

О ЕДИНОЙ ПРИРОДЕ ПРОДОЛЬНОГО И ПОПЕРЕЧНОГО АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА

Е.Д.Гутлянский¹⁾

*Научно-исследовательский институт физики Ростовского государственного университета
344090 Ростов-на-Дону, Россия*

Поступила в редакцию 12 марта 1997 г.

После переработки 19 января 1998 г.

Продольная ультразвуковая волна должна увлекать вихревую структуру сверхпроводников под острым углом к направлению своего распространения. Это движение порождает продольное и поперечное электрические поля в сверхпроводнике, кроме того, в наблюдаемые продольное и поперечное электрические поля дают вклад эффекты типа "оптического" выпрямления. Эффект должен наблюдаться во всех сверхпроводниках второго рода выше линии необратимости. Оба поля имеют экстремумы по температуре и магнитному полю. В отличие от акустоэлектрического эффекта в нормальном состоянии, знак индуцированного электрического поля зависит от внешнего магнитного поля.

PACS: 72.50.+b, 74.40.+k, 74.60.Ec

Известно, что в любых твердых телах, имеющих нормальные электроны (например, в металлах, полупроводниках и т.д.), существует эффект увлечения электронов продольной ультразвуковой волной [1]. В работах [2–4] было теоретически показано, что продольная ультразвуковая волна может вызывать движение вихревой структуры в направлении своего распространения, что это движение приводит к появлению поперечного электрического поля, и что в это поле дают сравнимый вклад эффекты типа "оптического выпрямления" [4]. Такое электрическое поле было экспериментально обнаружено Заварицким [5] и связано с эффектом увлечения. В работах Елисаевского, Якхинда и др. [6, 7] было обнаружено, что обычный акустоэлектрический эффект (продольное электрическое поле) ниже точки перехода в сверхпроводящее состояние меняет знак. В теоретической работе [8] существование этого электрического поля объяснялось наличием нормальных носителей заряда в сверхпроводнике ниже точки перехода и тем, что выше точки перехода нормальные носители заряда дырки, а ниже – электроны.

Цель настоящей работы – показать, что продольный и поперечный акустоэлектрические эффекты имеют единую природу и являются следствием существования подвижной вихревой структуры и особенностями акустовихревого взаимодействия. Рассмотрим однородный и изотропный сверхпроводник, помещенный во внешнее магнитное поле B_0 , направленное в отрицательном направлении оси z . Для определенности будем полагать, что плоская ультразвуковая волна распространяется в положительном направлении оси y и имеет вид $U = U_0 \exp(iky - i\omega t)$, где U – вектор деформации ионной решетки сверхпроводника, k – волновой вектор, ω – частота колебаний. Все уравнения мы будем писать в лабораторной системе отсчета. В этом случае первое уравнение Лондонов имеет вид [9]

$$\Lambda \frac{\partial \mathbf{j}_s}{\partial t} = \mathbf{E} - \mathbf{v}_L \times \dot{\mathbf{W}}, \quad (1)$$

¹⁾ e-mail: gutlian@iphys.rnd.runnet.ru

где $\Lambda = m/n_s q^2 = \lambda_L^2 \mu_0$; m , q и n_s – масса, заряд и плотность сверхпроводящих носителей заряда, соответственно; λ_L – лондоновская глубина проникновения, E – напряженность электрического поля в лабораторной системе координат, $\dot{\mathbf{W}}$ – локальная скорость вихревой структуры, \mathbf{B}_ν – магнитная индукция, создаваемая вихревой структурой сверхпроводника.

Сверхпроводящий ток выражается через полный электрический ток в системе, и ионный ток (мы не учитываем нормальную составляющую тока)

$$\mathbf{j}_s = \mathbf{j} + qn_s \dot{\mathbf{U}}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), действуя оператором $\nabla \times$ на обе части уравнения (1) и учитывая уравнения Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad (4)$$

после простых преобразований получим выражение

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\lambda_L^2 \nabla^2 \mathbf{B} + \mathbf{B} + \frac{m}{q} \nabla \times \dot{\mathbf{U}} \right) = \nabla \times (\dot{\mathbf{W}} \times \mathbf{B}_\nu), \quad (5)$$

которое в гармоническом приближении имеет вид

$$\mathbf{B} - \lambda_L^2 \nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{m}{q} \nabla \times \mathbf{U} + \nabla \times (\mathbf{W} \times \mathbf{B}_\nu). \quad (6)$$

Запишем теперь локальное уравнение движения вихревой структуры (мы пренебрегаем инерционной массой вихря), которое следует из условия баланса сил: $\mathbf{F}_{fr} = \mathbf{F}_L$; здесь $\mathbf{F}_L = \mathbf{J}'_s \times \mathbf{B}_\nu$ – сила Лоренца, а $\mathbf{F}_{fr} = \eta(\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}} - \tilde{\eta}(\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}}) \times \mathbf{B}_\nu)$ – сила трения вихревой структуры о кристаллическую решетку сверхпроводника, \mathbf{J}'_s – плотность тока в локальной системе координат, связанной с вихревой структурой. Принимая во внимание, что $\mathbf{j}'_s = \mathbf{j}_s - qn_s \dot{\mathbf{W}}$, получим уравнение движения вихревой структуры:

$$\eta(\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}}) - \tilde{\eta}(\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}}) \times \mathbf{B}_\nu = (\mathbf{j}_s - qn_s \dot{\mathbf{W}}) \times \mathbf{B}_\nu, \quad (7)$$

где η , $\tilde{\eta}$ – коэффициенты продольной и поперечной вязкости вихревой структуры, соответственно. Причем, $\tilde{\eta} = (q/h)\eta'$, η' – коэффициент поперечной вязкости для одного вихря, введенный в работах [10–12], а h – постоянная Планка. (Обсуждение микроскопической природы этого коэффициента имеется в работе [13].)

Для полного описания движения вихревой структуры под действием ультразвуковой волны нужно учесть, что плотность вихрей (распределение \mathbf{B}_ν в сверхпроводнике) и локальная скорость их движения являются величинами не независимыми, а связаны уравнением непрерывности.

Уравнение непрерывности для вихревой структуры имеет вид

$$\partial \mathbf{B}_\nu / \partial t = \nabla \times (\mathbf{B}_\nu \times \dot{\mathbf{W}}). \quad (8)$$

Уравнения (6) и (8) полностью описывают движение вихревой структуры под действием продольной ультразвуковой волны.

Для учета обратного действия движения вихревой структуры на кристаллическую решетку сверхпроводника необходимо записать уравнение теории упругости,

описывающее распространение ультразвуковой волны в сверхпроводнике. Оно имеет вид

$$\rho \ddot{\mathbf{U}} = \rho \cdot c_t \Delta \mathbf{U} + \rho(c_l^2 - c_t^2) \text{grad div} \mathbf{U} - qn_s \dot{\mathbf{U}} \times \mathbf{B} - qn_s \mathbf{E} + \mathbf{F}_{fr}; \quad (9)$$

здесь ρ – плотность сверхпроводника, c_l, c_t – скорость продольной и поперечной ультразвуковой волны в отсутствие вихревой структуры. В этом уравнении третий и четвертый член описывают действие электрического и магнитного полей на ионную решетку сверхпроводника, а пятый член – действие силы трения. Если пренебречь первыми двумя добавочными членами, то уравнение (9) совпадает с уравнением теории упругости, использованным, в частности, в работах [14–16], а в случае рассмотрения распространения только поперечной волны уравнение (9) идентично уравнению (2) работы [17].

Чтобы решить задачу о совместном движении упругого континуума и вихревой решетки, необходимо решить систему уравнений (6) – (9). Эти уравнения представляют собой нелинейную систему, которую мы будем решать методом последовательных приближений. Прежде всего, найдем сверхпроводящий ток, генерируемый движением ионной решетки и вихревой структуры. Мы будем полагать $\mathbf{B}_\nu = \mathbf{B}_0 + \Delta \mathbf{B}_\nu$, $\dot{\mathbf{W}} = \dot{\mathbf{W}}_1 + \dot{\mathbf{W}}_2$, где \mathbf{B}_0 – однородная составляющая намагниченности сверхпроводника, совпадающая с внешним полем, а $\Delta \mathbf{B}_\nu$ – колебания намагниченности, связанные с колебаниями плотности вихревой структуры. В линеаризованном виде уравнения (6) и (8) имеют вид

$$\mathbf{B} - \lambda_L^2 \nabla \nabla \mathbf{B} = -\frac{m}{q} \nabla \times \mathbf{U} + \nabla \times (\mathbf{W}_1 \times \mathbf{B}_0), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Delta \mathbf{B}_\nu}{\partial t} = -\nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{W}_1). \quad (11)$$

Решая уравнение (10) относительно \mathbf{B} и используя уравнение Максвелла (4), найдем полный ток в сверхпроводнике:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0(1 + \lambda_L^2 k^2)} \left[-\frac{m}{e} (\mathbf{k} \dot{\mathbf{U}}) \mathbf{k} + \frac{m}{e} k^2 \dot{\mathbf{U}} - (\mathbf{k} (\mathbf{W} \times \mathbf{B}_0)) \mathbf{k} + k^2 (\mathbf{W} \times \mathbf{B}_0) \right]. \quad (12)$$

Линеаризованное уравнение движения вихревой структуры (8) удобно представить в виде

$$\eta_0 (\dot{\mathbf{W}}_1 - \mathbf{U}) + \alpha \dot{\mathbf{W}} \times \mathbf{B}_0 = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 + \alpha \dot{\mathbf{U}} \times \mathbf{B}_0, \quad (13)$$

где $\alpha = qn_s - \bar{\eta}$, а η_0 есть нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости по колебаниям плотности вихревой структуры ($\eta = \eta_0 + \eta_{,B} \cdot \Delta \mathbf{B}_\nu$, $\eta_{,B} = (d\eta/dB)(B_0)$). Совместное решение уравнений (12) и (13) и линеаризованного уравнения теории упругости приводит к эффектам затухания, изменения скорости и трансформации упругих волн друг в друга, частичному обсуждению этих эффектов посвящены работы [14–19].

В настоящей работе нас интересует эффект увлечения и акустоэлектрический эффект, поэтому ниже мы перейдем к рассмотрению членов второго порядка в уравнении (8) по вектору деформации ионной решетки сверхпроводника и будем пренебрегать эффектами обратного действия вихревой решетки на движения ионной решетки сверхпроводника. Во втором порядке теории возмущений, после усреднения

по времени, уравнение для постоянной составляющей скорости движения вихревой структуры имеет вид

$$\eta_0 \langle \dot{\mathbf{W}}_2 \rangle + \alpha \langle \dot{\mathbf{W}}_2 \rangle \times \mathbf{B}_0 = (\mathbf{J} \times \Delta \mathbf{B}_\nu) - \eta_{,B} \langle \Delta \mathbf{B}_\nu (\dot{\mathbf{W}}_1 - \dot{\mathbf{U}}) \rangle - \alpha \langle \dot{\mathbf{W}}_1 \times \Delta \mathbf{B}_\nu \rangle + \alpha \langle \dot{\mathbf{U}}_1 \times \Delta \mathbf{B}_\nu \rangle. \quad (14)$$

Здесь и ниже скобки $\langle \dots \rangle$ есть символ усреднения по времени. Как нетрудно видеть из уравнения (14), помимо силы Лоренца вклад в эффект увлечения вихревой структуры дает силы вязкости.

Уравнения (11), (12) и (14) полностью определяют $\langle \dot{\mathbf{W}}_2 \rangle$. Расчет показывает, что продольная ультразвуковая волна²⁾ вызывает не только продольное, но и поперечное движение вихревой структуры. Проекция вектора скорости вихревой структуры на оси y и x имеют вид

$$\langle \dot{\mathbf{W}}_2 \rangle_y = \frac{1}{2} \omega k \left(\frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} - 1 \right)^2 \frac{Y^2 - 1}{Y^2 + 1} \frac{X^2}{1 + X^2} U_0^2, \quad (15)$$

$$\langle \dot{\mathbf{W}}_2 \rangle_x = \frac{1}{2} \omega k \left(\frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} - 1 \right)^2 \frac{Y}{Y^2 + 1} \frac{X^2}{1 + X^2} U_0^2, \quad (16)$$

где

$$X = \frac{D}{\omega \eta_0 (1 + Y^2)}, \quad D = \frac{B_0^2}{\mu_0 (1 + \lambda_L^2 k^2)}, \quad Y = \frac{\alpha B_0}{\eta_0}.$$

Из выражений (15) и (16) видно, что силы вязкости дают существенный вклад в эффект увлечения вихревой структуры ультразвуковой волной. В частности, в той области фазовой диаграммы сверхпроводника, где работает режим FF , эффект увлечения будет отсутствовать. В этом режиме коэффициент вязкости имеет вид $\eta = BB_c/r_n$, а такая форма коэффициента вязкости обращает в нуль выражения (15) и (16).

При экспериментальном исследовании описанного выше эффекта основной наблюдаемой величиной является напряженность электрического поля, вызванного движением вихревой структуры, а именно, его постоянной составляющей [5–7]. Перейдем теперь к ее вычислению. Выражение для напряженности электрического поля, вызванного движением вихревой структуры, имеет вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \dot{\mathbf{W}}. \quad (17)$$

Поскольку нас интересует постоянная составляющая напряженности электрического поля, мы подставляем в (17) разложения $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \Delta \mathbf{B}$ и $\dot{\mathbf{W}} = \dot{\mathbf{W}}_1 + \dot{\mathbf{W}}_2$ и, усредняя его по времени, получим

$$\langle \mathbf{E} \rangle = \langle (\mathbf{B}_0 + \Delta \mathbf{B})(\dot{\mathbf{W}}_1 + \dot{\mathbf{W}}_2) \rangle = \mathbf{B}_0 \times \langle \dot{\mathbf{W}}_2 \rangle + \langle \Delta \mathbf{B} \times \dot{\mathbf{W}}_1 \rangle, \quad (18)$$

член $\langle \mathbf{B}_0 \times \dot{\mathbf{W}}_1 \rangle = 0$, а $\langle \Delta \mathbf{B}_0 \times \dot{\mathbf{W}}_2 \rangle$ мы отбрасываем, поскольку это член третьего порядка малости по амплитуде ультразвуковой волны.

На рисунках 1 и 2 представлены результаты численного расчета эффекта для Из (18) видно, что в напряженности электрического поля, кроме эффекта увлечения,

²⁾ Расчет для случая поперечной волны легко выполняется в рамках предложенного в работе формализма. Мы не приводим его здесь в связи с ограниченным объемом статьи.

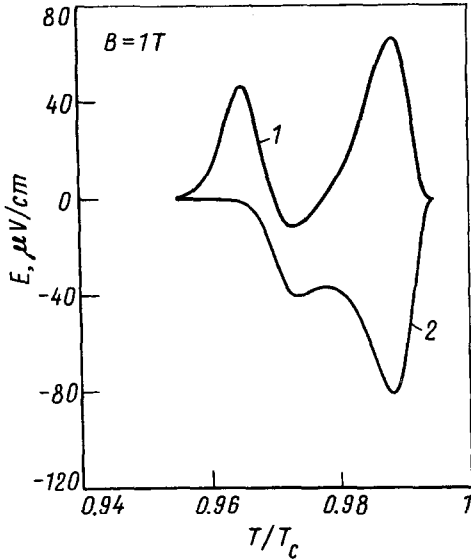


Рис.1. Зависимость от температуры поперечного E_t (кривая 1) и продольного E_l (кривая 2) электрических полей, индуцированных продольной акустической волной амплитудой 10^{-8} м и частотой в 100 МГц в $YBa_2Cu_3O_7$, находящемся во внешнем магнитном поле 1 Тл

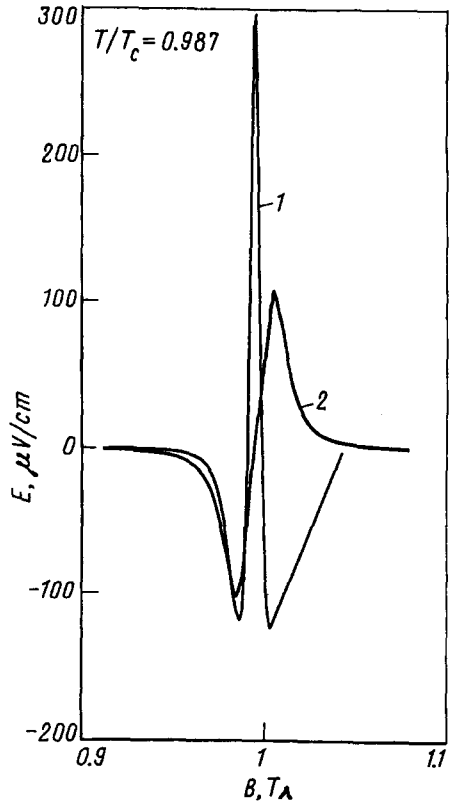


Рис.2. Зависимость от величины внешнего магнитного поля поперечного E_t (кривая 1) и продольного E_l (кривая 2) электрических полей, индуцированных продольной акустической волной амплитудой 10^{-8} м и частотой в 100 МГц в $YBa_2Cu_3O_7$, при фиксированной температуре, равной 0.952 в относительных единицах T/T_c , T_c – температура перехода в сверхпроводящее состояние

дает вклад эффект типа оптического выпрямления [4]. Причем, вклады от первого и второго членов в (18) сравнимы. Проекция электрического поля на оси x и y имеют вид

$$\langle E_y \rangle = \frac{1}{2} \omega_k B_0 Y \left[\left(\frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} - 1 \right)^2 \left(\frac{1}{Y^2 + 1} \right) - 1 \right] \frac{X^2}{1 + X^2} U_0^2, \quad (19)$$

$$\langle E_x \rangle = \frac{1}{2} \omega_k B_0 \left[\left(\frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} - 1 \right)^2 \left(\frac{Y^2 - 1}{Y^2 + 1} \right) + 1 \right] \frac{X^2}{1 + X^2} U_0^2. \quad (20)$$

Из выражений (19) и (20) следует, что в области FF должен наблюдаться акусто-электрический эффект, хотя эффект увлечения вихревой структуры в этой области отсутствует, и проекции $\langle E \rangle_x$, $\langle E \rangle_y$ пропорциональны друг другу: $\langle E \rangle_y = -Y \langle E \rangle_x$. Это масштабное соотношение было бы интересно проверить экспериментально.

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Величина эффекта зависит от параметра α . Знак его известен, поскольку он пропорционален заряду носителей тока. По модулю он может изменяться от нуля в случае очень грязных до максимального значения в очень чистых сверхпроводниках qn_s [13]. Нам не известен коэффициент α в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, но носители заряда – дырки, следовательно, он положителен, и мы его положим равным максимальному значению. И, следовательно, оценим величину продольного акустоэлектрического эффекта сверху³⁾. Все остальные материальные параметры такие же как в [4]. Как видно из рис.1 продольный акустоэлектрический эффект действительно меняет знак ниже точки перехода (в нормальном состоянии напряженность акустоЭДС положительна, поскольку носители тока – дырки, см., например, [20]), и зависимость напряженности продольного электрического поля от температуры очень похожа на экспериментальную [6, 7]. Кроме того, увеличивая магнитное поле, знак эффекта можно изменить (рис.2). Этот факт было бы интересно проверить экспериментально.

Таким образом, в настоящей работе показано, что продольный и поперечный акустоэлектрические эффекты имеют общую природу и должны наблюдаться во всех сверхпроводниках второго рода выше линии необратимости. Ранее эти эффекты рассматривались как независимые [2–], [8]. Оба эффекта имеют экстремумы по температуре и магнитному полю. Предложенная теория объясняет наблюдавшийся в работе Заварицкого [5] максимум величины поперечного акустоэлектрического эффекта по магнитному полю и предсказывает существование еще одного максимума при более низкой температуре. Теория объясняет существование продольного акустоэлектрического эффекта в сверхпроводящем состоянии, наблюдавшемся в работах [6, 7], и отличие его знака от знака в нормальном состоянии, без использования искусственных предположений.

Автор благодарен Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку этой работы, грант 96-02-188505.

-
1. R.H.Parments, Phys. Rev. **89**, 990 (1953).
 2. Е.Д.Гутлянский, Письма в ЖЭТФ **59**, 459 (1994).
 3. E.D.Gutliansky, Physica C **235-240**, 2080 (1994).
 4. Е.Д.Гутлянский, ФТТ **38**, 1341 (1996).
 5. Н.В.Заварицкий, Письма в ЖЭТФ **57**, 695 (1993).
 6. Ю.В.Илисовский, Э.З.Якхинд и др., Письма в ЖЭТФ **52**, 1138 (1991).
 7. Ю.В.Илисовский, Э.З.Якхинд и др., ФТТ **33**, 824 (1991).
 8. A.V.Goltsev, Z. Phys. B **93**, 425 (1994).
 9. P.Nozieres, W.F.Vinen, Philosoph. Mag. **14**, 667 (1966).
 10. H.E.Hall and W.F.Vinen, Proc. R. Soc. London **238**, 215 (1956).
 11. V.Ambegaokar, B.I.Halperin, D.R.Nelson, and E.D.Siggia, Phys. Rev. B **21**, 1806 (1980).
 12. S.J.Hagen, C.J.Lobb, R.L.Green et al., Phys. Rev. B **41**, 11630 (1990).
 13. Е.В.Сонин, Phys. Rev. B **55**, 485 (1997).
 14. J.Pankert, Physica C **168**, 335 (1990).
 15. Е.Д.Гутлянский, ФНТ **18**, 428 (1992).
 16. E.D.Gutliansky and T.V.Kolesnikova, Physica C **235-240**, 2078 (1994).
 17. Е.В.Сонин, Phys. Rev. Lett. **76**, 2794 (1996).
 18. D.Dominguez, B.Bulaevskii, B.Ivlev et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2579 (1995).
 19. D.Dominguez, B.Bulaevskii, B.Ivlev et al., Phys. Rev. **51**, 15649 (1995).
 20. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1975.

³⁾ Продольный акустоэлектрический эффект отсутствует, если $\alpha = 0$, поперечный же есть при всех значениях α .