

Циклотронный резонанс в квазидвумерных металлах в наклонном магнитном поле

В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 28 января 2014 г., опубликована онлайн 21 мая 2014 г.

Теоретически исследован циклотронный резонанс в наклонном магнитном поле в квазидвумерных органических металлах в условиях сильной пространственной дисперсии. Показано, что в отличие от обычных металлов в квазидвумерных проводниках периодическая зависимость импеданса от обратной величины магнитного поля появляется в основном приближении по малому параметру, равному отношению глубины скин-слоя к ларморовскому радиусу электрона. В условиях резонанса в бесстолкновительном пределе проводимость имеет корневую особенность, а амплитуда осцилляций импеданса возрастает при уменьшении параметра анизотропии поверхности Ферми.

Теоретично досліджено циклотронний резонанс у похилому магнітному полі у квазідвовимірних органічних металах в умовах сильної просторової дисперсії. Показано, що на відміну від звичайних металів у квазідвовимірних провідниках періодична залежність імпедансу від зворотної величини магнітного поля з'являється в основному наближенні по малому параметру, що дорівнює відношенню глибини скин-шару до ларморівського радіусу електрона. В умовах резонансу у беззіштовхувальному граничному випадку провідність має кореневу особливість, а амплітуда осциляцій імпедансу зростає зі зменшенням параметра анізотропії поверхні Фермі.

PACS: 74.70.Kn Органические сверхпроводники;
76.40.+b Диамагнитный и циклотронный резонансы.

Ключевые слова: органические металлы, циклотронный резонанс, затухание Ландау.

А.А. Галкин и П.А. Безуглый в 1957 году обнаружили циклотронный резонанс Азбеля–Канера [1] в олове и свинце [2,3]. На фоне плавной зависимости поглощения электромагнитных волн от величины достаточно сильного магнитного поля \mathbf{H} , параллельного поверхности образца, наблюдались небольшие резонансные пики. Работы [1–3] стимулировали интенсивное исследование резонансного поглощения микроволнового излучения в металлах во многих лабораториях мира. Экспериментальное исследование резонансных высокочастотных явлений оказалось надежным спектроскопическим методом определения характеристик электронного энергетического спектра металлов. Согласно теории Азбеля–Канера [1], резонансные значения магнитного поля H_{res} содержат важную информацию о величине экстремальной эффективной массы m^* носителей заряда с энергией Ферми ε_F . В условиях аномального скин-эффекта, когда глубина скин-слоя δ значительно меньше не только длины свободного пробега электронов проводимости, но и диаметра их электронной орбиты $2r_0$, магнитное

поле, параллельное поверхности образца, многократно возвращает носители заряда в скин-слой. В этом случае взаимодействие электронов проводимости с высокочастотным полем оказывается резонансным, когда частота электромагнитного поля ω кратна циклотронной частоте обращения электрона $\omega_H = |e|H/(m^*c)$ (e — заряд электрона, c — скорость света). В магнитном поле, отклоненном от поверхности образца на небольшой угол, происходит доплеровское расщепление резонансных частот за счет дрейфа носителей заряда в глубь металла. При значительном наклоне магнитного поля резонанс исчезает в основном приближении по малому параметру δ/r_0 , т.е. осцилляционная зависимость импеданса от H^{-1} проявляется в членах более высокого порядка по δ/r_0 [4].

В низкоразмерных проводящих структурах, таких как органические проводники на основе тетрагидрофувалена, диалкогениты переходных металлов, графит и др., резонансные явления при поглощении электромагнитных волн при сопоставимых длинах свободного

пробега носителей заряда должны проявляться более ярко, поскольку в их формировании участвуют почти все электроны на поверхности Ферми (ПФ), а не выделенная группа, как в обычных металлах. Среди подобных материалов важное место занимают органические проводники, имеющие сложный химический состав и ярко выраженную анизотропию кинетических коэффициентов квазиодномерного или квазидвумерного типа, обусловленную их кристаллической структурой. Наиболее известными примерами таких веществ являются соли тетраафульвалена (ТТФ), бис(этилендитио)тетраафульвалена (BEDT–ТТФ), тетраселенатетрацена (ТСТ). Интерес к низкоразмерным проводникам органического происхождения вызван рядом специфических свойств, таких как пониженная размерность, большое разнообразие фазовых состояний, наличие сверхпроводящей фазы, возможностью изменять основное состояние с помощью сравнительно слабых внешних воздействий. В ряде органических соединений (например, солях BEDT–ТТФ) ион-радикалы органических молекул формируют проводящие слои, чередующиеся со слоями противоположных ионов. Экспериментальное наблюдение высокочастотных резонансов [5–10], эффектов Шубникова–де Гааза и де Гааза–ван Альфена [11–14] в слоистых органических структурах свидетельствует о том, что их электропроводность обусловлена группой фермионов, аналогичных электронам проводимости в обычных металлах. ПФ таких проводников является открытой со слабой гофрировкой вдоль нормали к слоям, при этом она может быть многолистной и состоять из топологически различных элементов, например цилиндров и плоскостей. Исследования гальваномагнитных явлений [15–17] показывают, что ПФ солей тетраафульвалена (BEDT–ТТФ)₂IBr₂ и (BEDT–ТТФ)₂I₃ состоит всего лишь из одного слабогофрированного цилиндра. Анизотропия ПФ характеризуется малым параметром η , по порядку величины равному отношению характерных скоростей электронов вдоль нормали к слоям и в плоскости слоев.

Высокочастотное поглощение в органических проводниках в сильном магнитном поле отличается рядом особенностей, обусловленных резкой анизотропией ПФ. Бесстолкновительное поглощение вызвано электронами, скорость \mathbf{v} которых удовлетворяет уравнению:

$$\omega - n\omega_H - \mathbf{k}\mathbf{v}_D = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор, $\mathbf{v}_D = \langle \mathbf{v} \rangle$ — дрейфовая скорость, скобка $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по периоду $T = 2\pi / \omega_H$ движения электрона в магнитном поле. Дрейф электронов приводит к доплеровскому смещению резонансных частот переменного электромагнитного поля и затуханию Ландау. Если $\mathbf{k}\mathbf{v}_D \ll \omega_H$, то затуханием Ландау можно пренебречь, и резонансное поглощение не зависит от направления магнитного поля. Хотя v_D порядка характеристической скорости в на-

правлении наименьшей проводимости, смещение электрона за период T может превышать глубину скин-слоя $\delta \propto k^{-1}$. В этом случае $\mathbf{k}\mathbf{v}_D$ порядка ω_H и дрейф электронов оказывает существенное влияние на резонансное поглощение высокочастотного поля. В частности, положение областей поглощения Ландау зависит от ориентации \mathbf{H}_0 , так как \mathbf{v}_D является осциллирующей функцией угла ϑ между магнитным полем и направлением наименьшей проводимости. В результате в условиях сильной пространственной дисперсии появляются угловые осцилляции высокочастотной проводимости в плоскости слоев и поверхностного импеданса, обусловленные угловой зависимостью дрейфовой скорости электрона [18]. В настоящем сообщении мы исследуем резонансное поглощение высокочастотного электромагнитного поля в органических металлах с различными значениями параметра анизотропии ПФ η в условиях, когда существенно затухание Ландау. Периодическая зависимость импеданса от обратной величины магнитного поля появляется в основном приближении по малому параметру δ / r_0 . В условиях резонанса в бесстолкновительном пределе проводимость имеет корневую особенность, а амплитуда осцилляций импеданса возрастает с уменьшением η .

Выберем систему координат XYZ так, что ось z параллельна направлению наименьшей проводимости, а ось x перпендикулярна $\mathbf{H}_0 = (0, H_0 \sin \vartheta, H_0 \cos \vartheta)$ и волновому вектору $\mathbf{k} = (0, k \sin \phi, k \cos \phi)$. Кроме того, используем другую систему координат $x\xi\zeta$, в которой ось ξ параллельна \mathbf{k} .

Электрическое поле внутри проводника определяется из уравнения Максвелла

$$\frac{d^2 E_i(\xi)}{d\xi^2} = \frac{4\pi i \omega}{c^2} j_i(\xi) \quad (2)$$

и условия непротекания тока через границу образца

$$j_\xi(\xi) = 0,$$

которое следует из уравнения $\text{div } \mathbf{j} = 0$. Уравнение (2) следует дополнить кинетическим уравнением функции распределения электронов проводимости и материальным уравнением, связывающим плотность тока с электрическим полем.

Продолжим четным образом электрическое поле $\mathbf{E}(\xi, t) = \mathbf{E}(\xi) e^{-i\omega t}$ и плотность тока $\mathbf{j}(\xi, t) = \mathbf{j}(\xi) e^{-i\omega t}$ в область $\xi < 0$ вне проводника. Уравнения для компонент Фурье имеют вид

$$k^2 \mathcal{E}_i(k) + 2E'_i(0) = \frac{4\pi i \omega}{c^2} j_i(k), \quad (3)$$

$$\begin{Bmatrix} \mathcal{E}_i(k) \\ j_i(k) \end{Bmatrix} = 2 \int_0^\infty \begin{Bmatrix} E_i(\xi) \\ j_i(\xi) \end{Bmatrix} \cos k\xi d\xi.$$

Здесь учтено, что производная электрического поля на поверхности проводника испытывает скачок от $E'_i(0)$ до $-E'_i(0)$.

В наклонном магнитном поле резонансная часть плотности тока обусловлена электронами, которые не сталкиваются с границей образца. Даже для чисто зеркального отражения проекция импульса p_H не сохраняется, и после столкновения с поверхностью электрон переходит на другую орбиту. Если $\eta v_0 = \delta$, то нет электронов, которые при движении могут периодически отражаться от поверхности проводника (так называемые «скачущие» траектории) и тем самым генерировать резонанс высокочастотной проводимости. По этой причине мы пренебрежем вкладом сталкивающихся с поверхностью электронов в тензор проводимости σ_{ij} и представим фурье-компоненту плотности тока в виде

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k) \mathcal{E}_j(k), \quad (4)$$

$$\sigma_{ij}(k) = \frac{2|e|^3 H_0}{(2\pi\hbar)^3 c} \int dp_H \left[1 - \exp \left(i \frac{2\pi}{\omega_H} \tilde{\omega} - i \int_0^{2\pi/\omega_H} dt' \mathbf{k} \mathbf{v}(t') \right) \right]^{-1} \times \\ \times \int_0^{2\pi/\omega_H} dt v_i(t) \int_0^{2\pi/\omega_H} dt_1 v_j(t-t_1) \exp \left(i \tilde{\omega} t_1 - i \int_{t-t_1}^t dt' \mathbf{k} \mathbf{v}(t') \right). \quad (5)$$

Здесь $\tilde{\omega} = \omega + i/\tau$, τ — время свободного пробега электронов. В условиях резонанса $\omega \approx n\omega_H$, $\omega_H \tau \gg 1$, и в магнитном поле, параллельном поверхности проводника, плотность тока (4) в $\omega_H \tau$ раз превышает плотность тока, обусловленную столкновениями электронов с поверхностью, т.е. формула (4) в этом случае будет асимптотически точной.

Исключая компоненту Фурье продольного поля $\mathcal{E}_\xi(k)$ из уравнений (3), получаем

$$D_{ij} \mathcal{E}_j(k) \equiv \left\{ k^2 \delta_{ij} - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \left(\sigma_{ij}(k) - \frac{\sigma_{i\xi}(k) \sigma_{\xi j}(k)}{\sigma_{\xi\xi}(k)} \right) \right\} \times \\ \times \mathcal{E}_j(k) = 2E'_i(0), \quad (6)$$

где $\{i, j\} = \{x, \xi\}$, δ_{ij} — символ Кронекера.

Основной величиной, характеризующей кинетические свойства металлов в высокочастотном электромагнитном поле, является тензор поверхностного импеданса

$$Z_{ij}(\omega) = -\frac{8i\omega}{c^2} \int dk D_{ij}^{-1}(\omega, k),$$

который связывает полный ток в металле с тангенциальными компонентами электрического поля на поверхности образца, где тензор D_{ij} определен в уравнении (6), а D_{ij}^{-1} — тензор, обратный к D_{ij} .

Чтобы получить простые аналитические выражения для проводимости и поверхностного импеданса, воспользуемся моделью для энергетического спектра электрона, соответствующей приближению слабой связи в плоскости слоев и приближению сильной связи для электронов, принадлежащих смежным слоям:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - \varepsilon_0 \cos \frac{p_z}{p_0}. \quad (7)$$

Здесь $\varepsilon_0 \equiv \eta v_F p_0 \ll \varepsilon_F$ — интеграл перекрытия волновых функций электронов, $v_F^2 \equiv 2\varepsilon_F / m$, m — эффективная масса.

При $\eta \operatorname{tg} \vartheta \ll 1$ в основном приближении по η циклотронная частота

$$\omega_H = (|e| H_0 / mc) \cos \vartheta$$

не зависит от проекции импульса p_H на направление магнитного поля, а компоненты скорости электрона $v_x^{(0)}, v_y^{(0)}$ представляют собой тригонометрические функции

$$v_x^{(0)}(t) = -v_F \sin(\omega_H t), \quad v_y^{(0)}(t) = v_F \cos(\omega_H t).$$

Скорость поперек слоев определяется выражением

$$v_z(t) = \eta v_F \sin \left(\frac{p_H}{p_0 \cos \vartheta} - \frac{m v_y(t)}{p_0} \operatorname{tg} \vartheta \right).$$

Если угол ϑ близок к $\pi/2$, то замкнутые сечения ПФ плоскостью $p_H = \text{const}$ сильно вытянуты и электрон не успевает сделать полный оборот по орбите в импульсном пространстве за время свободного пробега. Поэтому в дальнейшем предполагаем выполненным неравенство $\eta \operatorname{tg} \vartheta \ll 1$.

При условии сильно аномального скин-эффекта, когда $k v_F \sin \phi \gg \omega_H, \omega$, интегралы по t и t_1 в формуле (5) могут быть рассчитаны с помощью метода стационарной фазы [19]. Стационарные точки определяются из уравнений

$$v_\xi^{(0)}(t) = v_y^{(0)}(t) \sin \phi = 0, \quad v_\xi^{(0)}(t-t_1) = 0,$$

поскольку $k v_z \approx \eta k v_F \ll k v_F$. Максимальной из компонент тензора σ_{ij} является σ_{xx} , которая пропорциональна $(k r_0)^{-1}$, где $r_0 = v_F / \omega_H$. Разложение в степенной ряд компонент $\sigma_{yi}, i = x, y, z$ начинается с членов более высокого порядка по $(k r_0)^{-1}$. Величина $|\sigma_{xy}|^2$ оказывается малой по сравнению с $|\sigma_{xx} \sigma_{yy}|$. Компоненты σ_{zi} ($i = x, y$) пропорциональны η , а компонента $\sigma_{zz} \propto \eta^2$. Таким образом, в рассматриваемом случае асимптотика тензора проводимости σ_{ij} становится диагональной.

В основном приближении по малым параметрам $(k r_0)^{-1}$ и η максимальная компонента тензора проводимости имеет вид

$$\sigma_{xx}(k) = \frac{i\omega_p^2}{4\pi^2 \omega_H k_y r_0} \int_{-\pi}^{\pi} d\beta \frac{\cos \frac{\pi}{\omega_H} (\tilde{\omega} - \langle \mathbf{k} \mathbf{v} \rangle) - \sin R_0}{\sin \frac{\pi}{\omega_H} (\tilde{\omega} - \langle \mathbf{k} \mathbf{v} \rangle)}, \quad (8)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}$ — плазменная частота, n_0 — плотность электронов,

$$R_0 = \omega_H^{-1} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi \mathbf{k} \tilde{\mathbf{v}}(\varphi) \approx 2k_y v_F / \omega_H = k d_0,$$

$\varphi = \omega_H t$, $d_0 = 2r_0 \sin \phi$ — смещение электрона вдоль оси ξ за половину периода π/ω_H , $\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle$, $\beta = p_H/(p_0 \cos \vartheta)$. Среднее $\langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle$ в первом приближении по η равно

$$\langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle = \eta k v_F J_0(\alpha) (\sin \phi \operatorname{tg} \vartheta + \cos \phi) \sin \beta, \quad (9)$$

$\alpha = (m v_F / p_0) \operatorname{tg} \vartheta$, а $J_0(\alpha)$ — функция Бесселя.

В бесстолкновительном пределе $\tau^{-1} \rightarrow 0$ формулу (8) можно представить в виде

$$\sigma_{xx} = \frac{\omega_p^2}{\pi k d_0 \omega_H} \left\{ \sum_{n'} \frac{1 - (-1)^{n'} \sin(k d_0)}{\sqrt{[\eta k_1 v_F J_0(\alpha)]^2 - (\omega - n' \omega_H)^2}} + i \sum_{n''} \frac{\operatorname{sgn}(\omega - n'' \omega_H) [1 - (-1)^{n''} \sin(k d_0)]}{\sqrt{(\omega - n'' \omega_H)^2 - [\eta k_1 v_F J_0(\alpha)]^2}} \right\}. \quad (10)$$

Суммирование в (10) проводится по n' и n'' таким, что выполнены неравенства

$$(\omega - n' \omega_H)^2 - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle^2 < 0 \quad \text{и} \quad (\omega - n'' \omega_H)^2 - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle^2 > 0$$

соответственно; $k_1 = k(\sin \phi \operatorname{tg} \vartheta + \cos \phi)$. Члены с одинаковыми по абсолютной величине и противоположными по знаку n'' предполагаются объединенными в одно слагаемое для абсолютной сходимости ряда. Проводимость имеет резкие максимумы при выполнении условия резонансного поглощения (1). Для соответствующих значений ω и \mathbf{k} импеданс

$$Z_{xx} = -\frac{8i\omega}{c^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k^2 - 4\pi i \omega c^{-2} \sigma_{xx}(k)} \equiv R - iX \quad (11)$$

принимает минимальные значения. Действительная и мнимая части импеданса Z_{xx} как функции ω/ω_H при $\omega\tau = 20$ для различных значений параметра анизотропии η представлены на рис. 1.

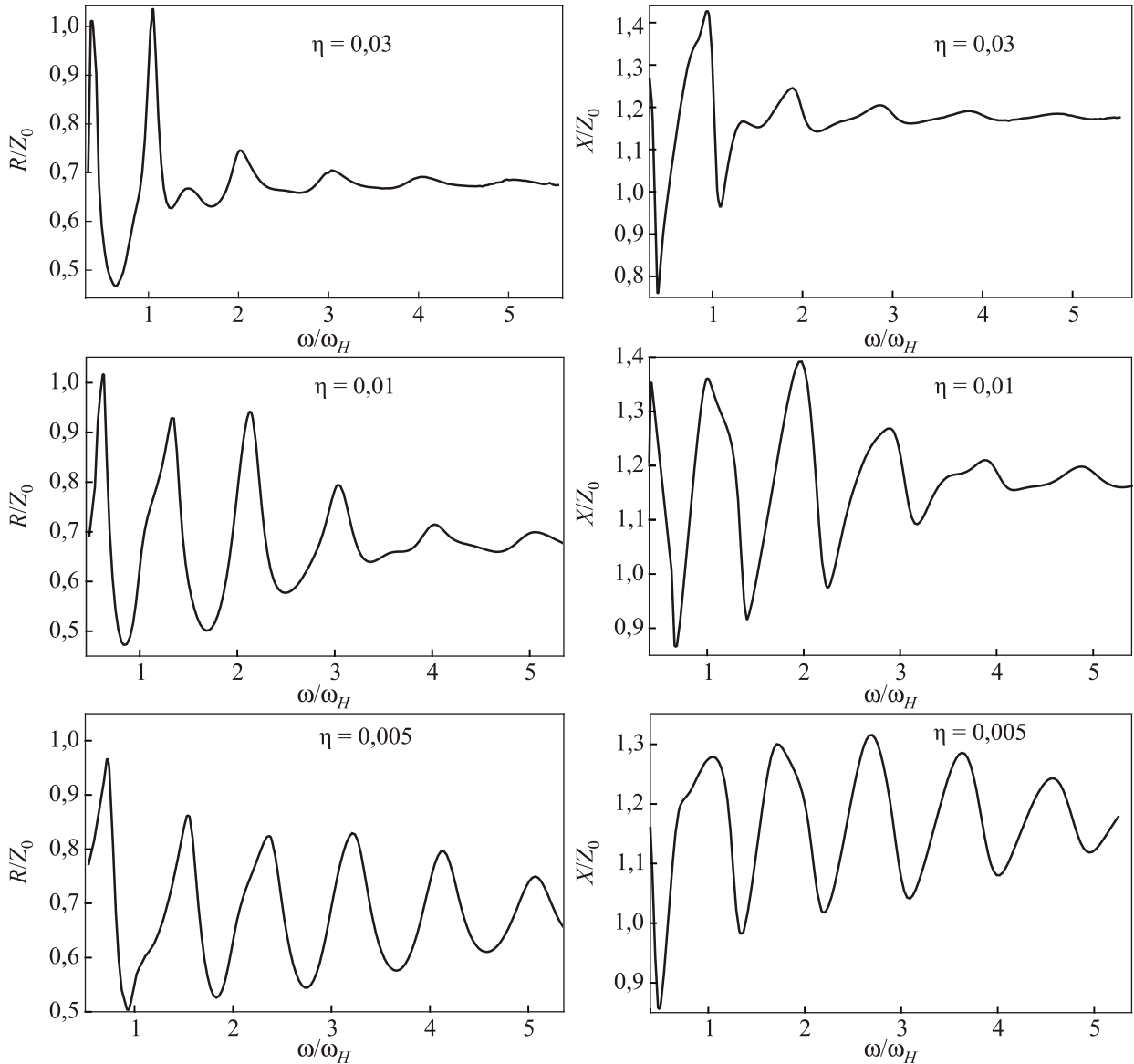


Рис. 1. Зависимость R/Z_0 и X/Z_0 от ω/ω_H , где $Z_0 = 8\omega/c^2 k_0$, $k_0 = (2\omega_p^2 \omega / v_F c^2)^{1/3}$, при $\omega\tau = 20$, $k_0 v_F / \omega = 50$, $\vartheta = \pi/6$, $\phi = \pi/4$, $m v_F / p_0 = 2$ и различных η .

Использование модельного электронного энергетического спектра (7) позволяет изобразить графически резонансную зависимость поверхностного импеданса от величины внешнего магнитного поля. В случае произвольной ПФ в виде слабофрированного цилиндра несколько изменится форма резонансных линий, но останутся прежними качественные свойства резонансного поведения импеданса.

Характерной особенностью высокочастотных резонансов в слоистых проводниках является слабое различие периодов движения электронов на разных сечениях ПФ плоскостью $p_H = \text{const}$. В отличие от обычных металлов, у которых $kv_D \gg \omega_H$, в квазидвумерных проводниках в наклонном магнитном поле осциллирующая зависимость импеданса от H_0^{-1} проявляется в основном приближении по параметру δ/r_0 . При $kv_D \approx \eta kv_F \approx \omega_H$ в условиях резонанса проводимость имеет корневую особенность, а амплитуда осцилляций импеданса увеличивается с уменьшением параметра анизотропии ПФ. Последнее обстоятельство связано с уменьшением затухания Ландау. В проводниках с малыми значениями параметра анизотропии $\eta kv_F \ll \omega_H$ или для тех направлений \mathbf{H}_0 , при которых v_D близко к нулю, поглощение Ландау отсутствует, и даже в условиях сильно аномального скин-эффекта имеет место циклотронный резонанс той же интенсивности, что и в магнитном поле, параллельном поверхности образца.

В настоящем сообщении мы, прежде всего, исследовали органические металлы семейства солей тетратиафульвалена. Проводимость в плоскости слоев σ_{\parallel} этих материалов меньше, но сопоставима с проводимостью обычных металлов, а отношение σ_{\parallel} к межслоевой проводимости σ_{\perp} обычно порядка 10^3 – 10^4 . Простая оценка показывает, что условие $v_D T \approx \eta v_F T \geq \delta$, необходимое для существенного влияния затухания Ландау на высокочастотное поглощение, может быть легко реализовано. Полученные результаты могут быть справедливы и для других слоистых структур с квазидвумерным электронным энергетическим спектром, таких как дихалькогениды переходных металлов, купраты и т.д., имеющие достаточную плотность носителей заряда для реализации аномального скин-эффекта в области частот порядка 100 ГГц при низких температурах.

1. М.Я. Азбель, Е.А. Канер, *ЖЭТФ* **32**, 896 (1957).
2. П.А. Безуглый, А.А. Галкин, *ЖЭТФ* **33**, 1076 (1957).
3. П.А. Безуглый, А.А. Галкин, *ЖЭТФ* **34**, 236 (1958).
4. М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **54**, 477 (1968).
5. J. Singleton, F.L. Pratt, M. Doporto, T.J.B.M. Janssen, M. Kurmoo, J.A.A.J. Perenboom, W. Hayes, and P. Day, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2500 (1992).

6. S. Hill, A. Wittlin, J. van Bentum, J. Singleton, W. Hayes, J.A.A.J. Perenboom, M. Kurmoo, and P. Day, *Synth. Met.* **70**, 821 (1995).
7. С.В. Демишев, А.В. Семенов, Н.К. Случанко, К.А. Самарин, И.Б. Воскобойников, М.В. Карцовник, А.К. Ковалев, Н.Д. Куш, *ЖЭТФ* **111**, 979 (1997).
8. Y. Oshima, H.I. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H.M. Yamamoto, R. Kato, M. Tamura, Y. Nishio and K. Kajita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 143 (2003).
9. S. Takahashi, S. Hill, S. Takasaki, J. Yamada, and H. Anzai, *Phys. Rev. B* **72**, 024540 (2005).
10. H. Ohta, M. Kimata, and Y. Oshima, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **10** 024310 (2009).
11. J. Wosnitza, *Springer Tracts in Mod. Phys.* **134**, 1 (1996).
12. J. Singleton, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1111 (2000).
13. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
14. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФHT* **31**, 249 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 185 (2005)].
15. M.V. Kartsovnik, V.N. Laukhin, S.I. Pesotskii, I.F. Shchegolev, and V.M. Yakovenko, *J. Phys. I, France* **2**, 89 (1992).
16. K. Kajita, Y. Nishio, T. Takahashi, W. Sasaki, R. Kato, H. Kobayashi, A. Kobayashi, and Y. Iye, *Solid State Commun.* **70**, 1189 (1989).
17. I.F. Schegolev, P.A. Kononovich, V.N. Laukhin, and M.V. Kartsovnik, *Phys. Scr.* **T29**, 46 (1989).
18. D.I. Stepanenko, *Solid State Commun.* **150**, 1204 (2010).
19. М.В. Федорюк, *Асимптотика: интегралы и ряды*, Наука, Москва (1987).

The cyclotron resonance in quasi-two-dimensional metals in a tilted magnetic field

V.G. Peschansky and D.I. Stepanenko

The cyclotron resonance in quasi-two-dimensional organic metals in a tilted magnetic field is investigated theoretically under strong spatial dispersion. It is shown that unlike usual metals in quasi-two-dimensional conductors, the periodic dependence of impedance on inverse magnetic field appears in the main approximation in the small parameter equal to the ratio of skin depth to electron Larmor radius. Under resonance the conductivity in the collisionless limit has a root singularity, and the oscillation amplitude of the impedance increases with decreasing anisotropy parameter of the Fermi surface.

PACS: 74.70.Kn Organic superconductors;
76.40.+b Diamagnetic and cyclotron resonances.

Keywords: organic metals, cyclotron resonance, Landau damping.