

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ДВИЖУЩИМИСЯ ВИХРЕВЫМИ СТРУКТУРАМИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК

*Е. Д. Гутлянский**

*Научно-исследовательский институт физики Ростовского государственного университета
334002, Ростов-на-Дону, Россия*

Предложен способ описания движущейся вихревой структуры пленок и ее взаимодействия с поверхностными акустическими волнами (ПАВ). Показано, что движущаяся вихревая структура может усиливать (генерировать) ПАВ. Этот эффект, в отличие от аналогичного эффекта в полупроводниковых пленках, может возникать при скоростях движения вихревой структуры гораздо меньших скорости ПАВ. Показано, что в движущейся вихревой структуре существует односторонняя коллективная мода, и она порождает резонансный по скорости вихревой структуры акустический аналог диодного эффекта, а именно, аномальное затухание ПАВ в направлении движения вихревой структуры и отсутствие его при распространении в противоположном направлении.

PACS: 74.25.Ld

Последние годы внимание исследователей привлекают физические явления, происходящие с движущейся вихревой структурой пленок сверхпроводников [1–8]. Поэтому представляют большой интерес новые нетрадиционные методы исследования движущейся вихревой структуры пленок и поиск возможностей их использования для создания новых типов приборов.

Эффект взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ) с электронами полупроводниковых пленок, с одной стороны, сделал их мощным методом исследования полупроводниковых пленок, а с другой, послужил основой прикладной науки акустоэлектроники [9].

В наших работах, см., например, [10–13], был предложен новый метод описания движущихся вихревых структур в объемных сверхпроводниках и рассмотрены механизмы их взаимодействия с ультразвуковыми волнами. В данной работе мы рассматриваем обобщение этого метода на сверхпроводящие пленки, позволяющее учесть взаимодействие вихревых структур пленок с ПАВ в структурах сверхпроводящая пленка – диэлектрическая подложка (рис. 1).

В предлагаемой работе мы покажем, что

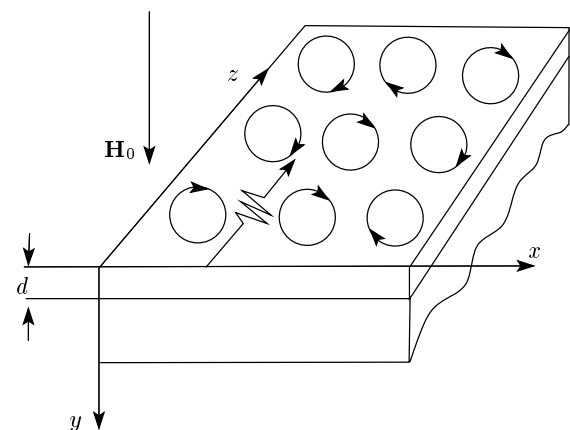


Рис. 1. Подложка с нанесенной на нее сверхпроводящей пленкой толщины d , помещенная в перпендикулярное внешнее магнитное поле H_0 . Поверхностная волна распространяется в положительном направлении оси z

1) в движущейся вихревой структуре пленки при достаточно больших скоростях движения существует односторонняя коллективная мода, которая распространяется только в направлении движения вихревой структуры, в противоположном направлении такая мода не существует;

*E-mail: gutlian@ip.rsu.ru

2) эта мода приводит к возникновению акустического аналога диодного эффекта: коэффициент затухания ПАВ в структуре сверхпроводящая пленка — диэлектрическая подложка в направлении движения вихревой структуры при совпадении скорости вихревой моды со скоростью ПАВ будет гораздо больше, чем при распространении в противоположном направлении;

3) когда скорость движения вихревой системы превышает некоторую величину, вообще говоря, меньшую скорости поверхностной акустической волны, должно возникать ее усиление (генерация).

Ниже мы будем рассматривать задачу взаимодействия ПАВ с вихревой структурой в пленке в конфигурации, изображенной на рис. 1. ПАВ распространяется в направлении оси z , внешнее магнитное поле направлено в положительном направлении оси y . Будем считать пленку тонкой, как в механическом смысле (толщина d пленки гораздо меньше длины волны λ_R ПАВ, $d \ll \lambda_R$), так и в электрическом (толщина пленки меньше лондоновской глубины проникновения λ_L). В частности, из первого предположения следует, что вектор деформации \mathbf{U}^f пленки можно полагать не зависящим от координаты y и, как мы убедимся ниже, равным вектору деформации \mathbf{U} поверхности подложки. Второе предположение позволяет применить подход Перла [14] для нахождения распределения токов и магнитного поля в сверхпроводящей пленке. И, наконец, мы пренебрегаем нормальными носителями¹⁾ тока и считаем, что в пленке существует только две подсистемы создающие ток — сверхпроводящие электроны и ионная решетка. Кроме того, для описания движения вихревой структуры в пленке мы применяем гидродинамический подход, предполагая что $\lambda_L \ll \lambda_R$.

Взаимодействие движущейся вихревой структуры с кристаллической решеткой сверхпроводника можно описать, вводя феноменологический коэффициент вязкости η вихревой структуры [10], который зависит от плотности вихревой структуры и температуры. Он однозначно связан с удельным сопротивлением r сверхпроводника: $\eta = B_0^2/r$, где B_0 — индукция магнитного поля внутри сверхпроводника, пропорциональная плотности вихревой структуры. Ниже будем рассматривать только «грязные» сверхпроводники (будем пренебрегать эффектом Холла).

Усредняя уравнение (12) из работы [13] по толщине d пленки и полагая коэффициент α , описыва-

ющий эффект Холла, равным нулю, получим уравнение движения вихревой структуры в пленке сверхпроводника:

$$\eta_f(\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}}) = \mathbf{I}_0 \times \mathbf{B}_v + \mathbf{I}_a \times \mathbf{B}_v, \quad (1)$$

где \mathbf{I}_0 и \mathbf{I}_a — соответственно постоянная и переменная составляющие поверхностной плотности тока, $\mathbf{B}_v = B_v \mathbf{e}_z$, B_v — поверхностная плотность вихревой структуры, \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении внешнего магнитного поля [12]. Составляющая I_0 задается внешним источником и служит для разгона вихревой структуры до нужной скорости, I_a индуцируется колебаниями пленки и вихревой структуры, η_f — коэффициент вязкости вихревой структуры в пленке (величина η_f фактически является поверхностной вязкостью и аналогично тому, как это делается для объемных сверхпроводников [10], может быть выражена через поверхностное сопротивление ρ_s пленки: $\eta_f = B_0^2/\rho_s$).

Далее, чтобы выразить переменную составляющую I_a плотности тока через векторы деформации \mathbf{U}^f пленки и векторы деформации \mathbf{W} вихревой структуры, необходимо уравнение для распределения магнитного поля внутри пленки. В рамках предположений, сформулированных выше, мы получили уравнение, связывающее распределение колебаний плотности вихревой структуры и векторы деформации пленки с распределением векторного потенциала внутри пленки:

$$\mathbf{A}\delta(y) - \lambda_{eff}\nabla^2\mathbf{A} = \mathbf{S}\delta(y) - \frac{m}{q}\dot{\mathbf{U}}\delta(y), \quad (2)$$

где $\mathbf{S} = \phi_0\nabla\Phi/2\pi$, $\nabla \times \mathbf{S} = \mathbf{B}_v$, ϕ_0 , Φ и \mathbf{A} — соответственно квант магнитного потока, фаза параметра порядка и векторный потенциал магнитного поля, $\lambda_{eff} = \lambda_L^2/d$, m и q — соответственно масса и заряд носителя тока, $\delta(y)$ — дельта-функция. Уравнение (2) переходит в уравнение Перла [14], если положить вектор деформации пленки равным нулю. Для полного описания движения вихревой структуры в пленке необходимо добавить к уравнениям (1) и (2) уравнение непрерывности для \mathbf{B}_v [10],

$$\frac{\partial \mathbf{B}_v}{\partial t} = \nabla \times [(\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}}) \times \mathbf{B}_v], \quad (3)$$

и уравнение Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{I}_a \delta(y), \quad (4)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, \mathbf{B} — индукция магнитного поля.

¹⁾ Это предположение эквивалентно допущению, что нормальные электроны движутся вместе с ионной решеткой сверхпроводника и частично экранируют заряд ионов.

Решая систему уравнений (2)–(4), можно найти поверхностный ток, генерируемый колебаниями вихревой структуры и ионной решетки сверхпроводника:

$$\dot{\mathbf{I}}_a = \frac{1}{\mu_0} \frac{2k}{1 + 2k\lambda_{eff}} \left(\dot{\mathbf{W}}' \times \mathbf{B}_v - \frac{m}{q} \ddot{\mathbf{U}} \right), \quad (5)$$

где $\dot{\mathbf{W}} = \mathbf{V} + \dot{\mathbf{W}}'$, $\dot{\mathbf{W}}'$ — переменная составляющая скорости вихревой структуры, \mathbf{V} — постоянная составляющая скорости вихревой структуры, порожденная постоянным разгоняющим током \mathbf{I}_0 , задаваемым внешним источником, k — волновой вектор ПАВ.

Перейдем теперь к рассмотрению механической части задачи. Нас интересует решение задачи о взаимодействии ПАВ с пленкой. Покажем, что в рамках предположений о малой толщине пленки ($d/\lambda_R \ll 1$) эта задача сводится к задаче о подложке с импедансным граничным условием.

Механическое граничное условие на свободной поверхности пленки — это отсутствие сил на свободной поверхности (рис. 1):

$$\sigma_{yy}^f(-d) = \sigma_{zy}^f(-d) = \sigma_{xy}^f(-d) = 0. \quad (6)$$

Здесь σ_{ij}^f — тензор напряжений в пленке, $y = -d$ — координата свободной поверхности пленки.

Граничные условия в области контакта пленки с подложкой отражают тот факт, что пленка без разрыва соединена с подложкой и отсутствует проскальзывание при касательных напряжениях. Математически это можно записать, полагая, что вектор деформации на поверхности пленки в области контакта пленка–подложка совпадает с вектором деформации \mathbf{U} и поверхностные силы, возникающие в плоскости контакта пленка–подложка также совпадают:

$$\begin{aligned} U_i(0) &= U_i^f(0), & \sigma_{yy}(0) &= \sigma_{yy}^f(0), \\ \sigma_{zy}(0) &= \sigma_{zy}^f(0), & \sigma_{xy}(0) &= \sigma_{xy}^f(0) \end{aligned} \quad (7)$$

(тензор деформации без верхнего индекса относится к подложке).

Рассмотрим уравнение теории упругости, описывающее колебания пленки [13] (ниже ограничимся изотропной пленкой и для простоты не будем учитывать ее собственную вязкость):

$$\rho \frac{\partial^2 U_i^f}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}^f}{\partial x_j} - qn_s(\dot{\mathbf{U}}^f \times \mathbf{B})_i + (\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}_v)_i. \quad (8)$$

Здесь \mathbf{J}_s — плотность сверхпроводящего тока, ρ — плотность пленки, n_s — концентрация сверхпрово-

дящих электронов, σ_{ij} — тензор напряжений, который выражается через тензор деформаций u_{ij} следующим образом [15]:

$$\sigma_{ij} = K u_{ij} + 2\mu \left(u_{ij} - \frac{1}{3} u_{ll} \delta_{ij} \right), \quad (9)$$

где

$$u_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right),$$

K — модуль всестороннего сжатия, μ — модуль сдвига материала пленки.

Запишем теперь проекцию уравнения (8) на оси z и x в плоскости $y = 0$ и умножим ее на $-d$:

$$\begin{aligned} -d\rho \frac{\partial^2 U_z^f}{\partial t^2} &= -d \left. \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} \right|_{y=0} - d \left. \frac{\partial \sigma_{zz}^f}{\partial z} \right|_{y=0} + \\ &+ qn_s d (\dot{\mathbf{U}}^f \times \mathbf{B})_z - d (\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}_v)_z, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} -d\rho \frac{\partial^2 U_x^f}{\partial t^2} &= -d \left. \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \right|_{y=0} - d \left. \frac{\partial \sigma_{xz}^f}{\partial z} \right|_{y=0} + \\ &+ qn_s d (\dot{\mathbf{U}}^f \times \mathbf{B})_x - d (\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}_v)_x. \end{aligned} \quad (11)$$

Прибавим $\sigma_{zy}^f(0)$ и $\sigma_{xy}^f(0)$ к обеим частям уравнений соответственно (10) и (11) и, учитывая разложение граничного условия (6) на поверхности пленки по y с точностью до членов второго порядка малости по d ,

$$\sigma_{zy}^f(0) - d \left. \frac{\partial \sigma_{zy}^f}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad (12)$$

$$\sigma_{xy}^f(0) - d \left. \frac{\partial \sigma_{xy}^f}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \quad (13)$$

перепишем уравнения (10) и (11) с учетом граничных условий (7) и материальных условий (9) следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{zy}(0) &= \left\{ d \left[\rho \frac{\partial^2 U_z}{\partial t^2} - \left(K + \frac{2}{3} \mu \right) \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} \right] + \right. \\ &+ \left. qn_s d (\dot{\mathbf{U}} \times \mathbf{B})_z - (\mathbf{I}_a \times \mathbf{B}_v)_z \right\}_{y=0}, \\ \sigma_{xy}(0) &= \left[d \left(\rho \frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} \right) + \right. \\ &+ \left. qn_s d (\dot{\mathbf{U}} \times \mathbf{B})_x - (\mathbf{I}_a \times \mathbf{B}_v)_x \right]_{y=0}. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, мы получили граничное условие на поверхности подложки, в которое входит только вектор деформации подложки.

Система уравнений (1), (3), (5) совместно с граничными условиями (14) позволяет найти выражения для коэффициента затухания и относительного изменения скорости ПАВ в любой подложке. Эту систему мы решаем в первом приближении теории возмущений по вектору деформации аналогично тому, как это делается в работе [13], полагая $\dot{\mathbf{W}} = \mathbf{V} + \dot{\mathbf{W}}'$, $B_v = B_0 + \Delta B_v$ и раскладывая $\eta(B_v)$ в ряд Тейлора в точке B_0 с точностью до членов второго порядка малости по ΔB_v :

$$\eta_f = \eta_0 + \eta_{,B} \Delta B_v,$$

где $\eta_0 = \eta_f(B_0)$ — нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости по колебаниям плотности вихревой структуры, а $\eta_{,B} = (d\eta(B_v)/dB_v)_{B_0}$. Выражение для коэффициента затухания продольной ПАВ получается методом, основанным на соотношениях взаимности [16] и имеет вид

$$\alpha = D \left(1 - \beta \frac{V}{v_R^0}\right) \frac{X}{\left(1 - \gamma \frac{V}{v_R^0}\right)^2 + X^2} \frac{|\dot{U}_z|^2}{4\omega \bar{P}_z}, \quad (15)$$

где

$$D = \frac{2kB_0^2}{\mu_0(1 + 2\lambda_{eff}k)}, \quad \beta = 1 - \frac{\eta_{,B}B_0}{\eta_0},$$

$$\gamma = 2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\eta_{,B}B_0}{\eta_0}\right), \quad X = \frac{D}{\omega\eta_f},$$

v_R^0 — скорость ПАВ на свободной поверхности, $k = \omega/v_R^0$ и ω — соответственно волновой вектор и круговая частота ПАВ, $|\dot{U}_z|^2/4\omega \bar{P}_z$ — величина, характеризующая свойства ПАВ на свободной поверхности, рассчитанная для разных материалов подложек (см. таблицу в книге [16]), \bar{P}_z — среднее по времени значение вектора Умова – Пойнтинга для ПАВ.

Формула (15) дает коэффициент затухания продольной ПАВ, распространяющейся вдоль оси z и поляризованной вдоль осей z и y (внешнее магнитное поле направлено вдоль оси y), см. рис. 1. Из формулы (15) следует, что если скорость вихревой структуры превышает величину $V_c = v_R^0/\beta$, то знак α меняется на противоположный, затухание заменяется на усиление и, следовательно, помимо усиления ПАВ возможна генерация за счет тепловых флуктуаций, т. е., если мы возбуждаем ПАВ внешним источником, она усиливается. Но этот эффект позволяет также генерировать ПАВ. Если внутрь ПАВ-резонатора поместить сверхпроводящую пленку с движущейся вихревой структурой, скорость которой больше критической скорости, то флуктуационные ПАВ будут усиливаться и мы получим генератор на частоте, определяемой рабочей частотой

резонатора. Величина β в зависимости от температуры и плотности вихревой структуры может быть как больше единицы, так и меньше. В частности в режиме свободного потока (Free Flux Flow) величина β равна нулю и эффект усиления вообще не возникает. Наибольший интерес представляет случай, когда $\beta > 1$. В этом случае скорость вихревой структуры, при которой возникает усиление ПАВ, меньше скорости ПАВ. Этот эффект возникает, когда величина $\eta_{,B}$ становится отрицательной.

Эффект усиления ПАВ электронами, движущимися со скоростью, большей скорости ПАВ, в структурах полупроводниковая пленка – пьезоэлектрическая подложка впервые был рассмотрен в работе [17]. В отличие от полупроводниковых, в сверхпроводящих пленках эффект усиления ПАВ, как следует из наших результатов, может возникать при скоростях движения вихревой структуры гораздо меньших, чем скорость ПАВ.

Эффект генерации ПАВ за счет роста тепловых флуктуаций можно увидеть на вольт-амперной характеристике сверхпроводящей пленки, помещенной во внешнее магнитное поле. На ней в момент возникновения эффекта должно возникать плато. Такое плато наблюдалось в целом ряде работ (см., например, [18]). Это плато обычно объясняется эффектом Ларкина – Овчинникова [19]. Как следует из наших результатов, оно может быть следствием генерации ПАВ при превышении скоростью вихревой структуры критической величины V_c . Мы рассчитали V_c для экспериментально исследованного в работе [18] образца, состоящего из подложки MgO и нанесенной на нее пленкой YBaCuO. Для оценки V_c мы используем модифицированную эмпирическую формулу Тинкхама [20] для удельного сопротивления сверхпроводника в смешанном состоянии YBaCuO:

$$r = r_0 I_0^{-2} \left(\frac{\gamma_0}{2}\right), \quad \gamma_0 = 5 \cdot 10^2 \frac{(1-t)^{3/2}}{B}, \quad t = \frac{T}{T_c}.$$

Здесь $I_0(x)$ — функция Бесселя, r_0 — удельное сопротивление в нормальном состоянии, T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние. Выражение для коэффициента вязкости в режиме термоактивированного потока вихрей (ТАФФ) имеет вид $\eta = B^2/r$. Однако, поскольку численное значение коэффициента в аргументе бесселевой функции было подогнано Тинкхамом для объемных сверхпроводников, а нас интересует пленка, с целью достижения лучшего согласия с экспериментом [18] мы заменили численный коэффициент $5 \cdot 10^2$ в выражении для γ_0 на $3.2 \cdot 10^2$. Скорость ПАВ для MgO составляет $5 \cdot 10^3$ м/с [21]. Величину внешнего магнитного поля

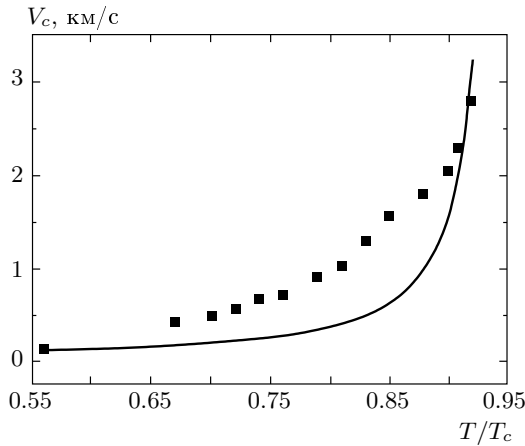


Рис. 2. Зависимость критической скорости вихревой структуры от относительной температуры во внешнем магнитном поле 1.8 Тл. Точками показаны экспериментальные результаты работы [18]. Сплошная кривая — результат нашего расчета

мы взяли 1.8 Тл. На рис. 2 точками показаны экспериментальные значения критической скорости [18] и непрерывной линией — результат нашего расчета. Сравнение рис. 2 с рис. 1 из работы [13] показывает, что совпадение с экспериментом в нашем случае гораздо лучше. Учитывая тот факт, что для расчета мы использовали эмпирическое значение удельного сопротивления, полученного для объемных сверхпроводников с вихревой структурой, движущейся с малой скоростью, можно считать согласие с экспериментом удовлетворительным.

Необходимо отметить, что из формулы (15) следует еще один интересный результат: отношение $\alpha_{at}(V)/\alpha_{at}(-V)$ ведет себя резонансным образом относительно скорости вихревой структуры — достигает максимума при определенной скорости движения вихревой структуры, приблизительно равной $v_R^0/2\gamma$. Здесь $\alpha_{at}(V)$, $\alpha_{at}(-V)$ — коэффициенты затухания ПАВ соответственно в случае, когда направление движения вихревой структуры и направление распространения ПАВ совпадают, и в противоположном случае. Таким образом, можно констатировать, что в результате взаимодействия ПАВ с движущейся вихревой структурой возникает акустический аналог диодного эффекта, причем похожего эффекта в полупроводниковых пленках не существует. Природа этого эффекта связана с возникновением в движущейся вихревой структуре новой коллективной вихревой моды, которая не существует в состоянии покоя.

Чтобы в этом убедиться, рассмотрим фурье-образ уравнения движения вихревой структуры пленки. Это уравнение получается из уравнений (1), (3), (5) и описывает колебания плотности вихревой структуры, движущейся со скоростью V :

$$\left[-i\omega\eta_0 + i\omega\eta_0 \left(1 + \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right) \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}}{\omega - V k} + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}}{\omega - V k} D \right] \mathbf{W}' = -D \mathbf{W}'. \quad (16)$$

Из уравнения (16) непосредственно получается дисперсионное уравнение для этих колебаний:

$$\left(i \frac{C}{\omega\eta_0} - \frac{2V}{\omega} \gamma \right) k + 1 = 0, \quad (17)$$

откуда с учетом неравенства $\lambda_{eff} k_0 \ll 1$ для волнового вектора следует выражение

$$k = \frac{\omega}{2\gamma V} \frac{1}{1 + \delta^2} (1 + i\delta). \quad (18)$$

Здесь

$$C = \frac{2B_0^2}{\mu_0(1 + 2\lambda_{eff} k_0)}, \quad \delta = \frac{C}{2\gamma V \eta_0}, \quad k_0 = \frac{\omega}{2\gamma V}.$$

Если $\delta \ll 1$, то существует хорошо определенная коллективная мода, фазовая скорость V_{mf} которой равна

$$V_{mf} = 2\gamma V. \quad (19)$$

Если скорость v_R ПАВ совпадает со скоростью этой моды, мы имеем резонансную перекачку энергии ПАВ в энергию движения вихревой структуры. Например, для режима свободного потока скорость этой моды $V_{mf} \approx V$. Следовательно, при скорости вихревой структуры в окрестности точки $V \approx v_R$ и тем более в области $V > v_R$, эта мода хорошо определена — неравенство $\delta \ll 1$ удовлетворяется с большим запасом:

$$2r_n B_0 / 3\mu_0 V B_{c2} \ll 1. \quad (20)$$

Здесь r_n — сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, B_{c2} — второе критическое поле. Поэтому при скорости вихревой структуры $V \approx v_R$ происходит перекачка энергии из ПАВ в коллективную моду и наблюдается аномальное затухание ПАВ. Как мы уже отмечали выше, в рассматриваемом режиме эффект усиления ПАВ не существует, и вместо усиления ПАВ при скоростях вихревой структуры, равных скорости ПАВ, мы будем наблюдать аномальное затухание. Интересной особенностью рассматриваемой моды является то, что она

распространяется только в направлении движения вихревой структуры (назовем ее односторонней). Поэтому ПАВ, распространяющаяся в противоположном направлении, будет затухать слабо. Этим и объясняется, почему затухание ПАВ ведет себя диодоподобным образом.

Таким образом, мы показали, что задача взаимодействия ПАВ с вихревой структурой пленок сводится к задаче распространения ПАВ на свободной поверхности подложки с импедансным граничным условием, которое учитывает взаимодействие ПАВ с движущейся вихревой структурой. Возможно усиление ПАВ движущейся вихревой структурой, причем в отличие от аналогичного эффекта в акустоэлектронике [9], скорость вихревой структуры может быть гораздо меньше скорости ПАВ. В движущихся с достаточно большими скоростями вихревых структурах должна существовать односторонняя коллективная мода — в эксперименте по измерению затухания ПАВ она приводит к акустическому аналогу диодного эффекта. Коэффициент затухания ПАВ существенно зависит от логарифмической производной коэффициента вязкости по плотности вихревой структуры (магнитной индукции внешнего магнитного поля) что дает возможность находить эту величину из ультразвуковых измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16959).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580 (1994).
2. U. Yaron, P. L. Gammel, D. A. Huse et al., Nature **376**, 753 (1995).
3. F. Pardo, F. de la Cruz, P. L. Gammel et al., Nature (London) **396**, 348 (1998).
4. M. C. Hellerqvist, D. Ephron, W. R. White et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 21, 4022 (1996).
5. M. C. Hellerqvist and A. Kapitulnik, Phys. Rev. B **56**, 5521 (1997).
6. B. I. Ivlev, S. Vejjia-Rosales, and M. N. Kunchur, Phys. Rev. B **60**, 12419 (1999).
7. M. N. Kunchur, B. I. Ivlev, and J. M. Knight, Phys. Rev. Lett. **87**, 177000 (2001).
8. R. Besseling, N. Kokubo, and P. H. Kess, Phys. Rev. Lett. **91**, 177002 (2003).
9. Ю. В. Гуляев, УФН **175**, 887 (2005).
10. Е. Д. Гутлянский, Письма в ЖЭТФ **67**, 222 (1998).
11. Е. Д. Гутлянский, ФТТ **45**, 774, (2003).
12. E. D. Gutliansky, Phys. Rev. B **66**, 52511 (2002).
13. Е. Д. Гутлянский, Письма в ЖЭТФ **82**, 72 (2005).
14. J. Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1973).
16. B. A. Auld, *Acoustic Field and Waves in Solids*, John Wiley & Sons, New York (1973).
17. Ю. В. Гуляев, В. И. Пустовойт, ЖЭТФ **47**, 2251 (1964).
18. S. G. Doettinger, R. P. Huebener, R. Gerdemann et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1691 (1994).
19. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **68**, 1915 (1975).
20. M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. **61**, 1658 (1988).
21. А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко и др., *Акустические кристаллы*, Наука, Москва (1982).