

# Спектр колебаний изолированной массивной вихревой линии в анизотропном сверхпроводнике: роль температуры

С.В. Васильев<sup>1,3</sup>, В.В. Чабаненко<sup>1</sup>, Н.В. Кузовой<sup>1</sup>, В.Ф. Русаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

E-mail: knv48@i.ua

<sup>2</sup>Донецкий национальный университет, ул. Университетская, 24, г. Донецк, 83055, Украина

<sup>3</sup>Луганский национальный университет имени Тараса Шевченко  
ул. Оборонная, 2, г. Луганск, 91011, Украина

Статья поступила в редакцию 26 июня 2012 г.

Обобщена задача De Gennes и Matricon о колебаниях одиночной вихревой линии с учетом силы пиннинга, вязкости и эффективной массы вихря. Для сверхпроводника YBaCuO проведен расчет характерных частот колебаний вихря. Рассмотрены температурные зависимости частот колебаний для случая анизотропного сверхпроводника.

Узагальнено задачу De Gennes та Matricon про коливання окремої вихревої лінії з урахуванням сили пінінга, в'язкості та ефективної маси вихору. Для надпровідника YBaCuO проведено розрахунок характерних частот коливань вихору. Розглянуто температурні залежності частот коливань для випадку анізотропного надпровідника.

PACS: 74.25.Uv Вихревые фазы (включая вихревые решетки, вихревые жидкости и вихревые стекла);  
74.25.Wx Вихревой пиннинг (включая механизмы и течение потока).

Ключевые слова: вихрь Абрикосова, эффективная масса вихря, динамика вихревой линии, сила пиннинга, сила вязкости.

В недавней экспериментальной работе [1] осуществлена попытка манипуляции одиночным вихрем Абрикосова в высокотемпературной сверхпроводящей пленке YBaCuO с помощью иглы MFM (Magnetic Force Microscope), движение которой модулировалось в плоскости в двух направлениях. Таким образом, индуцировалось некое колебательное движение вихря под действием внешней переменной неоднородной силы. В работе [2] дано теоретическое описание такого движения и построена траектория вихря. В связи с этими работами возник интерес к рассмотрению динамики одиночной вихревой нити, а также нахождению спектра ее колебаний.

Впервые спектр колебаний одиночного вихря был рассмотрен De Gennes и Matricon [3]. Были учтены сила линейного натяжения вихря и сила Лоренца. В случае малых отклонений в плоскости  $\mathbf{S} = \{S_x; S_y; 0\}$  (рис. 1) сила линейного натяжения вихря, действующая на единицу длины вихря, имеет следующий вид:

$$\mathbf{F}_{\text{str}} = J \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial z^2},$$

величина  $J$  согласно [3]:

$$J = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right),$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения поля,  $\xi$  — длина когерентности,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м. Сила Лоренца, действующая на вихрь, имеет вид [3]  $\mathbf{F}_L = \{\alpha V_y; -\alpha V_x; 0\}$ ,  $\alpha = (m^*\Phi_0)/(\mu_0\lambda^2 e)$ , где  $m^*$  — эффективная масса носителя заряда в куперовской паре,  $e$  — заряд электрона, скорость  $\mathbf{V} = \partial\mathbf{S}/\partial t$ . Уравнение динамики De Gennes и Matricon выглядит следующим образом:

$$J \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial z^2} + \alpha \mathbf{V} \times \mathbf{e}_z = 0. \quad (1)$$

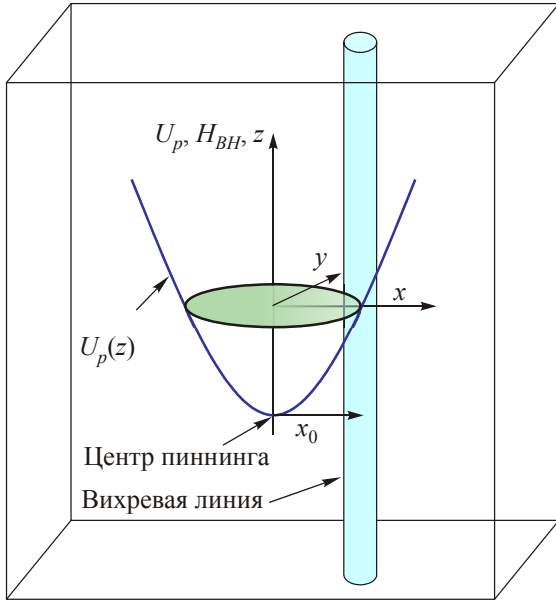


Рис. 1. Вихрь Абрикосова вблизи центра пиннинга с параболическим потенциалом.

В результате его решения авторы получили безактивационный параболический спектр колебаний, состоящий из одной моды.

В настоящей работе в уравнении (1) учтены силы пиннинга (рис. 1) и вязкого трения. В качестве потенциала пиннинга рассмотрим изотропный в плоскости  $XY$  потенциал параболического типа, создаваемый колоннообразным дефектом, расположенным вдоль оси  $OZ$ . Такого типа дефекты возникают в ВТСП образцах при облучении нейтронами [4]. Тогда сила пиннинга запишется в виде  $\mathbf{F}_p = -\beta\mathbf{S}$ , где  $\beta$  — величина, с помощью которой может быть рассчитана макроскопическая величина плотности критического тока  $J_c$ , обычно предполагают, что  $\beta \sim J_c$ . Силу вязкого трения учтем в линейном приближении по скорости:  $\mathbf{F}_v = -\eta\mathbf{V}$ , где  $\eta$  согласно [5,6] имеет вид  $\eta = \frac{1}{2}B_{c2}\sigma_n$ ,  $B_{c2}$  — второе критическое поле,  $\sigma_n$  — проводимость в нормальном состоянии. Кроме этого, мы учли влияние на динамику вихря его эффективной массы ( $\mu_{\text{eff}}$ ). Теоретическому обоснованию ее существования и расчету порядка величины посвящено большое количество работ [7–16]. Обсуждение порядков величин в различных моделях эффективной массы и ее поведения будет дано ниже. С учетом наличия сил пиннинга, вязкости и эффективной массы вихря уравнение (1) примет следующий вид:

$$J \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial z^2} + \alpha \mathbf{V} \times \mathbf{e}_z - \beta \mathbf{S} - \eta \mathbf{V} = \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}. \quad (2)$$

Будем искать решение (2) в виде плоских волн  $S_x, S_y \sim \exp\{i(kz - \omega t)\}$ . В результате получим две ветви колебаний:

$$\omega_1 = \frac{\alpha - i\eta}{2\mu_{\text{eff}}} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{Jk^2 + \beta}{(\alpha - i\eta)^2} \mu_{\text{eff}}} \right), \quad (3)$$

$$\omega_2 = \frac{\alpha - i\eta}{2\mu_{\text{eff}}} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{Jk^2 + \beta}{(\alpha - i\eta)^2} \mu_{\text{eff}}} \right).$$

Разделяя действительные и мнимые части выражения (3) и считая малым слагаемое под радикалом  $\left| \frac{\mu_{\text{eff}}(Jk^2 + \beta)}{(\alpha - i\eta)^2} \right| \ll 1$ , получим следующие приближенные выражения для спектра:

$$\omega_1(k) \approx \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \eta^2} + \frac{\alpha Jk^2}{\alpha^2 + \eta^2} + i \frac{\eta(Jk^2 + \beta)}{\alpha^2 + \eta^2}, \quad (4)$$

$$\omega_2(k) \approx \frac{\alpha}{\mu_{\text{eff}}} + \frac{\alpha(Jk^2 + \beta)}{\alpha^2 + \eta^2} + i \left[ \frac{\eta}{\mu_{\text{eff}}} - \frac{\eta(Jk^2 + \beta)}{\alpha^2 + \eta^2} \right].$$

Спектр колебаний состоит из двух ветвей «низкочастотной» —  $\omega_1(k)$  и «высокочастотной» —  $\omega_2(k)$ . Видно, что введение силы пиннинга привело к появлению соответствующей энергии активации в спектре, которая определяет частоту депиннинга  $\Omega_{\text{dp}} = \alpha\beta/(\alpha^2 + \eta^2)$ . Наличие вязкости в уравнении движения естественным образом привело к затуханию колебательных мод. При соответствующем предельном переходе ( $\beta \rightarrow 0$ ,  $\eta \rightarrow 0$ ) низкочастотная мода переходит в моду, полученную ранее De Gennes and Matricon [3]. Более существенным оказалось введение в рассмотрение эффективной массы вихря: появилась новая высокочастотная мода  $\omega_2(k)$  с активационной частотой  $\Omega_0 = \Omega_{\text{vcr}} + \Omega_{\text{dp}}$ , где  $\Omega_{\text{vcr}} = \alpha/\mu_{\text{eff}}$  — «циклотронная» частота вихря.

Проанализируем характеристики спектра и изменение их при увеличении температуры на примере одиночного вихря в высокотемпературном сверхпроводнике  $YBaCuO$ . Учитывая анизотропию его сверхпроводящих свойств, рассмотрим два случая:

- 1) вихрь параллелен оси  $c$  (магнитное поле вдоль  $c$ );
- 2) вихрь лежит в плоскости  $ab$  (магнитное поле в плоскости  $ab$ ).

Начнем с анализа эффективной массы вихря. Впервые вопрос об определении эффективной массы вихря был рассмотрен Suhl [7]. Автором было получено два вклада в массу вихря: масса вихревого кора ( $\mu_{\text{core}}$ ) и электромагнитная масса ( $\mu_{\text{em}}$ ):

$$\mu_{\text{core}} = m^* \frac{3\pi n_0 \xi^2}{2} \left( \frac{\Delta}{E_F} \right)^2, \quad (5)$$

$$\mu_{\text{em}} = \begin{cases} \frac{\mu_{\text{core}}}{3} \left( \frac{\lambda}{\xi} \right)^2 \left( \frac{V_F}{c} \right)^2, & T \ll T_c, \\ \frac{\mu_{\text{core}}}{3} \left( \frac{\lambda}{\xi} \right)^2 \left( \frac{V_F}{c} \right)^2 \left( \frac{\Delta}{kT} \right)^2, & T \sim T_c, \end{cases} \quad (6)$$

где  $n_0$  — концентрация носителей в нормальном состоянии,  $\Delta$  — величина сверхпроводящей щели,  $c$  — скорость света в вакууме,  $E_F$ ,  $V_F$  — энергия и скорость Ферми соответственно. Так как величина щели и длина когерентности имеют одинаковую асимптотику в окрестности  $T_c$ , это приводит к тому, что масса вихревого кора не обращается в нуль при температуре сверхпроводящего перехода. Таким образом, выражение (5) справедливо лишь в ограниченной области  $T/T_c \ll 1$ . В дальнейшем все численные оценки массы будут приведены для  $T = 0$  К. Для YBaCuO масса вихревого кора, с учетом параметров материала, составляет  $\mu_{\text{core}}^c = 1,3 \cdot 10^{-21}$  кг/м и  $\mu_{\text{core}}^{ab} = 1 \cdot 10^{-22}$  кг/м, когда вихрь параллелен оси  $c$  и лежит в плоскости  $ab$  соответственно. Электромагнитная масса оказывается существенно меньше и составляет  $\mu_{\text{em}}^c = 5 \cdot 10^{-25}$  кг/м и  $\mu_{\text{em}}^{ab} = 8 \cdot 10^{-24}$  кг/м.

Следующий механизм, дающий вклад в эффективную массу вихря, был предложен Baum и Chandler [8] и связан с появлением «присоединенной» массы при потенциальном обтекании сверхтекучей компонентой непроницаемого цилиндра (кора вихря) радиуса  $\xi$ :

$$\mu_{BC} = \pi \rho \xi^2 = \frac{\pi m^*}{\mu_0 e^2} \left( \frac{\xi}{\lambda} \right)^2, \quad (7)$$

где  $\rho$  — плотность сверхтекучей компоненты. Эта масса также не исчезает при критической температуре, следовательно, выражение (7) справедливо лишь в области температур значительно ниже  $T_c$ . Оценки этой массы для YBaCuO следующие:  $\mu_{BC}^c = 1,6 \cdot 10^{-20}$  кг/м и  $\mu_{BC}^{ab} = 7 \cdot 10^{-23}$  кг/м.

Coffey и Нао в работе [9] нашли вклад в эффективную массу вихря, связанный с создаваемым движущимся вихрем дипольным электрическим полем, и получили следующее выражение:

$$\mu_{CH}^c = \frac{\Phi_0 B_{c2}}{16\pi c^2} \left[ 3 + \frac{1}{\nu} \right], \quad (8)$$

$$\mu_{CH}^{ab} = \frac{\Phi_0 B_{c2}}{16\pi c^2} [3 + \nu],$$

где  $\nu$  — коэффициент анизотропии массы носителей заряда. Как отметили сами авторы, этот механизм эффективной массы имеет разумное физическое поведение во всем температурном диапазоне вплоть до критической температуры, и при  $T = T_c$  эта эффективная масса обращается в нуль. Вычисления по формуле (8) для YBaCuO дают следующие величины эффективных масс:  $\mu_{CH}^c = 1,7 \cdot 10^{-25}$  кг/м и  $\mu_{CH}^{ab} = 1 \cdot 10^{-24}$  кг/м, что по порядку величины совпадает с электромагнитной массой [7].

Volovik [10] и Kornin [11] рассмотрели механизм происхождения эффективной массы вихря, обусловленный наличием связанных состояний в коре вихря, и для

$d$ -волнового сверхпроводника получили следующую зависимость эффективной массы от величины внешнего магнитного поля и температуры:

$$\mu_{KV \text{ } d\text{-wave}} = n_0 m^* \xi^2 \left\{ \sqrt{\frac{B_{c2}}{B} + \frac{T}{T_c} \frac{B_{c2}}{B}} \right\}, \quad (9)$$

$$\frac{T^2}{T_c^2} \ll \frac{B}{B_{c2}} \ll 1$$

где  $T$  — температура,  $B$  — величина индукции внешнего магнитного поля. Для YBaCuO расчет по формуле (9) при  $T = 0$  К дает следующие значения для эффективных масс:

$$\mu_{KV \text{ } d\text{-wave}}^c = 5 \cdot 10^{-19} \text{ кг/м},$$

$$\mu_{KV \text{ } d\text{-wave}}^{ab} = 2,4 \cdot 10^{-19} \text{ кг/м}, \quad (10)$$

$$T = 0, \quad B \sim B_{c1}.$$

Следует отметить, что из всех рассмотренных механизмов, дающих вклад в массу вихря, механизм, предложенный в [10,11], приводит к наиболее «тяжелой» массе. Существуют и другие механизмы возникновения эффективной массы вихря и способы оценки ее величины (например, [13–17]), однако оценка их вклада, во всяком случае, меньше результата (10). Таким образом, можно сделать вывод, что эффективная масса вихря в высокотемпературном сверхпроводнике, по крайней мере, не меньше, чем  $10^{-19}$  кг/м при  $T = 0$  К. С другой стороны, вполне очевидно, что она должна обращаться в нуль при температуре сверхпроводящего перехода.

В дальнейшем при расчете спектра колебаний вихря в YBaCuO будет использована величина массы (10), полученная из модели, представленной в [10,11]. Остальные параметры, характеризующие силы, действующие на вихрь при температуре  $T = 0$  К, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры YBaCuO

Параметр	$H \parallel c$	$H \parallel ab$
$J = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2} \text{Ln} \left( \frac{\lambda}{\xi} \right)$ , кг·м/с <sup>2</sup>	$5,5 \cdot 10^{-11}$	$5,5 \cdot 10^{-12}$
$\alpha = \frac{m\Phi_0}{\mu_0 e \lambda^2}$ , кг/с·м <sup>3</sup>	$4,1 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$
$\eta = \frac{1}{2} \sigma B_{c2}$ , кг/с·м <sup>3</sup>	$2,4 \cdot 10^{-9}$	$3,5 \cdot 10^{-9}$
$\beta$ , Н/м <sup>2</sup>	3	0,1
$\mu$ , кг/м	$5 \cdot 10^{-19}$	$2,4 \cdot 10^{-19}$

На рис. 2 представлены зависимости частоты колебаний и затухания  $\Gamma(k)$  от волнового вектора для низкочастотной моды при температуре 0 К. Отношение частот депиннинга для двух различных ориентаций

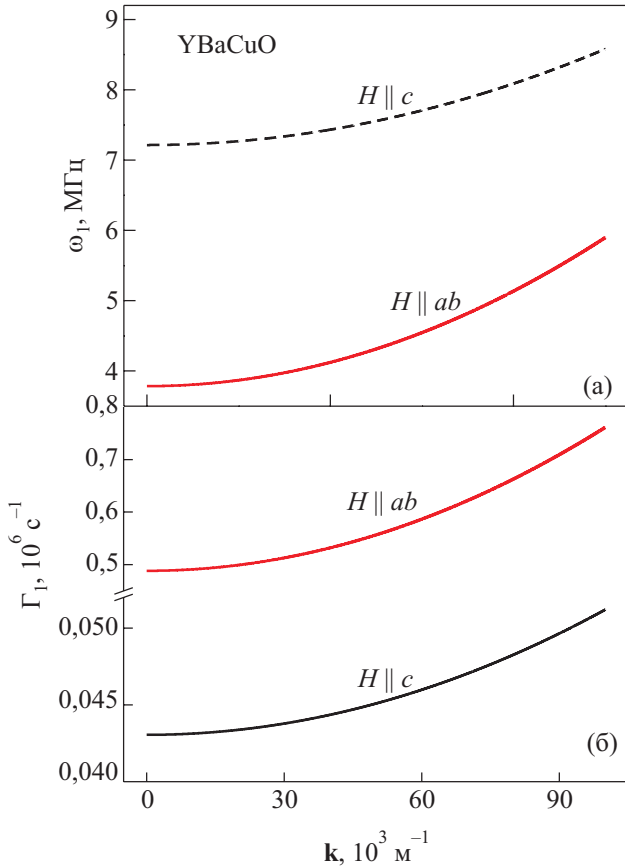


Рис. 2. Зависимости частоты колебаний вихря Абрикосова (а) и затухания (б) от волнового вектора  $k$  для низкочастотной моды при температуре 0 К.

составляет 1,9, в то время как отношение сил пиннинга составляет 30 (табл. 1), такое различие связано с тем, что частота депиннинга определяется не только самой величиной пиннинга, но и величиной вязкости и силой Лоренца, которые также имеют анизотропное поведение. Логарифмический декремент затухания  $D(k) = 2\pi [\text{Im } \omega(k) / \text{Re } \omega(k)]$  для низкочастотной моды, согласно выражению (4), оказывается независимым от волнового вектора и определяется отношением «силы вязкости» к «силе Лоренца»  $D = 2\pi\eta / \alpha$ . Для двух различных ориентаций его значение составляет  $D_c = 0,038$  и  $D_{ab} = 0,8$ . При ориентации вихря в плоскости  $ab$  логарифмический декремент затухания близок к единице, что свидетельствует о близости данной колебательной системы к режиму сверхзатухания (overdamping). Соответственно, наблюдение низкочастотной моды вихревой линии, расположенной в плоскости  $ab$ , сопряжено со значительными экспериментальными трудностями. Для низкочастотной моды зависимость групповой скорости  $V_g(k) = \partial\omega / \partial k$  от волнового вектора представлена на рис. 3. Даже для больших  $k$  групповая скорость составляет несколько десятков метров в секунду и в основном определяется отношением «силы линейного натяжения» к «силе Лоренца»  $V_g \sim J / \alpha$ . Такие небольшие скорости обусловлены большой эластично-

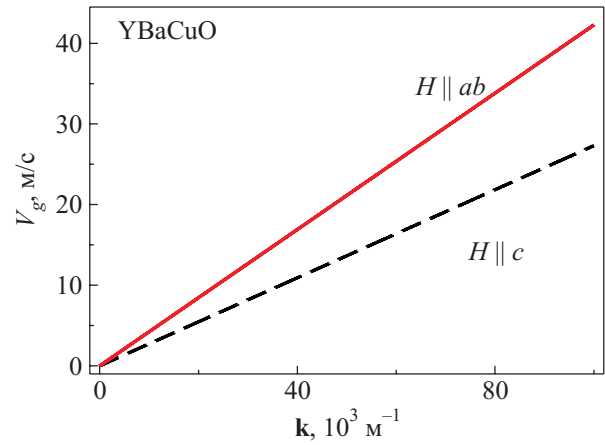


Рис. 3. Зависимость групповой скорости  $V_g$  YBaCuO от волнового вектора  $k$  для низкочастотной моды при температуре 0 К.

стью вихревой нити (малое  $J$ ). Температурная зависимость групповой скорости оказывается крайне слабой и определяется в основном температурной зависимостью  $\ln(\lambda(T) / \xi(T))$ .

Проанализируем температурную зависимость частоты депиннинга. Коэффициент  $\beta$  будем считать пропорциональным величине критического тока, который, в свою очередь, зависит от температуры по закону:  $J_c(t) = J_0(1-t)^n$ , где  $t$  — приведенная температура  $t = T/T_c$ ,  $n = 1,5$  согласно теории Гинзбурга–Ландау [18]. Зависимости остальных параметров выражаются через температурные зависимости лондоновской глубины проникновения и длины когерентности. Температурная зависимость лондоновской глубины проникновения имеет вид:  $\lambda(T) = \lambda_0 / \sqrt{1-t^4}$  (см., например, [19]), зависимость длины когерентности выразим через температурную зависимость параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa(t) = \lambda(t) / \xi(t) = \kappa_0 [1 + 0,119(1-t)]$  [19]. В предположении, что верхнее критическое поле обратно пропорционально квадрату длины когерентности  $B_{c2} \sim 1/\xi^2$ , соответствующие зависимости частоты депиннинга для двух различных ориентаций представлены на рис. 4.

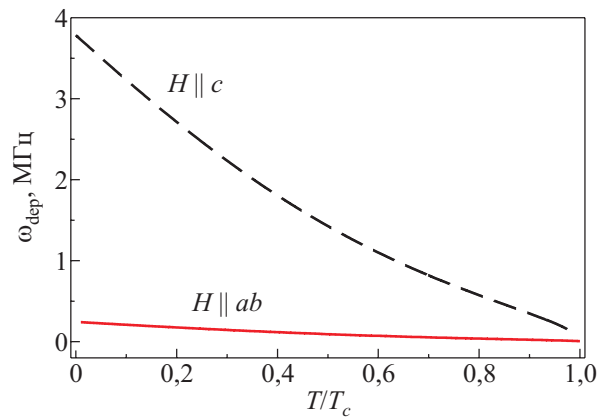


Рис. 4. Зависимости частоты депиннинга от температуры для двух ориентаций магнитного поля:  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$ .

Эти зависимости имеют схожее поведение — частоты депиннинга по мере роста температуры уменьшаются и обращаются в нуль при  $T = T_c$ . Температурные зависимости частоты депиннинга и силы пиннинга, нормированные на их значения при нулевой температуре, представлены на рис. 5. Видно, что температурные зависимости этих величин совпадают лишь для температур  $T < 0,4T_c$ . Иными словами, экспериментальное исследование температурной зависимости частоты депиннинга в этом температурном диапазоне позволяет восстановить температурную зависимость силы пиннинга (критического тока). Это тот диапазон, в котором величина критического тока оказывается значительной и ее прямое измерение затруднительно.

Перейдем к анализу высокочастотной моды. Циклотронная частота вихря при  $T = 0$  К для двух ориентаций оказывается равной

$$\Omega_{vcr} = \frac{\alpha}{\mu} = \begin{cases} 830 \text{ ГГц} & \text{— } \parallel c \\ 110 \text{ ГГц} & \text{— } \parallel ab \end{cases}$$

и лежит в нижнем терагерцевом диапазоне. Температурная зависимость циклотронной частоты вихря и частоты распаривания  $\omega_{\Delta}$  ( $\hbar\omega_{\Delta}(T) = 2\Delta(T)$ , где  $\Delta(T)$  — температурная зависимость сверхпроводящей щели), приведены на рис. 6. Соответствующие температуры ( $t^{\parallel ab}$ ,  $t^{\parallel c}$ ), при которых циклотронная частота вихря становится равной частоте распаривания для различных ориентаций составляют  $t^{\parallel ab} = 0,99$  и  $t^{\parallel c} = 0,97$ , что указывает на потенциальную возможность экспериментального наблюдения данных мод практически во всем температурном диапазоне.

Зависимость циклотронной частоты вихря  $\Omega_{vcr} = \alpha/\mu_{\text{eff}}$  от температуры оказывается обратно пропорциональной температурной зависимости параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa^{-2}(t)$ , поскольку  $\alpha \sim 1/[\lambda(t)]^2$ , а эффективная масса вихря, согласно модели Coffey и Нао [9],  $\mu_{\text{eff}} \sim B_{c2} \sim 1/[\xi(t)]^2$ . С одной стороны, циклотронная частота оказывается слабозависящей от тем-

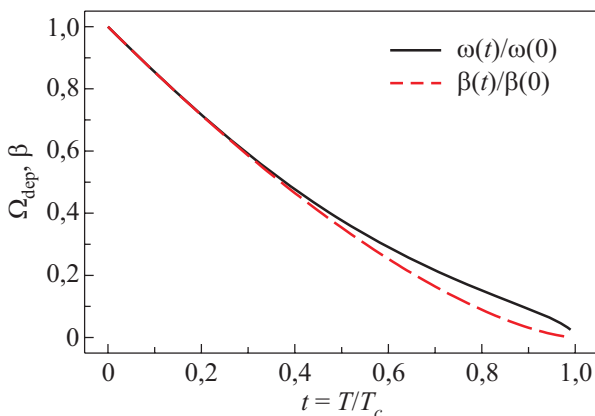


Рис. 5. Температурная зависимость нормированных частоты депиннинга  $\Omega_{\text{dep}}$  и коэффициента силы пиннинга  $\beta$ .

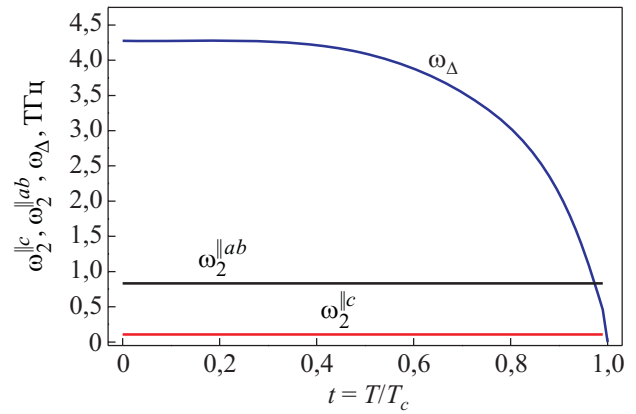


Рис. 6. Температурная зависимость частоты распаривания  $\omega_{\Delta}(t)$  и циклотронной частоты  $\Omega_{vcr}$  для двух ориентаций поля.

пературы, а с другой, что более существенно, не обращается в нуль при температуре  $T_c$ .

Таким образом, исследование температурного поведения высокочастотной моды позволяет установить не только порядок эффективной массы вихря, но и определить правильную температурную зависимость ее поведения.

### Выводы

Решена задача о колебаниях упругой массивной одиночной вихревой нити с учетом сил пиннинга, вязкости и силы Лоренца. Учет указанных факторов приводит к возникновению двух (низко- и высокочастотной) ветвей в спектре ее колебаний. Введение силы пиннинга приводит к наличию активации в спектре, учет вязкости — к затуханию колебаний. Возникновение второй ветви колебаний обусловлено учетом массивности вихря. Для сверхпроводника YBaCuO проведен расчет характерных частот колебаний вихря с учетом его анизотропии. Проанализированы температурные зависимости частот колебаний. Исследование температурного поведения высокочастотной моды позволяет установить не только порядок эффективной массы вихря, но и определить правильную температурную зависимость ее поведения. Температурные зависимости частоты депиннинга и силы пиннинга совпадают в области температур  $T < 0,4T_c$ , что позволяет, на основании результатов эксперимента, восстановить температурную зависимость силы пиннинга (критического тока) в диапазоне, в котором величина критического тока оказывается значительной и ее прямое измерение затруднительно.

1. O.M. Auslaender, L.Luan, E.W.J. Straver, J.E. Hoffman, N.C. Koshnick, E. Zeldov, D.A. Bonn, R. Liang, W.N. Hardy, and K.A. Moler, *Nature* **5**, 35 (2008).
2. E.H. Brandt, G.P. Mikitik, and E. Zeldov, *Physica C* **470**, 894 (2010).

3. P.G. De Gennes and J. Matricon, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 45 (1964).
4. M. Konczykowski and F. Rullier-Albenque, *Phys. Rev. B* **44**, 7167 (1991).
5. Y.B. Kim, C.F. Hempstead, and A.R. Strnad, *Phys. Rev. B* **131**, 2486 (1963).
6. A.R. Strnad, C.F. Hempstead, and Y.B. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 26 (1964).
7. H. Suhl, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 226 (1965).
8. G. Baym and E. Chandler, *J. Low. Temp. Phys.* **50**, 57 (1982).
9. M.W. Coffey and Z. Hao, *Phys. Rev. B* **44**, 5230 (1991).
10. G.E. Volovik, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **65**, 201 (1997).
11. N.B. Kopnin, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **27**, 417 (1978).
12. E.B. Sonin, V.B. Geshkenbein, A. Oterlo, and G. Blatter, *Phys. Rev. B* **57**, 575 (1998).
13. E. Šimánek, *Phys. Lett. A* **154**, 309 (1991).
14. M.W. Coffey, *Phys. Rev. B* **49**, 9774 (1994).
15. J.M. Duan and E. Šimánek, *Phys. Lett. A* **190**, 118 (1994).
16. J.I. Gittleman and B.J. Rosenblum, *J. Appl. Phys.* **39**, 2617 (1968).
17. В.Д. Филь, Т.В. Игнагова, Д.В. Филь, Н.Г. Бурма, А.И. Петришин, Н.Ю. Шицевалова, *ФНТ* **33**, 1342 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 1019 (2007)].
18. H. Darhmaoui and J. Jung, *Phys. Rev. B* **53**, 14621 (1996).
19. E.W. Collings, *Applied Superconductivity, Metallurgy, and Physics of Titanium Alloys*, New York and London (1986).

## Oscillating modes of a massive single vortex line in an anisotropic superconductor: the role of temperature

S.V. Vasiliev, V.V. Chabanenko, M.V. Kuzovyi, and V.F. Rusakov

The De Gennes and Matricon's problem of the vibrations of a single vortex line was generalized with due regard for pinning force, viscosity and vortex effective mass. The frequencies of vortex oscillations and their temperature dependences were calculated for YBaCuO anisotropic superconductor.

PACS: 74.25.Uv Vortex phases (includes vortex lattices, vortex liquids, and vortex glasses);  
74.25.Wx Vortex pinning (includes mechanisms and flux creep).

Keywords: Abrikosov vortex, effective mass of vortex, the dynamics of vortex line, pinning force, viscosity force.