

# Высокочастотные резонансы и слабозатухающие коллективные моды в сильно анизотропных проводниках Q1D типа

Ю.А. Колесниченко<sup>1</sup>, В.Г. Песчанский<sup>1,2</sup>, Д.И. Степаненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

E-mail: stepanenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 25 июля 2016 г., опубликована онлайн 26 декабря 2016 г.

Показано, что в сильно анизотропных органических проводниках квазиодномерного типа, помещенных в магнитное поле, могут распространяться слабозатухающие электромагнитные волны, поляризованные перпендикулярно направлению наибольшей проводимости. Проведен численный анализ дисперсионных уравнений и получены простые аналитические выражения для спектра коллективных мод в ряде предельных случаев.

Показано, що в сильно анізотропних органічних провідниках квазіодновимірному типу, які поміщені у магнітне поле, можуть поширюватися слабкозатухаючі електромагнітні хвилі, які поляризовані перпендикулярно напрямку найбільшої провідності. Проведено чисельний аналіз дисперсійних рівнянь та отримано прості аналітичні вирази щодо спектра колективних мод у ряді граничних випадків.

PACS: 74.70.Kn Органические сверхпроводники;  
72.15.Nj Коллективные моды (например, в одномерных проводниках);  
72.15.Gd Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты.

Ключевые слова: органические проводники, коллективные моды, высокочастотный резонанс.

## 1. Введение

В металлах при низких температурах могут существовать различные электромагнитные коллективные моды [1,2], значительная часть которых имеет аналоги в газовой плазме. Большинство этих возбуждений являются сильно затухающими и только в некоторых областях частот и при определенных параметрах плазмы твердого тела возможно существование слабозатухающих волн. В отсутствие магнитного поля электромагнитные волны с частотами  $\omega$  меньше плазменной частоты  $\omega_p$  не могут распространяться в плазменных средах, они затухают или испытывают полное отражение. Поглощение волн вызвано столкновениями электронов и бесстолкновительным затуханием Ландау, представляющего собой резонансное поглощение электромагнитного поля носителями заряда, скорость которых вдоль волнового вектора совпадает с фазовой скоростью волны. Последний механизм поглощения

является основным для высокочастотных мод  $\omega\tau \gg 1$  (где  $\tau$  — время свободного пробега электронов). При  $\omega > \omega_p$  ток смещения превышает ток проводимости, диэлектрическая проницаемость в бесстолкновительном пределе  $\tau \rightarrow \infty$  положительна и плазма является прозрачной для электромагнитных волн.

Магнитное поле оказывает влияние на динамику электронов и изменяет электромагнитные свойства плазменной среды. При низких температурах в проводниках, помещенных в магнитное поле, возможно распространение волн с частотами значительно меньшими  $\omega_p$  и длиной затухания равной длине свободного пробега носителей заряда при условии, что электрон за время свободного пробега совершит как минимум несколько оборотов по циклотронной орбите. В присутствии постоянного магнитного поля появляется еще один механизм бесстолкновительного поглощения — циклотронное затухание, возникающее, когда частота электромагнитного поля совпадает с циклотронной

частотой электронов проводимости. Электроны, движущиеся по спирали в фазе с волной, ускоряются электрическим полем в плоскости перпендикулярной  $\mathbf{H}_0$  и поглощают энергию электромагнитного поля.

Как правило, слабозатухающие волны связаны с высокочастотными резонансами. Электромагнитная энергия, поглощаемая проводником в условиях резонансов, может распространяться в виде коллективных мод. Высокочастотные резонансы возникают вследствие периодического движения электронов проводимости в магнитном поле по поверхности Ферми (ПФ), когда их время свободного пробега достаточно велико. В сильно анизотропных органических проводниках резонансы могут быть обусловлены динамикой как квазидвумерной (Q2D), так и квазиодномерной (Q1D) групп носителей заряда [3–16]. Ранее мы рассматривали слабозатухающие собственные моды в Q2D и Q1D низкоразмерных проводящих системах в условиях сильной пространственной дисперсии, когда проводимость может быть рассчитана аналитически по методу стационарной фазы [17–19]. В работе [20] исследованы поляризованные в направлении наибольшей проводимости слабозатухающие электромагнитные волны в сильно анизотропных органических проводниках с ПФ в виде двух слабофривированных плоскостей. В настоящем сообщении рассмотрены электромагнитные волны в органических проводниках Q1D типа, поляризованные перпендикулярно проводящей цепочке, которые могут возникнуть при нелокальной связи между электрическим током и переменным электромагнитным полем. Представлен численный анализ дисперсионных уравнений, который дает достаточно полное представление о дисперсии слабозатухающих электромагнитных волн. Получены аналитические выражения для спектра слабозатухающих мод в ряде предельных случаев.

## 2. Резонансы высокочастотной проводимости

Основными структурными элементами Q1D проводников являются органические молекулы или молекулярные комплексы, например, tetramethyltetraselenafulvalene (TMTSF), tetracyanoquinodimethene (TCNQ), dimethylselenodithiodiselenadithiafulvalene (DMET) и др., обладающие донорными или акцепторными свойствами. Ион-радикалы этих молекул образуют регулярные стопки, расположенные вдоль выделенного направления. Электропроводность вдоль стопок на несколько порядков превышает электропроводность в поперечном направлении. Наиболее известными примерами проводников с сильно анизотропной ПФ Q1D типа являются так называемые соли Бехгарда (TMTSF)<sub>2</sub>X (X обозначает набор различных анионов). Хотя все эти вещества обладают сложной химической структурой, они имеют достаточно простую ПФ, кото-

рую можно изобразить в виде пары слабофривированных плоскостей, рис. 1.

Обычно электронный энергетический спектр, соответствующий такой ПФ, можно представить в виде

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = v_F(|p_x| - p_F) + B \cos \frac{p_y}{p_2} + C \cos \frac{p_z}{p_3}. \quad (1)$$

Здесь  $v_F = (A/p_1) \sin(p_F/p_1)$  и  $p_F$  — скорость и импульс на поверхности Ферми в направлении максимальной проводимости,  $A, B, C$  — интегралы перекрытия, удовлетворяющие неравенствам  $A \gg B \gg C$ , постоянные  $p_1 = \hbar/a_1$ ,  $p_2 = \hbar/a_2$ ,  $p_3 = \hbar/a_3$  определяются основными периодами решетки  $a_1, a_2, a_3$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка. Характерные значения интегралов перекрытия обычно порядка  $A \sim 0,5$  эВ,  $B \sim 0,05$  эВ,  $C \sim 2$  мэВ. Дисперсионное соотношение (1) соответствует энергетическому спектру в приближении сильной связи, линеаризованному в направлении наибольшей проводимости вблизи уровня Ферми  $\varepsilon_F$ .

При отсутствии квантования уровней энергии электрона в магнитном поле, для частот  $\omega$  переменного электромагнитного поля, меньших, чем  $C/\hbar$ , кинетические свойства проводника можно описать с помощью квазиклассического приближения. В случае, когда магнитное поле  $\mathbf{H}_0 = (0, H_0 \sin \vartheta, H_0 \cos \vartheta)$  перпендикулярно направлению проводящей цепочки, компоненты скорости электрона определяются выражениями

$$v_x = \text{sign}(p_x)v_F, \quad v_y = \text{sign}(p_x)v_2 \sin \Omega t, \\ v_z = v_3 \sin \left( \frac{p_H}{p_3 \cos \vartheta} - \text{sign}(p_x)\alpha \Omega t \right), \quad (2)$$

где  $\Omega = (|e|v_F H_0 / cp_2) \cos \vartheta \equiv \Omega_0 \cos \vartheta$  — аналог циклотронной частоты для электронов с законом дисперсии (1),  $v_2 = B/p_2$  и  $v_3 = C/p_3$  — характерные скорости электронов в плоскости, перпендикулярной к прово-

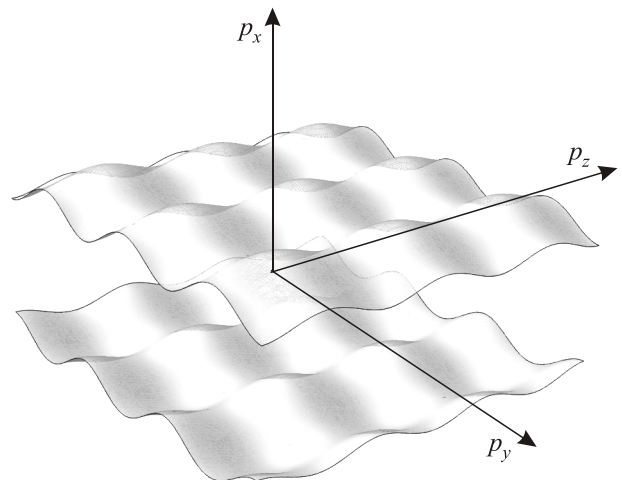


Рис. 1. Q1D ПФ в виде пары слабофривированных плоскостей; ось  $x$  — направление наибольшей проводимости.

дающей цепочке,  $\alpha = (p_2/p_3) \operatorname{tg} \vartheta$ ,  $p_H = (\mathbf{pH}_0)/H_0$  — проекция момента на направление магнитного поля,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света. Значения  $\operatorname{sign}(p_x) = \pm 1$  соответствуют различным листам ПФ.

Тензор электропроводности можно записать следующим образом:

$$\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{2|e|^3 H_0}{(2\pi\hbar)^3 c} \sum_{\operatorname{sign}(p_x)=\pm 1} \int dp_H \int_0^{2\pi/\Omega} dt v_i(t) \times \int_{-\infty}^t dt v_j(t') \exp\left(i\tilde{\omega}(t-t') - i \int_{t'}^t dt'' \mathbf{k} \mathbf{v}(t'')\right), \quad (3)$$

здесь  $\tilde{\omega} = \omega + i\tau^{-1}$ . В качестве переменных в импульсном пространстве мы выбрали интегралы движения  $\varepsilon$ ,  $p_H$  и  $t$  — время движения электрона в магнитном поле. Знак суммы по  $\operatorname{sign}(p_x) = \pm 1$  в формуле (3) означает суммирование по листам ПФ.

Рассмотрим случай, когда волновой вектор  $\mathbf{k} = (0, k \sin \phi, k \cos \phi)$  ортогонален направлению максимальной проводимости. Для энергетического спектра (1) и рассматриваемой геометрии задачи компоненты тензора  $\sigma_{ij}$  приобретают вид

$$\sigma_{xx} = \frac{\omega_0^2}{2\pi\Omega} \int_0^\infty d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\Omega}\varphi} J_0\left(2Y \sin \frac{\alpha\varphi}{2}\right) J_0\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right), \quad (4)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\omega_0^2}{4\pi\Omega} \left(\frac{v_2}{v_F}\right)^2 \int_0^\infty d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\Omega}\varphi} J_0\left(2Y \sin \frac{\alpha\varphi}{2}\right) \times \left[ J_0\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \cos \varphi - J_2\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \right], \quad (5)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{\omega_0^2}{4\pi\Omega} \left(\frac{v_3}{v_F}\right)^2 \int_0^\infty d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\Omega}\varphi} J_0\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \times \left[ J_0\left(2Y \sin \frac{\alpha\varphi}{2}\right) \cos \alpha\varphi - J_2\left(2Y \sin \frac{\alpha\varphi}{2}\right) \right], \quad (6)$$

$$\sigma_{yz} = \sigma_{zy} = -\frac{\omega_0^2}{2\pi\Omega} \frac{v_2 v_3}{v_F} \times$$

$$\int_0^\infty d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\Omega}\varphi} J_1\left(2Y \sin \frac{\alpha\varphi}{2}\right) J_1\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\alpha\varphi}{2}, \quad (7)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \sigma_{xz} = \sigma_{zx} = 0,$$

где  $X = k_y v_2 / \Omega$ ,  $Y = k_z v_3 / (\alpha\Omega)$ ,  $J_n(x)$  — функции Бесселя  $n$ -го порядка. Для значений интеграла перекрытия  $A \sim 0,5$  эВ, частота  $\omega_0 = (4e^2 p_2 p_3 v_F / \hbar^3)^{1/2}$  порядка  $10^{15} \text{ с}^{-1}$ .

Легко видеть, что осцилляции компонент скорости  $v_y, v_z$  электронов приводят к резонансам высокочас-

тотной проводимости. Разлагая в соотношениях (4)–(6) функции Бесселя в ряды Фурье по  $\varphi$  и  $\alpha\varphi$

$$J_0(2Z \sin(\psi/2)) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(Z) \exp(in\psi),$$

$$J_2(2Z \sin(\psi/2)) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{1-n}(Z) J_{1+n}(Z) \exp(in\psi),$$

$$Z = \{X, Y\}, \quad \psi = \{\varphi, \alpha\varphi\},$$

и интегрируя по  $\varphi$ , получим для диагональных компонент проводимости следующие выражения:

$$\sigma_{xx} = \frac{i\omega_0^2}{2\pi} \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(X) J_m^2(Y)}{\tilde{\omega} - n\Omega - \alpha m\Omega}. \quad (8)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{i\omega_0^2}{4\pi} \left(\frac{v_2}{v_F}\right)^2 \times$$

$$\times \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \frac{J_m^2(Y) (J_{n-1}^2(X) + J_{n+1}^2(X) + 2J_{n-1}(X)J_{n+1}(X))}{\tilde{\omega} - n\Omega - \alpha m\Omega} \quad (9)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{i\omega_0^2}{4\pi} \left(\frac{v_3}{v_F}\right)^2 \times$$

$$\times \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(X) (J_{m-1}^2(Y) + J_{m+1}^2(Y) + 2J_{m-1}(Y)J_{m+1}(Y))}{\tilde{\omega} - n\Omega - \alpha m\Omega}. \quad (10)$$

В случае, когда время свободного пробега  $\tau$  достаточно велико, т.е.  $\Omega_0\tau \gg 1$ , локальные максимумы высокочастотной проводимости и микроволнового поглощения появляются при условии

$$\omega - n\Omega - \alpha m\Omega = 0. \quad (11)$$

Однако резонансы на частотах  $\omega = m\alpha\Omega \equiv m\Omega_1$  в результате движения электронов в направлении  $z$  могут появиться лишь для коротковолнового электромагнитного поля, когда величина  $Y^2\alpha\Omega\tau$  сравнима с единицей.

В бесстолкновительном пределе  $\tau \rightarrow \infty$  высокочастотная проводимость может стать не диссипативной. В результате появляется возможность существования слабозатухающих коллективных мод в проводниках с сильно анизотропной ПФ Q1D типа.

### 3. Спектры коллективных мод

Полагая пространственно временную зависимость всех переменных величин в виде  $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ , из уравнений Максвелла нетрудно получить дисперсионное уравнение, определяющее частоты собственных мод  $\omega(\mathbf{k})$  электромагнитного поля

$$D \equiv \det \left[ k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) \right] = 0. \quad (12)$$

Реальные части корней уравнения (12) определяют спектр коллективных мод, а мнимые — декремент затухания. Здесь  $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{ij} + (4\pi i/\omega)\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k})$  — тензор диэлектрической проницаемости,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера. Для частот  $\omega$ , много меньших, чем  $\sigma_{ij}$ , первым слагаемым в выражении для  $\varepsilon_{ij}$  можно пренебречь.

Рассмотрим случай, когда волновой вектор  $\mathbf{k} = (0, k, 0)$  направлен вдоль оси  $y$ . Дисперсионное уравнение (12) факторизуется

$$D = \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx}(\omega, \mathbf{k}) \right) \left( -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy}(\omega, \mathbf{k}) \right) \times \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz}(\omega, \mathbf{k}) \right) = 0 \quad (13)$$

и разбивается на три уравнения. Первое из них, описывающее поперечную моду с электрическим полем, поляризованным в направлении максимальной проводимости, детально исследовано в работе [20] при произвольных ориентациях магнитного поля и волнового вектора. Второе — имеет слабозатухающие решения в области частот  $\omega > (B/\varepsilon_F)^2 \omega_0$  и определяет продольные плазменные колебания в направлении  $y$ . Третье уравнение

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz}(\omega, \mathbf{k}) = 0 \quad (14)$$

описывает коллективную моду с электрическим полем, поляризованным в направлении наименьшей проводимости. В случае  $k_z = 0$  интегральное выражение для компоненты проводимости (6) можно упростить

$$\sigma_{zz} = \frac{i\omega_0^2}{4\Omega} \left( \frac{v_3}{v_F} \right)^2 \left[ \frac{J_{(\tilde{\omega}-\alpha\Omega)/\Omega}(X) J_{-(\tilde{\omega}-\alpha\Omega)/\Omega}(X)}{\sin\left(\pi \frac{\tilde{\omega}-\alpha\Omega}{\Omega}\right)} + \frac{J_{(\tilde{\omega}+\alpha\Omega)/\Omega}(X) J_{-(\tilde{\omega}+\alpha\Omega)/\Omega}(X)}{\sin\left(\pi \frac{\tilde{\omega}+\alpha\Omega}{\Omega}\right)} \right]. \quad (15)$$

Спектр коллективных мод может быть представлен в аналитическом виде в коротко- и длинноволновом пределах. В случае слабой пространственной дисперсии  $X \ll 1$  формула (15) может быть разложена в быстро убывающий степенной ряд и уравнение (14) становится алгебраическим. В основном приближении по параметру  $X^2$  закон дисперсии низкочастотной моды определяется выражением

$$\omega = \frac{\alpha\Omega}{\sqrt{2}} \frac{kc v_F}{\omega_0 v_3}. \quad (16)$$

При достаточно больших значениях  $X \gg 1$  можно упростить уравнение (14), используя асимптотическое представление функций Бесселя в формуле (15) в виде тригонометрических функций. При малых значениях параметра  $(1/\pi X^3)(\omega_0 v_2 v_3)^2 / (v_F \Omega c)^2 \ll 1$  собственные частоты близки к резонансным частотам  $\omega = (n \pm \alpha)\Omega$

$$\omega = (n \pm \alpha)\Omega \left[ 1 - \frac{1}{\pi X^3} \left( \frac{\omega_0 v_2}{\Omega c} \right)^2 \left( \frac{v_3}{v_F} \right)^2 \left( 1 - (-1)^n \sin 2X \right) \right]. \quad (17)$$

Отклонение  $\omega$  от резонансной частоты  $(n \pm \alpha)\Omega$  осциллирует как  $\sin 2X$  и уменьшается с возрастанием  $k$  как  $k^{-3}$ .

Для произвольных значений безразмерной компоненты волнового вектора  $X$  решения трансцендентного уравнения (14) не могут быть получены в аналитическом виде. Численные расчеты спектров коллективных мод в предельном случае больших времен релаксации представлены на рис. 2. Как видно на рисунке, слабозатухающие волны исчезают, когда частота волны близка к резонансным частотам  $\omega = (n \pm \alpha)\Omega$  вследствие сильного циклотронного поглощения.

В случае, когда волновой вектор  $\mathbf{k} = (0, 0, k)$  параллелен оси  $z$ , дисперсионное уравнение преобразуется к виду

$$D = \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx}(\omega, \mathbf{k}) \right) \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy}(\omega, \mathbf{k}) \right) \times \left( -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz}(\omega, \mathbf{k}) \right) = 0. \quad (18)$$

Уравнение

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy}(\omega, \mathbf{k}) = 0 \quad (19)$$

описывает коллективную моду с электрическим полем, поляризованным в направлении  $y$ . После вычисления интеграла в формуле (5) для компоненты проводимости  $\sigma_{yy}$  получим

$$\sigma_{yy} = \frac{i\omega_0^2}{4\alpha\Omega} \left( \frac{v_2}{v_F} \right)^2 \left[ \frac{J_{(\tilde{\omega}-\alpha\Omega)/\alpha\Omega}(Y) J_{-(\tilde{\omega}-\alpha\Omega)/\alpha\Omega}(Y)}{\sin\left(\pi \frac{\tilde{\omega}-\alpha\Omega}{\alpha\Omega}\right)} + \frac{J_{(\tilde{\omega}+\alpha\Omega)/\alpha\Omega}(Y) J_{-(\tilde{\omega}+\alpha\Omega)/\alpha\Omega}(Y)}{\sin\left(\pi \frac{\tilde{\omega}+\alpha\Omega}{\alpha\Omega}\right)} \right]. \quad (20)$$

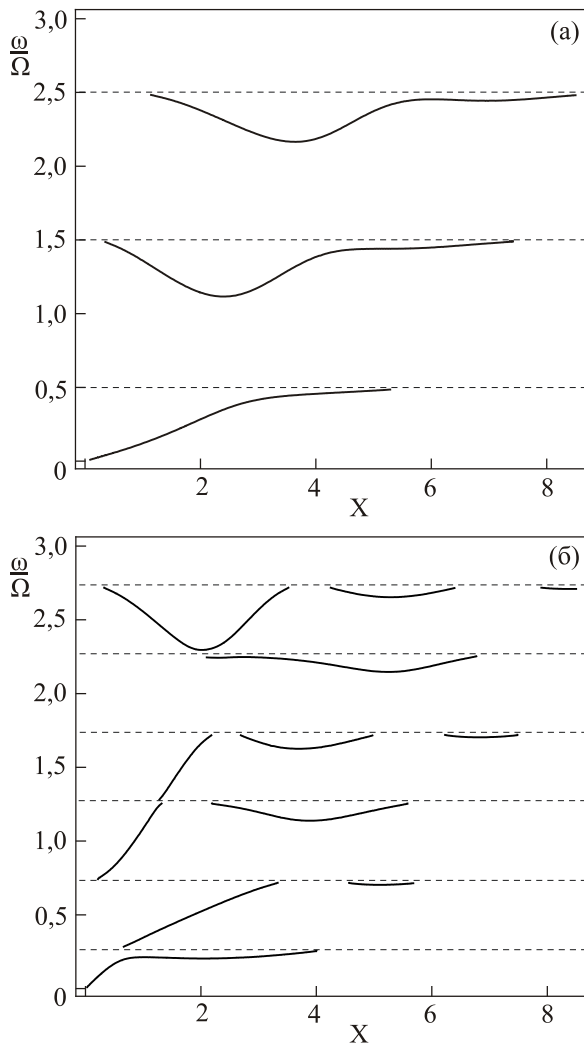


Рис. 2. Спектры коллективных мод при  $\mathbf{k} = (0, k, 0)$ ,  $\left(\frac{\omega_0 v_2 v_3}{\alpha \Omega v_{Fc}}\right)^2 = 10$ ,  $(\Omega \tau)^{-1} = 0,01$ ;  $\alpha = 1/2$  (а),  $\alpha = \sqrt{3}$  (б). Пунктирные линии соответствуют резонансным частотам  $\omega = (n \pm \alpha)\Omega$ .

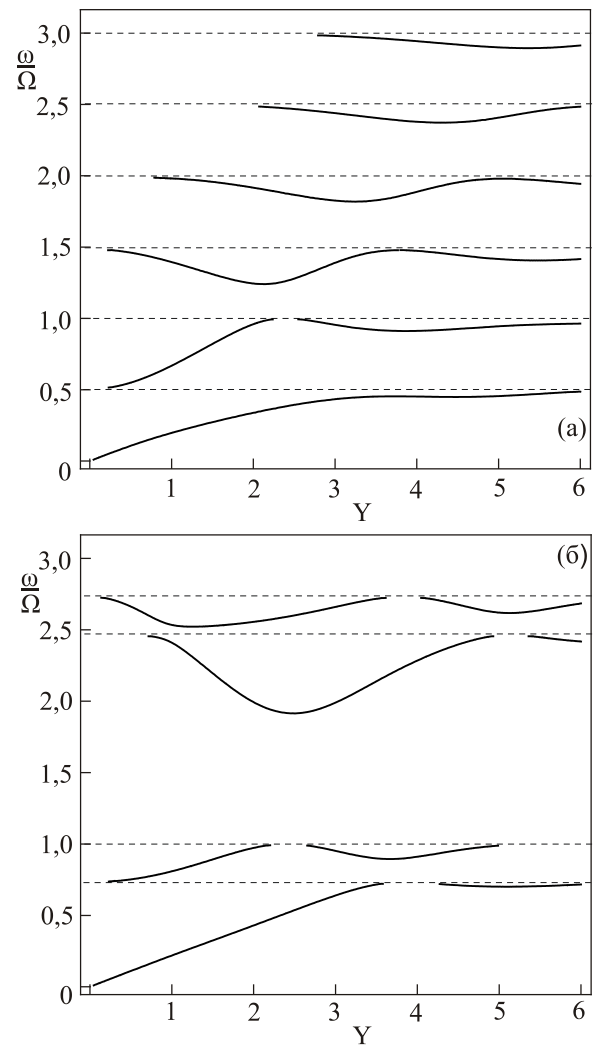


Рис. 3. Спектры коллективных мод при  $\mathbf{k} = (0, 0, k)$ ,  $\left(\frac{\omega_0 v_2 v_3}{\alpha \Omega v_{Fc}}\right)^2 = 10$ ,  $(\Omega \tau)^{-1} = 0,01$ ;  $\alpha = 1/2$  (а),  $\alpha = \sqrt{3}$  (б). Пунктирные линии соответствуют резонансным частотам  $\omega = (\alpha n \pm 1)\Omega$ .

При  $Y \ll 1$  можно упростить уравнение (19) с помощью асимптотического разложения формулы (20) в ряд по степеням  $Y$ . В результате найдем дисперсионное соотношение для низкочастотной моды

$$\omega = \frac{\Omega}{\sqrt{2}} \frac{kc v_F}{\omega_0 v_2}. \quad (21)$$

Спектры волн, распространяющихся в направлении наименьшей проводимости, изображены на рис.3.

Необходимым условием возникновения слабозатухающих резонансных мод так же, как и других высокочастотных резонансных явлений в магнитном поле является условие  $\Omega_0 \tau \gg 1$ . Численные расчеты, представленные выше, фактически соответствуют бесстолкновительному пределу  $\tau^{-1} \rightarrow 0$ . Влияние электронных столкновений на волновой процесс приводит

к сильному затуханию волны в окрестности порядка  $\tau^{-1}$  вблизи резонансных частот  $\Omega_r$ . Для значений  $\omega$  таких, что  $|\omega - n\Omega_r| < \tau^{-1}$  диагональные компоненты проводимости приобретают большую реальную часть, ответственную за сильное поглощение волны. В этой области слабозатухающие волны отсутствуют.

Коллективные моды с частотами вблизи гармоник резонансной частоты могут иметь место при условии нелокальной связи плотности тока и переменного электрического поля. Дисперсионные эффекты являются более существенными для возникновения высших гармоник.

#### 4. Заключение

Слабозатухающие собственные моды представляют собой коллективные возбуждения бозевого типа в электронной плазме твердых тел. Электромагнитные

моды в сильно анизотропных проводниках с Q1D электронным энергетическим спектром связаны с резонансами высокочастотной проводимости, обусловленными периодическим движением электронов проводимости в сильном магнитном поле почти без столкновений через гофрированные листы ПФ. Компоненты  $v_y$  и  $v_z$  скорости электронов осциллируют с частотами  $\Omega$  и  $\Omega_1 = (p_2/p_3)\text{tg} \vartheta \Omega$  соответственно, генерируя резонансы в кинетических коэффициентах проводников. Таким образом, резонансы в высокочастотной проводимости могут иметь место на двух резонансных частотах и их гармониках. Резонансы в результате движения электронов в направлении наименьшей проводимости могут появиться лишь для достаточно коротковолнового электромагнитного поля, когда величина  $(kv_3/\Omega_1)^2 \Omega_1 \tau$  сравнима с единицей. Пространственная дисперсия является необходимым условием существования электромагнитных волн с частотами вблизи резонансов, кроме того, дисперсионные эффекты становятся более существенными с увеличением  $\omega$ . Влияние столкновений электронов на волновой процесс приводит к исчезновению слабозатухающих коллективных мод в окрестности порядка  $\tau^{-1}$  вблизи резонансной частоты из-за сильного циклотронного поглощения.

1. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
2. E.A. Kaner and V.G. Skobov, *Adv. Phys.* **17**, 605 (1968).
3. 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).
4. 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) [*JETP* **84**, 540 (1997)].
5. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **25**, 1119 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 837 (1999)].
6. Y. Oshima, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H.M. Yamamoto, and R. Kato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 1034 (2002).
7. Y. Oshima, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H.M. Yamamoto, R. Kato, M. Tamura, Y. Nishio, and K. Kajita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 143 (2003).
8. D.I. Stepanenko, *Solid State Commun.* **150**, 1204 (2010).
9. S. Hill, *Phys. Rev. B* **55**, 4931 (1997).
10. H. Ohta, M. Kimata, and Y. Oshima, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **10**, 024310 (2009).
11. S.J. Blundell A. Ardavan, and J. Singleton, *Phys. Rev. B* **55**, R6129 (1997).
12. L.P. Gorkov and A.G. Lebed, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3874 (1993).
13. A. Ardavan, J.M. Schrama, S.J. Blundell, J. Singleton, W. Hayes, M. Kurmoo, P. Day, and P. Goy, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 713 (1998).
14. E. Kovalev, S. Hill, and J.S. Qualls, *Phys. Rev. B* **66**, 134513 (2002).
15. Y. Oshima, M. Kimata, K. Kishigi, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H. Nishikawa, K. Kikuchi, and I. Ikemoto, *Phys. Rev. B* **68**, 054526 (2003).
16. S. Takahashi, S. Hill, S. Takasaki, J. Yamada, and H. Anzai, *Phys. Rev. B* **72**, 024540 (2005).
17. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **126**, 1435 (2004) [*JETP* **99**, 1253 (2004)].
18. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, and D.I. Stepanenko, *Phys. Rev. B* **71**, 045304 (2005).
19. D.I. Stepanenko, *Europhys. Lett.* **82**, 47007 (2008).
20. D.I. Stepanenko, *Modern Phys. Lett. B* **26**, 1250190 (2012).

### The high-frequency resonances and weakly damping collective modes in strongly anisotropic conductors of Q1D type

Yu.A. Kolesnichenko, V.G. Peschansky, and D.I. Stepanenko

We show that weakly damped electromagnetic waves polarized perpendicular to the direction of the highest conductivity can propagate in strongly anisotropic organic conductors of Q1D type placed in a magnetic field. The numerical analysis of the dispersion equations is presented and the simple analytical expressions for the collective modes spectrum in a number of limiting cases are obtained.

PACS: 74.70.Kn Organic superconductors;  
72.15.Nj Collective modes (e.g., in one-dimensional conductors);  
72.15.Gd Galvanomagnetic and other magnetotransport effects.

Keywords: organic conductors, collective modes, high-frequency resonance.