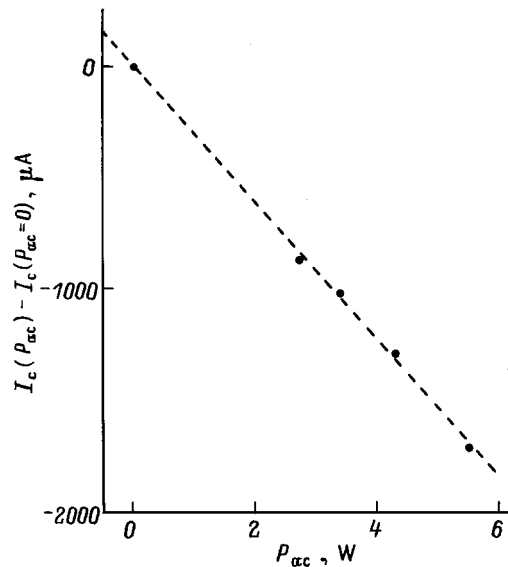


Рис. 5. Зависимость величины $\Delta I_c(0) = I_c(P_{ac}) - I_c(0)$ для "порогового" уровня R/R_n от акустической мощности в магнитном поле $H_{\perp} = 554\text{ Oe}$ при $T = 4.2\text{ K}$.

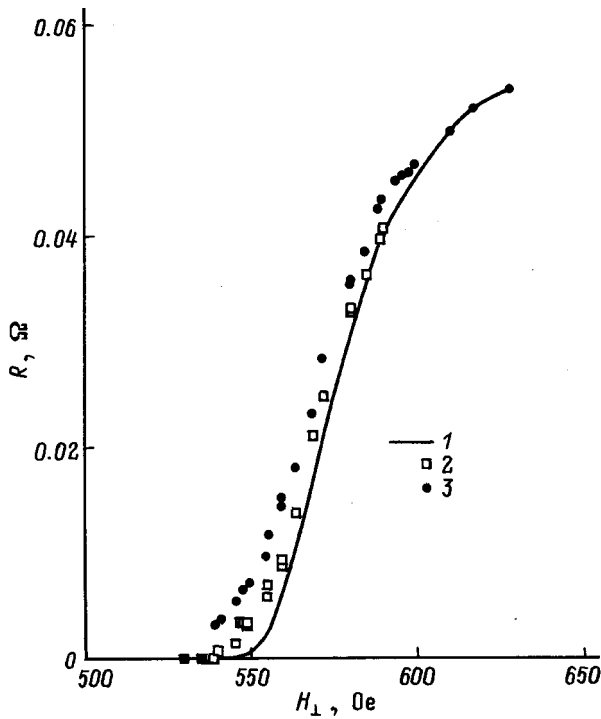


Рис. 6. Зависимости $R(H_{\perp})$. $T = 4.2$ К. Транспортный ток $I_{dc} = 3$ мА. P_{ac} (W): 1 — 0, 2 — 2.7, 3 — 5.5. Ширина пленки $w = 0.2$ см, толщина $d \sim 10^{-5}$ см.

критического тока депиннинга $\Delta I_c = I_c(P_{ac}) - I_c(0)$ с ростом P_{ac} в магнитном поле $H_{\perp} = 554$ Ое.

Критический ток депиннинга I_c получен экстраполяцией линейных участков ВАХ до пересечения с осью абсцисс. Важно отметить, что ПАВ оказывает значительно более сильное влияние на депиннинг вихрей, чем на изменение T_c , которое не превышает $\sim 6\%$ при том же внешнем воздействии (кривая 1 на рис. 2, c). В то же время из рис. 3, 4 видно, что при мощности ПАВ около 5.5 W уменьшение критического тока депиннинга достигает $\sim 50\%$.

На рис. 6 представлена зависимость сопротивления R от магнитного поля при фиксированном значении транспортного тока в присутствии ПАВ различной мощности. Видно, что имеется широкая область полей, где R линейно зависит от H_{\perp} . Здесь ПАВ практически не меняет характера зависимости R от H_{\perp} и приводит лишь к параллельному сдвигу кривых в область меньших полей. Интересно сравнить эту зависимость с теорией Бардина–Стефена [8], из которой для области течения потока следует $R \sim R_n H_{\perp} / H_{c2}$.

Для обсуждения воздействия ПАВ на сверхпроводящую пленку используем модель термоактивированной динамики вихрей. Удельное сопротивление в области термоактивированного крипа можно представить в виде [9]

$$\rho = \rho_0 \exp(-U_c/kT), \quad (2)$$

где ρ_0 — характеристическое удельное сопротивление, а

$$U_c = (1 - I_c)U(T, H) \quad (3)$$

— энергия активации крипа, которая, что очень важно, имеет собственную температурную зависимость (здесь I_c — критический ток депиннинга).

На рис. 7 представлены экспериментальные зависимости $\ln \rho$ от $1/T$ при различных интенсивностях ПАВ в нулевом поле и в поле $H_{\perp} = 524$ Ое. При $H_{\perp} = 0$ температурное поведение сопротивления достаточно хорошо описывается законом Аррениуса (рис. 7, a). В магнитном поле зависимость $\ln \rho$ от $1/T$ носит более сложный характер (рис. 7, b). Она охватывает более широкий температурный интервал и, возможно, различные режимы крипа потока. Тем не менее для дальнейшего анализа полученных результатов мы будем использовать некоторый эффективный наклон кривых, приведенных на рис. 7, b. Заметим, что уменьшение наклона с ростом магнитного поля отражает изменение энергетического барьера под действием силы Лоренца [10].

Активационный характер зависимости $\ln \rho$ от $1/T$ подтверждает наше предположение о вихревом характере резистивного состояния пленок свинца в этой температурной области.

В целом результаты измерений в обоих полях демонстрируют уменьшение наклона $\ln \rho$ как функции от $1/T$

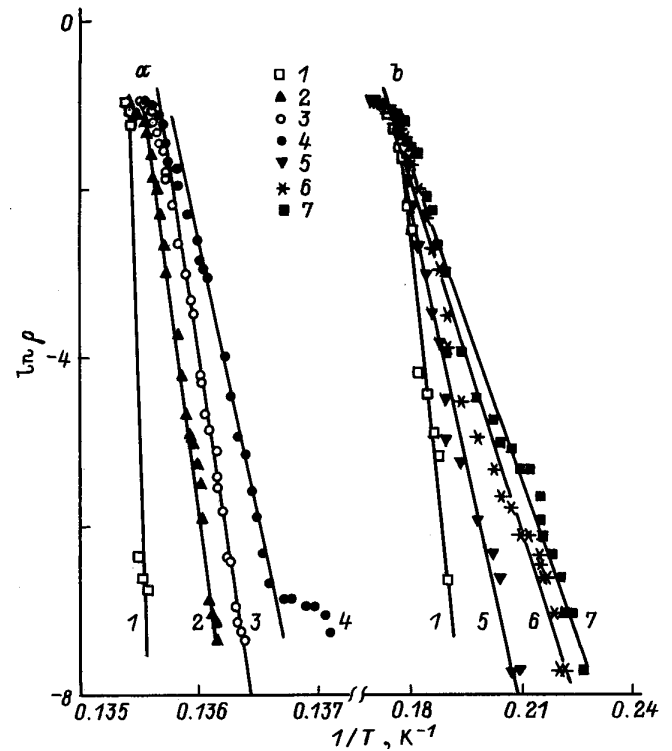


Рис. 7. Зависимости $\ln \rho$ от $1/T$ в присутствии ПАВ различной мощности в магнитных полях $H_{\perp} = 0$ (a) и 524 Ое (b). P_{ac} (W): 1 — 0, 2 — 2.4, 3 — 3.0, 4 — 3.8, 5 — 0.3, 6 — 0.95, 7 — 1.5. Пленка — меандр. Прямые линии — аппроксимация соответствующих кривых.

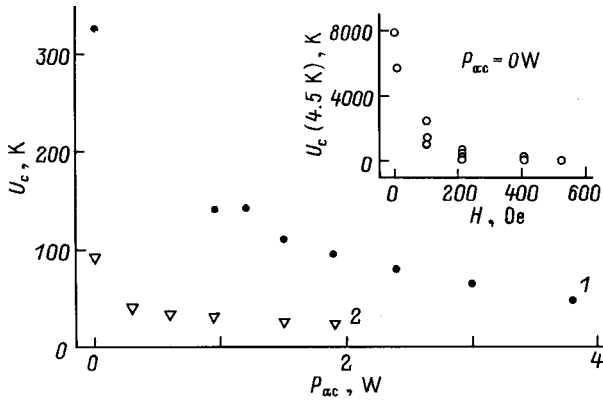


Рис. 8. Зависимости U_c от акустической мощности при $H_{\perp} = 0$ (1) и $H_{\perp} = 524$ Ое (2). T (К): 1 — 7.325, 2 — 4.5. На врезке — зависимость U_c от поперечного магнитного поля в отсутствие звука при $T = 4.5$ К.

при увеличении мощности ПАВ. Наклоны этих кривых пропорциональны энергии активации вихрей U_c

$$d \ln \rho / d(1/T) = U_c T (\partial U_c / \partial T), \quad (4)$$

поэтому их уменьшение означает убывание U_c с ростом P_{ac} . Для учета температурной зависимости U_c сделаем общепринятый выбор относительно $U(T, H)$ из (3) (см., например, [11])

$$U(T, H) \sim H_c^2(T) \xi^n(T), \quad (5)$$

где $\xi(T)$ — корреляционная длина, а показатель степени n имеет величину между 0 и 3. В рамках параболического приближения вблизи T_c можно записать

$$U(T, H) = U(0)(1 - t^2)^{2-n/2}(1 + t^2)^{n/2}, \quad (6)$$

где $U(0)$ характеризует энергию пиннинга при $T = 0$, а $t = T/T_c$.

Анализ наших экспериментальных данных с учетом уравнений (2), (3) и (6), подобный проведенному, например, в работе [10], позволяет нам определить зависимость U_c от H и P_{ac} . Соответствующие результаты для двух значений температуры и магнитного поля представлены на рис. 8 и врезке к нему. В общем случае эта зависимость носит характер $U \propto H^{-n}$, а для исследованных нами пленок $U \propto H^{-1}$ в широком интервале полей. На этом же рисунке представлены и зависимости $U_c(P_{ac})$. Обращает на себя внимание сходство поведения $U_c(H)$ и $U_c(P_{ac})$: быстрое падение высоты барьера на начальном участке далее сменяется значительно более слабой зависимостью. Из рисунка видно, что резкое, в несколько раз, понижение энергетического барьера происходит уже при увеличении P_{ac} от 0 до ~ 1 Вт. Дальнейшее повышение интенсивности звука относительно слабо влияет на высоту барьера.

В качестве возможного механизма воздействия ПАВ на величину энергии активации вихрей с центров пиннинга рассмотрим модуляцию по времени t и координате

\mathbf{r} сверхпроводящего параметра порядка Δ интенсивной звуковой волной вдали от сверхпроводящего перехода. Физика этого механизма воздействия ПАВ на энергию активации заключается в том, что звук меняет глубину потенциальной ямы за счет локального (на длине волны) изменения параметра порядка. Отметим, что частота ν термоактивированных прыжков определяется мгновенным значением $U_c(\mathbf{r}, t)$

$$\nu = \nu_0 \exp(-U_c/kT). \quad (7)$$

Это справедливо в том случае, когда частота звуковой волны ω много меньше частоты тепловых флуктуаций ν_0 и обратного времени релаксации (τ^{-1}) сверхпроводящего параметра порядка. Таким образом, мы полагаем, что концентрация термоактивированных вихрей зависит от координаты \mathbf{r} и времени t с периодичностью звуковой волны по закону (7). Изучим влияние этого эффекта на полное сопротивление пленки. В силу уравнения (7) удельное сопротивление системы вихрей определяется законом Аррениуса (2), который теперь мы запишем в виде

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0 \exp\{-U_c(\mathbf{r}, t)/kT\}. \quad (8)$$

Зависимость энергии пиннинга $U_c(\mathbf{r}, t)$ от координаты \mathbf{r} и времени t определяется локальной деформацией решетки $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$. Кроме того, конечно, U_c зависит от T , H и, возможно, от транспортного тока. В случае малых деформаций мы ограничимся линейным приближением

$$U_c(\mathbf{r}, t) \approx U_c + \varepsilon(\mathbf{r}, t) \frac{\partial U_c}{\partial T_c} \frac{\partial T_c}{\partial \varepsilon}, \quad (9)$$

где использовано предположение, что деформация решетки влияет главным образом на локальное значение T_c . Пусть продольная звуковая волна распространяется параллельно измерительному току вдоль оси X в плоскости пленки, т.е. $\varepsilon(x, t) = \varepsilon_0 \cos(\omega t - qx)$, где ε есть амплитуда деформации звуковой волны, определяемая мощностью волны P_{ac} : $\varepsilon_0 = p(P_{ac})^{1/2}$ с коэффициентом $p = (2/\rho V_s^3 S_1)^{1/2}$, где ρ — плотность, V_s — скорость звука, а S_1 — площадь сечения ПАВ.

Полное сопротивление R пленки с поперечным сечением S определяется уравнением

$$R(P_{ac}) = \frac{1}{S} \int_0^L \rho(x, t) dx = R(0) I_0 \left(\frac{A}{T} \sqrt{P_{ac}} \right), \quad (10)$$

где $R(0)$ — сопротивление пленки в отсутствие звуковой волны, $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, а параметр A определяется выражением

$$A = p \left| \frac{\partial U_c}{\partial T_c} \frac{\partial T_c}{\partial \varepsilon} \right|. \quad (11)$$

При вычислении интеграла в уравнении (10) мы использовали тот факт, что длина пленки L много больше длины звуковой волны. Прежде всего заметим, что $I_0(x)$

является монотонно возрастающей функцией аргумента ($I_0(x) \geq 1$). Следовательно, увеличение P_{ac} приводит к росту сопротивления пленки. При малой мощности P_{ac} оно растет линейно: $R(P_{ac}) = R(0)[1 + A^2 P_{ac}/4T^2]$. Однако при $A(P_{ac})^{1/2} \gg 1$ зависимость принимает вид

$$R(P_{ac}) \approx R(0) \frac{\exp\left(\frac{A}{T} \sqrt{P_{ac}}\right)}{\sqrt{2p \frac{A}{T} \sqrt{P_{ac}}}} \propto \exp\left(-\frac{U_{eff}}{T}\right), \quad (12)$$

где мы ввели эффективную энергию пиннинга U_{eff}

$$U_{eff} = U_c - A\sqrt{P_{ac}}. \quad (13)$$

Этот результат показывает, что при достаточно больших P_{ac} модуляция энергии активации крипа звуковой волной может быть описана понижением эффективной энергии пиннинга вихрей (13). На рис. 9 приведены зависимости $\ln[R(P_{ac})/R(0)]$ от P_{ac} , полученные при $T = 4.2$ К для четырех значений напряженности магнитного поля.

Следует отметить, что это рассмотрение справедливо в области TAFF, когда ВАХ линейна. В нашем случае наиболее близкими к этому режиму являются измерения при $H_{\perp} = 554$ и 558 Ое, где измерительный ток мал (порядка 1 мА). Из рисунка видно, что полученные в этих магнитных полях данные удовлетворительно аппроксимируются уравнением (12). В полях $H_{\perp} = 524$ и 533 Ое измерительный ток был примерно на порядок выше, что соответствовало условиям выраженного крипа, и согласие с уравнением (12) нарушается.

В общем случае определение зависимости высоты барьера от деформации является достаточно сложной задачей, так как требует знания конкретного механизма пиннинга. В рамках модели (5), (6) при нулевом измерительном токе, предполагая, что изменение энергии пиннинга обусловлено только модуляцией T_c звуковой волной, получаем следующее выражение для коэффициента A :

$$A = p \frac{\partial \ln T_c}{\partial \ln V} [2 + TH_{c2}/(T_c - T)(H_{c2} - H)] U_c(T, H). \quad (14)$$

При выводе этой формулы предполагалось также адиабатическое изменение T_c в поле деформации, создаваемой волной.

Подставляя в эту формулу значения T , T_c , H и H_{c2} из наших экспериментов, получаем для $H_{\perp} = 0$ значение $\Delta U_c/U_c \approx 45\%$, а в поле $H_{\perp} = 524$ Ое $\Delta U_c/U_c \approx 15\%$.

Как видно из проделанных нами оценок, изменение энергии активации центров пиннинга U_c за счет одной модуляции T_c не исчерпывает всей величины наблюдаемого эффекта. Дополнительным источником изменения U_c может являться изменение критического тока I_c в поле звуковой волны в присутствии транспортного тока I (см. (3)). Конкретный механизм такого влияния нам неизвестен, но оценить его мы можем, используя

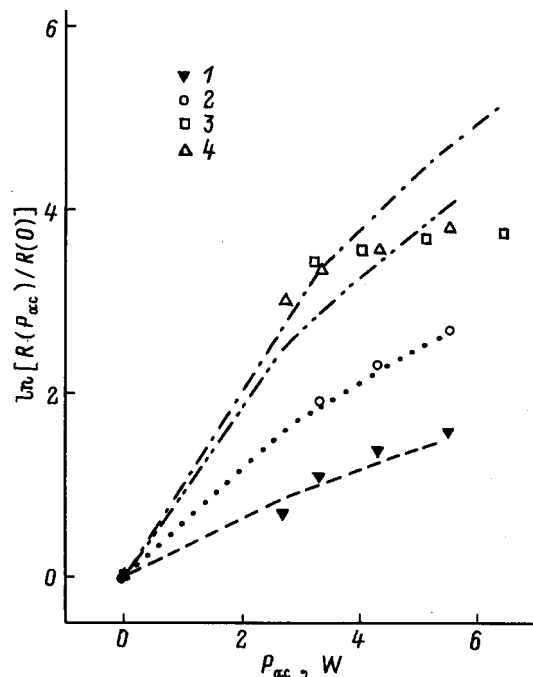


Рис. 9. Зависимости $\ln[R(P_{ac})/R(0)]$ от мощности ПАВ в магнитных полях $H_{\perp} = 558$ (1), 554 (2), 533 (3) и 524 Ое (4). Транспортный ток (мА): 1 — 1.6, 2 — 1.82, 3 — 13.9, 4 — 17.5. Пунктирные кривые — модифицированная функция Бесселя I_0 для соответствующего магнитного поля.

экспериментальные данные. Согласно уравнению (3), соответствующий вклад в U_c можно представить в виде

$$\Delta U_c = \frac{I}{I_c} \frac{\Delta I_c}{I_c} U(T, H), \quad (15)$$

где $\Delta I_c = I_c(P_{ac}) - I_c(0)$ есть изменение критического тока депиннинга в поле звуковой волны с мощностью P_{ac} . Если отождествить I_c с критическим током депиннинга, определенным нами выше по экстраполяции линейных участков ВАХ, то, подставляя в (15) величину ΔI_c , измеренную нами (рис. 5), получаем для относительного изменения $\Delta U_c/U_c$ величину порядка 25%.

Кроме того, вследствие рассмотренной нами модуляции T_c звуковой волной возможна модуляция I_c . Строгая корреляция между изменениями T_c и величиной критического тока I_c в присутствии одноосной статической деформации наблюдалась в ВТСП-материалах [12]. Возможно и прямое воздействие ПАВ на систему вихрей, например срыв вихря с центра пиннинга звуковой волной. Учитывая это, а также приблизительность наших оценок, можно сказать, что суммарное действие рассмотренных механизмов (модуляция T_c , влияние звука на I_c и др.) позволяет в основном объяснить наблюдаемый эффект понижения энергии активации крипа в поле интенсивной акустической волны, представленный на рис. 8.

В настоящей работе приведены результаты исследования воздействия поверхностной акустической волны

(ПАВ) на тонкие пленки свинца, являющиеся сверхпроводниками второго рода. Следует отметить два наиболее интересных эффекта.

Во-первых, интенсивная ПАВ приводит к линейному по интенсивности звука смещению сверхпроводящего перехода в область более низких температур. Согласно нашим данным, в нулевом магнитном поле линейный коэффициент $|dT_c/dP_{ac}| = 2 \cdot 10^{-3}$ К/В. Магнитное поле усиливает эффект подавления сверхпроводимости интенсивной ПАВ. Это проявляется в увеличении абсолютного значения линейного коэффициента $|dT_c/dP_{ac}|$, который в поле $H_{\perp} = 524$ Ое достигает величины $6 \cdot 10^{-2}$ К/В. Можно предположить, что наблюдаемое явление обусловлено ослаблением сверхпроводящего спаривания носителей заряда интенсивной звуковой волной. Детальное теоретическое описание этого процесса требует учета перенормировки куперовского спаривания электронов в поле ПАВ, что, однако, выходит за рамки данного экспериментального исследования.

Во-вторых, наблюдаемые в магнитном поле изменения ВАХ тонких сверхпроводящих пленок свинца, вызванные интенсивной ПАВ, свидетельствуют об усилении депиннинга вихрей в поле звуковой волны. Этот результат подтверждается исследованием влияния ПАВ на температурную зависимость сопротивления пленок свинца в области $T < T_c$. Анализ полученных экспериментальных данных в рамках модели термоактивированного крипа показывает, что увеличение интенсивности ПАВ приводит к уменьшению энергии активации крипа. Причем эта зависимость, как функция от P_{ac} , носит нелинейный характер.

Мы рассмотрели два возможных механизма влияния интенсивного звука на сверхпроводящую пленку в магнитном поле. Во-первых, модуляцию сверхпроводящего параметра порядка Δ волной деформации, во-вторых, прямое влияние звуковой волны на критический ток депиннинга вихрей. По нашим оценкам, эти два механизма могут вносить существенный вклад в наблюдаемую нами величину изменения энергии активации крипа.

В целом результаты, полученные в данной работе, а также в предыдущих работах авторов [2,4], демонстрируют плодотворность предложенного в них использования поверхностных акустических волн в слоистых структурах подложка–тонкие пленки сверхпроводников для исследования нелинейных процессов акустоэлектронного взаимодействия в сверхпроводниках. Показано, что разработанная методика открывает новые возможности изучения особенностей сверхпроводящего состояния.

Работа частично поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 95-02-04093-а).

Список литературы

- [1] J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffer. Phys. Rev. **108**, 5, 1175 (1957).
- [2] Ю.В. Илисавский, Э.З. Яхкинд, Е.К. Гольман, А.П. Митрофанов. Письма в ЖЭТФ **52**, 10, 1138 (1990); А.В. Гольцев, К.В. Дьяконов, Ю.В. Илисавский, Э.З. Яхкинд. Акуст. журн. **40**, 1, 162 (1994).
- [3] P. Esquinazi. J. Low Temp. Phys. **85**, 3/4, 139 (1991).
- [4] К.В. Дьяконов, Ю.В. Илисавский, Э.З. Яхкинд. Письма в ЖЭТФ. **14**, 24, 2249 (1988).
- [5] T.F. Smith, C.W. Chu, M.B. Maple. Cryogenics **9**, 1, 53 (1969).
- [6] Ш. Ма. Современная теория критических явлений. Мир, М. (1980) (Shang-keng Ma. Modern Theory of Critical Phenomena. W.A. Benjamin, London (1976).)
- [7] A.R. Strnad, C.F. Hempstead, Y.B. Kim. Phys. Rev. Lett. **13**, 26, 794 (1964).
- [8] J. Bardeen, M.J. Stephen. Phys. Rev. **140**, 4A, 1197 (1965).
- [9] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **9**, 7, 309 (1962); P.W. Anderson, Y.B. Kim. Rev. Mod. Phys. **36**, 1, 39 (1964).
- [10] T.T.M. Palstra, B. Batlogg, R.B. van Dover, L.F. Schneemeyer, V. Waszczak. Phys. Rev. **B41**, 10, 6621 (1990).
- [11] C.W. Hagen, R. Griessen. Phys. Rev. Lett. **62**, 24, 2857 (1989).
- [12] G.L. Belenky, S.M. Green, A. Roytburd, C.J. Lobb, S.J. Hagen et al. Phys. Rev. **B44**, 18, 10 117 (1991).