

УДК 538.945 + 621.37/39:534.2

©1995

О РОЛИ МЕХАНИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В ПЛЕНКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Ю.В.Илисовский, Э.З.Яткинд, А.В.Гольцев, К.В.Дьяконов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 6 марта 1995 г.)

В слоистой структуре (YZ-LiNbO₃-зазор-пленка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на MgO) исследован акустоэлектрический эффект при двух величинах зазора между пленкой и подложкой ниобата лития, возникающий в пленке ВТСП под влиянием пьезополя, сопровождающего распространение поверхностной акустической волны в подложке YZ-LiNbO₃. При $T > T_c$ знак акустоэдс соответствует дырочной проводимости и аналогичен наблюдавшемуся нами ранее. Однако при $T \leq T_c$ не наблюдаются отмеченные аномалии. Обсуждается соотношение полевого и деформационного механизмов возникновения акустоэдс.

Ранее нами сообщалось [1,2] о наблюдении аномального акустоэлектрического эффекта (АЭЭ) в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, нанесенных на подложку YZ-LiNbO₃, в которой распространялась поверхностная акустическая волна (ПАВ). Отмечались две особенности обнаруженного АЭЭ: 1) в области сверхпроводящего перехода наблюдалась резкая смена знака эффекта (после чего сигнал нарастал до максимума акустоэлектрического напряжения V^{ae} измененной полярности, а затем спадал до нуля в окрестности точки $R = 0$); 2) в поперечном магнитном поле ($H_{\perp} \approx 1$ кОе) АЭЭ наблюдался в температурном интервале много ниже точки $R = 0$ (примерно на 30 К).

В [2] нами высказаны предположения о том, что смена знака АЭЭ в области сверхпроводящего перехода может быть связана с особенностями строения поверхности Ферми в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Действительно, в [3] развита теория АЭЭ в нормальном и сверхпроводящем состояниях анизотропного металла для произвольных ql (q — волновой вектор звука, l — средняя длина свободного пробега носителей) и показано, что для изменения знака АЭЭ необходимы и достаточны два условия: наличие электронных и дырочных участков поверхности Ферми сверхпроводника и сильная анизотропия сверхпроводящей щели в плоскости ($a-b$) ВТСП-материала [4-6]. Особенности поведения АЭЭ в поперечном магнитном поле $H_{c1} \leq H_{\perp} \leq H_{c2}$, отмеченные в [2], в [3] объясняются движением вихрей под влиянием акустической волны. Таким образом, с одной стороны, результаты работ [1,2] получили теоретическое обоснование. С другой стороны, в теории [3] утрачено взаимодей-

ствие только через деформационный потенциал, тогда как АЭЭ в [1,2] возникал в условиях, когда на пленку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ воздействовали как деформация, создаваемая ПАВ, так и пьезополе, сопровождающее распространение ПАВ в подложке YZ-LiNbO_3 . Поэтому представлялось существенным выяснить вклад каждого из действующих механизмов в наблюдаемый АЭЭ.

В настоящей работе мы изучаем АЭЭ в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в условиях, когда на пленку воздействует только пьезополе, создаваемое ПАВ. Для этой цели пленка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (толщина $d = 1200 \text{ \AA}$, ширина $w = 0.2 \text{ см}$, длина вдоль q ПАВ $L = 1 \text{ см}$) наносилась на плоскую оптически полированную монокристаллическую подложку MgO среза (001) ($d \approx 0.1 \text{ см}$), помещенную с зазором h над подложкой YZ-LiNbO_3 , в которой распространяется ПАВ. Заданный зазор между подложкой MgO с пленкой и подложкой ниобата лития обеспечивался с помощью «рельсов» из Al , напыленных на подложку из YZ-LiNbO_3 вне апертуры ПАВ.

Для отвода тепла пластина YZ-LiNbO_3 ($3.2 \times 1.0 \times 0.15 \text{ см}$) через эвтектику In-Ga крепилась на массивном плоском оптически полированном медном основании ($10 \times 5 \times 1 \text{ см}$), а к подложке MgO также через эвтектику In-Ga прижимался массивный теплоотвод из монокристаллического плоского полированного Al_2O_3 . Держатель с подложкой и образцом помещался в криостат, заполненный газообразным гелием. Температура в криостате могла регулироваться в диапазоне 4.2–300 К нагревателем, не создающим магнитного поля (с точностью до 0.1 Ое).

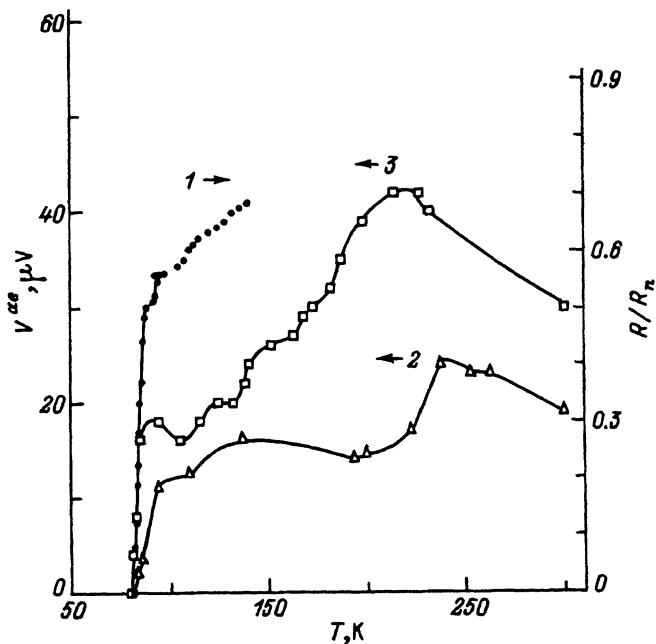
Электрическое сопротивление пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ измерялось четырехзондовым методом с транспортным током через пленку $I_t = 10 \mu\text{A}$.

Длительность импульса ПАВ составляла от 1 до 7 μs , частота следования импульсов — 50 Hz, частота ПАВ — 87 Hz (длина волны $\lambda = 40 \mu\text{m}$, $q = 1.6 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$). Апертура ПАВ ($W = 0.3 \text{ см}$) была больше ширины пленки и вся пленка ВТСП омывалась звуковой волной.

Измерения проводились при двух величинах зазора между подложкой MgO с пленкой и подложкой YZ-LiNbO_3 : $h_1 = 0.7 \mu\text{m}$; $h_2 = 0.3 \mu\text{m}$. Ослабление напряженности пьезополя в месте расположения пленки ВТСП, обусловленное увеличением зазора [7], компенсировалось в случае зазора $h_1 = 0.7 \mu\text{m}$ увеличением входной интенсивности ПАВ I_{SAW} примерно в 2.5 раза по сравнению с $I_{\text{SAW}} = 2-3 \text{ kW/cm}^2$, использованной в [1,2]. Во всем исследованном интервале температур входная интенсивность ПАВ поддерживалась на постоянном уровне с точностью не хуже 25%. Методика наблюдения и контроля АЭЭ была такой же, как и в [1,2].

Все измерения V^{ae} выполнялись в отсутствие транспортного тока через пленку ВТСП.

Температурные зависимости V^{ae} для двух значений h и зависимость $R/R_n(T)$, где R — сопротивление пленки при $T = 300 \text{ K}$, представлены на рисунке. Можно констатировать, что в области температур выше температуры сверхпроводящего перехода T_c поведение V^{ae} качественно не отличается от наблюдавшегося нами в предыдущих измерениях [1,2], а именно знак V^{ae} соответствует дырочной проводимости и меняется при изменении направления распространения ПАВ. Соответствующим образом изменяется амплитуда, форма и длительность импульса V^{ae} при изменении интенсивности I_{SAW} и длительности импульса ПАВ.



Температурные зависимости проведенного сопротивления (1) и акустоэдс (2, 3) в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на подложке MgO (толщина $0.12 \mu\text{m}$, $\rho_{300\text{K}} = 8.5 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{cm}$, $R_{\square} = 70.8 \Omega$).

Зазор h (μm): 2 — 0.7, 3 — 0.3. Частота 87 МГц, транспортный ток и магнитное поле выключены.

Единственное отличие в этом температурном интервале — это значительно меньшая амплитуда V^{ae} в данных измерениях. Остановимся на этом подробнее.

Как уже отмечалось, при наличии зазора отсутствует непосредственное взаимодействие механических деформаций, создаваемых ПАВ, на пленку. Оценим возможную роль взаимодействия через пьезополе.

Известно [7], что напряженность пьезополя быстро падает при удалении от поверхности, на которой оно возбуждено. В [8] это явление рассматривается как следствие уменьшения «эффективного» коэффициента электромеханической связи K с увеличением зазора h в соответствии с уравнением

$$\frac{V'_m - V'_0}{V_m - V_0} \approx \left[1 - \frac{1 + \varepsilon_p^T / \varepsilon_0}{1 - \text{cth}(qh)} \right]^{-1} \approx \frac{K_h^2}{k_0^2}, \quad (1)$$

где V_0, V'_0 — скорость ПАВ на свободной поверхности пьезо- и непьезодиэлектрика соответственно, V_m, V'_m — скорость ПАВ на металлизированной поверхности пьезо- и непьезодиэлектрика соответственно, ε_p^m — диэлектрическая проницаемость пьезодиэлектрика. Для YZ-ниобата лития $\varepsilon_p^T / \varepsilon_0 = 50.2$.

Левая часть в (1) представляет собой отношение квадратов коэффициентов электромеханической связи на поверхности, находящейся на расстоянии h от пьезоподложки, где возбуждается пьезополе, к величине K^2 самой пьезоподложки ($h = 0$). В нашем случае зазоры ($h_1 = 0.7 \mu\text{m}$, $h_2 = 0.3 \mu\text{m}$) — это зазоры между полочками YZ-LiNbO_3 и MgO . Введем поправку на толщину пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ $d = 1200 \text{ \AA}$. С учетом этого получаем $h'_1 = 0.58 \mu\text{m}$, $qh'_1 = 0.093$, $h'_2 = 0.18 \mu\text{m}$, $qh'_2 = 0.029$.

Тогда из (1) следует

$$A_1 = \frac{K^2_{h'_1}}{K^2_0} \cong 0.19; \quad A_2 = \frac{K^2_{h'_2}}{K^2_0} \cong 0.66. \quad (2)$$

Поскольку V^{ae} пропорционально K^2 , то можно сравнить полученные соотношения с экспериментальными данными.

Из рисунка ($T = 300 \text{ K}$) имеем для $h_1 = 0.7 \mu\text{m}$ $V_1^{ae} \simeq 20 \mu\text{V}$, для $h_2 = 0.3 \mu\text{m}$ $V_2^{ae} \simeq 32 \mu\text{V}$. Следует учесть, что в случае зазора h_1 входная интенсивность ПАВ, как указано выше, была в $\cong 2.5$ раза больше (V^{ae} прямо пропорционально I_{SAW}), тогда $V_1^{ae} \simeq 8 \mu\text{V}$ и из экспериментальных данных получаем $V_2^{ae}/V_1^{ae} = 4.0$. Из формул (2) находим $A_2/A_1 = 3.5$. Сравнивая полученные значения, отметим, что согласие расчетов и экспериментальных данных вполне удовлетворительное, поскольку точность измерений, в частности I_{SAW} , была относительно невысока. Таким образом, можно утверждать, что зависимость $V^{ae}(h)$ в данной работе при $T > T_c$ удовлетворительно описывается зависимостью $K^2(h)$, полученной в [8].

Далее можно оценить, какую величину должно иметь V^{ae} на поверхности YZ-LiNbO_3 , если имеет место взаимодействие только через пьезополе. Для сравнения вычисленных значений с экспериментальными (см. рис. 4, В [2]) необходимо в расчеты ввести поправку $r = 1.7$, равную отношению величины R_{\square} пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в настоящей работе ($\rho = 8.5 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{cm}$, $R_{\square} = 70.8 \Omega$), к величине R_{\square} в [1,2] ($\rho = 5.7 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{cm}$, $R_{\square} = 40.7 \Omega$), так как V^{ae} пропорционально R_{\square} [9]. С учетом этого для величины V^{ae} на поверхности подложки получаем $V_{01}^{ae} = V_1^{ae}/A_1 r = 25 \mu\text{V}$ и $V_{02}^{ae} = V_2^{ae}/A_2 r = 28 \mu\text{V}$. Видим, что и в этом случае оценки, выполненные на основе экспериментальных данных, дают вполне хорошее согласие. Сопоставляя эти значения с величиной $V^{ae} = 72 \mu\text{V}$, полученной в [2] (см. рис. 4, $T = 300 \text{ K}$) и являющейся результатом воздействия на пленку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ как полевого, так и деформационного механизмов, можно сделать заключение о том, что вклад взаимодействия через деформационный потенциал даже несколько больше, чем через пьезополе.

Что же касается поведения V^{ae} в температурном интервале $T \leq T_c$, то в настоящей работе оно не только количественно, но и качественно отличается от наблюдавшегося в [2]. Во-первых, в области сверхпроводящего перехода в данной работе (см. рисунок) V^{ae} только уменьшается до нуля, но не наблюдается смена знака АЭЭ. Во-вторых, включение внешнего поперечного магнитного поля напряженностью $H_{\perp} = 0 \div 1000 \text{ Oe}$ не приводит ни к изменению величины V^{ae} в области T_c , ни к возникновению сигнала АЭЭ при $T < T_c$.

Отмеченные различия качественно можно объяснить следующим образом. В области T_c , когда пленка переходит в сверхпроводящее состояние, возникает экранировка продольной составляющей пьезополя. Это приводит сначала к уменьшению V^{ae} , а затем, когда пленка полностью переходит в сверхпроводящее состояние и экранировка становится полной, V^{ae} падает до нуля. При дальнейшем понижении T ситуация остается уже неизменной и $V^{ae} = 0$. Включение H_{\perp} вызывает появление вихрей в пленке, но пьезополе ПАВ не приводит их в движение, так как необходимая для этого продольная составляющая пьезополя экранирована, а поперечная составляющая совпадает с направлением H_{\perp} , т. е. с осью вихря, и не может вызвать его перемещение.

Таким образом, проведенные эксперименты позволили разделить вклады в АЭЭ в пленке высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, оценить долю каждого из участвующих во взаимодействии механизмов и сделать заключение в том, что поведение АЭЭ при $T \leq T_c$ определяется взаимодействием через деформационный потенциал, что согласуется с выводами [3].

Авторы благодарят А.Б.Шермана и И.С.Бараша за предоставление для эксперимента пленок ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Работа выполнялась в рамках Grant N R37000 из International Science Foundation.

Список литературы

- [1] Илисавский Ю.В., Яркинд Э.З., Гольман Е.К., Митрофанов А.П. Письма в ЖЭТФ **52**, 10, 1138 (1990).
- [1] Илисавский Ю.В., Яркинд Э.З., Гольман Е.К., Карманенко С.Ф. ФТТ **33**, 3, 824 (1991).
- [3] Goltsev A.V. Z. Phys. **B93**, 425 (1994).
- [4] Sa de Melo C.A.R., Wang Z., Doniach S. Phys. Rev. Lett. **68**, 2078 (1992).
- [5] Shen Z.X., Dessau D.S., Wells B.O., King D.M., Spicer W.E., Arko A.J., Marshall D., Lombarde L.W., Kapitulnik A., Dickenson P., Doniach S., DiCarlo J., Loeser A.G., Park C.H. Phys. Rev. Lett. **70**, 1553 (1993).
- [6] Levi B.G. Phys. Today, may 17 (1993).
- [7] Morean J.B., Hashim R., Neav J.C. Electr. Lett. **15**, 115 (1979).
- [8] Ingebrigtsen A.K. J. Appl. Phys. **40**, 2681 (1969).
- [9] Adler R. IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics. **SU 15**, 115 (1971).