

Усиление поверхностных акустических волн движением вихревой структуры пленок.

Е.Д. Гутлянский

НИИ Физики Ростовского государственного университета, 344090 . Ростов-на-Дону, Россия

Экспериментально установлено, что движущимися электронами можно усиливать ультразвуковые волны в пьезополупроводниках [1].

С открытием ВТСП оказалось, что в этих сверхпроводниках существует подвижная вихревая структура, которую можно, пропуская через сверхпроводник постоянный электрический ток, разгонять до больших скоростей, хотя необходимо отметить, что это делалось и в низкотемпературных сверхпроводниках [2]. Движущиеся вихри взаимодействуют с кристаллической решеткой сверхпроводника за счет двух механизмов: это передача импульса от нормальных электронов внутри кора кристаллической решетке и ее дефектам и движущимся фазовым переходом – когда в процессе движения вихря движущаяся с вихрем сверхтекучая электронная жидкость переходит в нормальное состояние и уже нормальные электроны передают свой импульс кристаллической решетке. Эти взаимодействия мы описываем феноменологически вводя некий эффективный коэффициент вязкости μ . Этот коэффициент непосредственно связан с удельной проводимостью сверхпроводника ρ соотношением

$\mu = B_0^2 / \rho$ - здесь B_0 - индукция магнитного поля внутри сверхпроводника, пропорциональная плотности вихревой структуры. В работе [2] мы показали, что движущаяся вихревая структура может усиливать (генерировать) ультразвуковые волны в том случае, если скорость ее движения как целого превышает скорость звука в этом сверхпроводнике. В работе [3] было показано, что ;;; движущаяся как целое вихревая структура может усиливать (генерировать) ультразвук и при скоростях движения вихревой структуры гораздо меньше скорости ультразвука.

Цель предлагаемой работы показать, что движущаяся вихревая структура может усиливать (генерировать) поверхностные акустические волны (ПАВ) в подложке на которую нанесена сверхпроводящая пленка и эта структура помещена во внешнее магнитное поле.

Ниже мы будем считать сверхпроводящую пленку, удовлетворяющую следующим двум критериям: $d \ll \lambda_R$ и $d \leq \lambda_L$, здесь d, λ_R, λ_L - толщина, длина волны ПАВ и лондоновская глубина проникновения, соответственно. Первый критерий позволит нам для расчета коэффициента затухания и дисперсии скорости использовать механическую теорию возмущений и заменить сверхпроводящую пленку на поверхности подложки некоторым импедансным граничным условием, учитывающим

взаимодействие вихревой структуры с вектором деформации подложки. Второй критерий означает, что лондоновские токи текут по всему объему пленки и позволяет нам обобщить перловское рассмотрение на случай деформируемой пленки, в которой вектор деформации пленки взаимодействует с вектором деформации вихревой структуры. d, λ_R - толщина и длина волны ПАВ, соответственно.

Система уравнений, описывающая взаимодействие вектора деформации вихревой структуры пленки \vec{W} с вектором деформации пленки \vec{U} имеет вид:

$$\dot{\vec{I}}' = \frac{1}{\mu_0 \lambda_{eff}} \frac{2k \lambda_{eff} \left(\dot{\vec{W}}' \times \vec{B}_v \right) + \frac{m}{q} \ddot{\vec{U}}}{1 + 2k \lambda_{eff}} \quad (1)$$

$$\eta_f (\dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}}) - \alpha_f (\dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}}) \times \vec{B}_v = \vec{I}_0 \times \vec{B}_v + \vec{I}_a \times \vec{B}_v \quad (2)$$

$$\dot{\vec{I}}_a = \frac{1}{\mu_0} \frac{2k}{1 + 2k \lambda_{eff}} \vec{V} \times \vec{B}_v + \frac{1}{\mu_0} \frac{2k}{1 + 2k \lambda_{eff}} \left(\dot{\vec{W}}' \times \vec{B}_v - \frac{m}{q} \ddot{\vec{U}} \right) \quad (3)$$

здесь \vec{I}_a - полный поверхностный ток в лабораторной системе координат, включающий в себя ионный ток; \vec{I}_0 - ток создаваемый внешним источником и задающий постоянную составляющую скорости движения вихревой структуры как целого \vec{V} ; $\lambda_{eff} = \lambda_L^2 / d$

$$\frac{\partial \vec{B}_v}{\partial t} = \nabla \times \left[\left(\dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}} \right) \times \vec{B}_v \right] \quad (4)$$

$$\dot{\vec{W}} = \vec{V} + \dot{\vec{W}}' \quad (5)$$

здесь $\dot{\vec{W}}, \dot{\vec{W}}'$ - локальная скорость вихревой структуры, постоянная составляющая скорости вихревой структуры как целого, переменная составляющая локальной скорости вихревой структуры, соответственно. Систему уравнений (1)–(5) мы решаем, используя теорию возмущений, и оставляя в уравнениях члены только первого

порядка малости по вектору деформации поверхности подложки. С этой целью мы представляем \vec{B}_v в виде суммы двух слагаемых

$$\vec{B}_v = \vec{B}_0 + \Delta\vec{B}_v \quad (6)$$

а полный вектор магнитной индукции в пленке в виде $\vec{B} = \vec{B}_0$. При линейризации мы учитываем зависимость коэффициента вязкости η от B_v и разложим $\eta(B_v)$ в ряд Тейлора в точке B_0 с точностью до членов второго порядка малости по ΔB_v : $\eta_f = \eta_0 + \eta_{,B} \cdot \Delta B_v$ где $\eta_0 = \eta_f(B_0)$ нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости по колебаниям плотности вихревой структуры, а $\eta_{,B} = (d\eta(B_v)/dB_v)_{B_0}$. Далее мы будем рассматривать случай грязного сверхпроводника и полагать, что сила Магнуса компенсируется силами поперечного трения и будем полагать коэффициент $\alpha_f = 0$ (это предположение означает, что мы пренебрегаем эффектом Холла). Далее мы показываем, что пленку на поверхности подложки можно с точностью до членов второго порядка по величине d/λ_R заменить на граничное условие вида:

$$\sigma_{zy}(0) = \left[qn_s d \left(\dot{\vec{U}} \times \vec{B} \right)_z - \left(\vec{I}' \times \vec{B}_v \right)_z - \left(\vec{I}_0 \times \vec{B}_v \right)_z \right] \Big|_{y=0} \quad (7)$$

$$\sigma_{xy}(0) = \left[qn_s d \left(\dot{\vec{U}} \times \vec{B} \right)_x - \left(\vec{I}' \times \vec{B}_v \right)_x - \left(\vec{I}_0 \times \vec{B}_v \right)_x \right] \Big|_{y=0}$$

Используя это импедансное граничное условие мы нашли вклад в коэффициент затухания ПАВ акустовихревого взаимодействия

$$\alpha = D \left(1 - \beta \frac{V}{v_R^0} \right) \frac{X}{\left(1 - \gamma \frac{V}{v_R^0} \right)^2 + X^2} \frac{|\dot{U}_z|^2}{4\omega P_z} \quad (8)$$

здесь $D = 2kB_0^2 / \mu_0 (1 + 2\lambda_{eff}k)$;

$$\beta = 1 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0}; \quad \gamma = 2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right).$$

Формула (8) дает коэффициент затухания продольной ПАВ распространяющейся вдоль оси Z и имеющую поляризацию вдоль оси Z и вдоль оси Y (внешнее магнитное поле направлено вдоль оси Y), U_z, P_z - вектор амплитуды и вектор Умова – Пойтинга ПАВ. Из формулы (8) следует, что если скорость вихревой структуры превышает величину

V_R/β , то знак α меняется на противоположный и затухание заменяется на усиление и, следовательно возможна генерация за счет тепловых флуктуаций. На вольтамперной характеристике пленки в момент возникновения эффекта должно возникать плато. Такое плато наблюдалось в целом ряде работ см. например [4]. Это плато обычно объясняется эффектом Ларкина и Овчинникова. Как следует из наших результатов оно может быть следствием генерации ПАВ. Мы рассчитали скорость начала генерации для ситуации рассмотренной [4]: подложка MgO с нанесенной на ней пленкой $YBaCuO$.

Результат расчета представлен на Рис. 1.

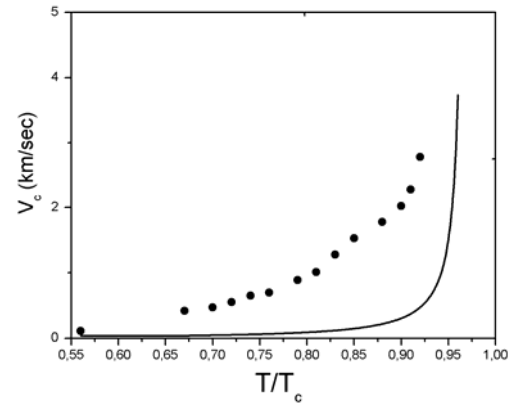


Рис. 1. Зависимость критической скорости вихревой структуры от относительной температуры при индуктивности внешнего магнитного поля 1.8 Т. Точками показаны экспериментальные результаты работы [115]. Сплошная кривая – результат нашего расчета.

Учитывая, что для расчета коэффициента вязкости мы брали удельное сопротивление для двигающейся с малой скоростью вихревой структуры, результат сравнения можно считать удовлетворительным.

Работа выполнена при поддержке программ: Университеты России грант ур.01.01.036 и Мин.Обр. грант E02-3-334.

1. A. R Hutson., J. H. McFee, et al. Phys. Rev. Lett. **7**, 237 (1961).
2. Мусиенко Л.Е., Дмитренко И.М., и др. Письма в ЖЭТФ. **31**, 603 (1980)
3. E.D. Gutliansky. Phys.Rev. **B66**, 52511 (2002).
4. Е.Д. Гутлянский, Известия РАН, Серия Физическая, **68**, №5, (2004).
5. Doettinger S.G., Huebener R.P., et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1691 (1994)