

Коллективные моды в сильно анизотропных проводниках с многолистной поверхностью Ферми

Д.И. Степаненко

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

Статья поступила в редакцию 12 февраля 2018 г., опубликована онлайн 27 июня 2018 г.

Показано, что в сильно анизотропных органических проводниках с многолистной поверхностью Ферми, включающей как квазиодномерные, так и квазидвумерные топологические элементы, помещенных в магнитное поле, могут распространяться слабозатухающие электромагнитные волны. Получены простые аналитические выражения для их спектра в коротковолновом и длинноволновом пределах. Представлен численный анализ дисперсионных уравнений при произвольных значениях волнового вектора.

Показано, що в сильно анізотропних органічних провідниках із багатолистою поверхнею Ферми, що містить як квазіодновимірні, так і квазідвовимірні топологічні елементи, у магнітному полі можуть поширюватися слабкозатухаючі електромагнітні хвилі. Отримано прості аналітичні вираження для їхнього спектра в короткохвильовому і довгохвильовому граничних випадках. Представлено чисельний аналіз дисперсійних рівнянь при довільних значеннях хвильового вектора.

PACS: 74.70.Kn Органические сверхпроводники;
72.15.Nj Коллективные моды (например, в одномерных проводниках);
76.40.+b Диамагнитный и циклотронный резонансы.

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

Интерес к слоистым проводникам органического происхождения вызван широкими возможностями синтеза соединений с заданными физическими свойствами, а также рядом специфических свойств, таких как низкая размерность, большое разнообразие фазовых состояний, существование сверхпроводящей фазы, возможность изменять основное состояние с помощью сравнительно слабых внешних воздействий. Экспериментальное наблюдение квантовых магнитных осцилляций [1–4] и высокочастотных резонансов [3–13] в этих материалах свидетельствует, что их электропроводность обусловлена группой фермионов, аналогичных электронам проводимости в обычных металлах. Характерной особенностью электронных свойств органических металлов является ярко выраженная анизотропия квазиодномерного (Q1D) или квазидвумерного (Q2D) типа, обусловленная их кристаллической структурой. Основными структурными элементами этих веществ являются органические молекулы или молекулярные комплексы, обладающие донорными или акцепторными свойствами. Наиболее известными при-

мерами таких молекул являются тетрагидрофульвален (TTF), бис(этилендитио)тетрагидрофульвален (BEDT-TTF), тетраметилтетраселенафульвален (TMTSF), тетраселенатетрацен (TST) и др. Ион-радикалы этих молекул образуют регулярные стопки, расположенные вдоль выделенного направления. Интегралы перекрытия волновых функций электронов, принадлежащих разным стопкам, довольно малы; в результате проводимость вдоль стопок на несколько порядков превышает проводимость в поперечном направлении (Q1D проводники). Причем анизотропия проявляется и в плоскости, перпендикулярной проводящей цепочке: проводимость во взаимно ортогональных направлениях может различаться на порядок и более. В ряде систем органические молекулы образуют не отдельные стопки, а целые проводящие слои, чередующиеся со слоями противоионов (Q2D проводники). Анизотропию электронного энергетического спектра слоистого проводника можно характеризовать параметром η , квадрат которого равен отношению проводимостей по нормали к слоям и вдоль слоев в отсутствие магнитного поля.

Магнитооптические измерения, в частности исследование резонансного поглощения электромагнитного поля, являются проверенными методами получения информации о зонной структуре проводящих систем. Высокочастотные резонансы возникают в результате периодического движения электронов проводимости по поверхности Ферми (ПФ) в магнитном поле, когда время свободного пробега электронов τ достаточно велико для проявления их динамических свойств. Имеется большое число публикаций, в которых сообщается о наблюдении высокочастотного резонансного поглощения электромагнитного поля в органических проводниках Q2D и Q1D типов [5–13]. Электромагнитная энергия, поглощаемая проводником в условиях высокочастотных резонансов, может распространяться в виде коллективных мод. В металлах при низких температурах могут существовать различные электромагнитные моды, представляющие собой коллективные возбуждения бозевского типа в электронной плазме твердых тел [14,15]. Их собственные частоты являются корнями трансцендентного дисперсионного уравнения, имеющего бесконечное множество решений. Большинство коллективных мод — сильно затухающие, и только в некоторых областях частот и при определенных параметрах плазмы твердого тела возможно существование слабозатухающих волн. Топология ПФ имеет существенное влияние на характеристики коллективных мод, поскольку дисперсионное уравнение определяется тензором проводимости. Ранее мы рассматривали слабозатухающие собственные моды в Q2D и Q1D проводниках при нелокальной связи между электрическим током и переменным электромагнитным полем [16–20]. В настоящем сообщении исследо-

ваны электромагнитные волны в сильно анизотропных проводниках с многолистной ПФ, содержащей как Q2D, так и Q1D топологические элементы. Проведен численный анализ дисперсионных уравнений, дающий качественное представление о дисперсии слабозатухающих электромагнитных волн в сильно анизотропных органических проводниках. Получены аналитические выражения для спектра слабозатухающих собственных мод в ряде предельных случаев.

Хотя органические проводники имеют сложную молекулярную и кристаллическую структуру, их электронные зонные структуры достаточно просты. ПФ органических проводников резко анизотропна и может состоять из Q1D и Q2D листов. Исследования угловых осцилляций магнитосопротивления и квантовых магнитных осцилляционных эффектов [1–4] при температурах жидкого гелия показывают, что Q1D элементы ПФ известных органических соединений обычно представлены в виде пары волнообразных плоскостей, а Q2D элементы — слабогофрированным цилиндром, которые периодически повторяются в импульсном пространстве. Примером органических металлов, ПФ которых имеет Q1D и Q2D топологические элементы, являются проводники семейства солей тетрагидрофульвалена $(BEDT-TTF)_2M\text{Hg}(\text{SCN})_4$, где $M = \text{K}, \text{Rb}$ или Tl . Пусть для определенности ось p_z параллельна нормали к проводящим слоям, а ось p_x определяет направление, ортогональное квазиплоским листам ПФ, и, соответственно, направление максимальной проводимости Q1D группы электронов (рис. 1(a)). Гофрировка Q1D плоскостей в направлении p_y значительно превышает гофрировку в направлении p_z .

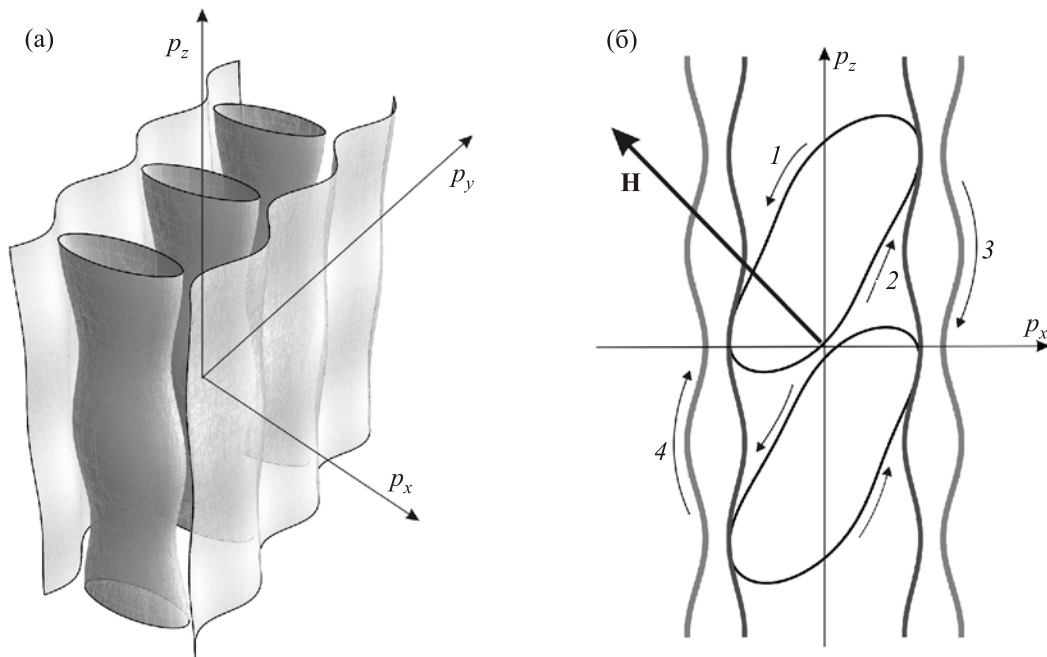


Рис. 1. Поверхность Ферми (а), ее проекция (б) на плоскость $p_x p_z$ и траектории электронов, принадлежащие листам ПФ в виде цилиндра (стрелки 1, 2) и двух плоскостей (стрелки 3, 4) в магнитном поле \mathbf{H} .

В случае, когда $\eta\varepsilon_F \gg \hbar\omega$, $\hbar\omega_H$, кинетические свойства проводника можно описать с помощью квазиклассического приближения, здесь ω и ω_H — частота переменного электромагнитного поля и циклотронная частота Q2D электронов соответственно, ε_F — энергия Ферми, \hbar — постоянная Планка. Во внешнем магнитном поле \mathbf{H} движение электрона, принадлежащего Q1D листу ПФ, будет инфинитным в направлении x и ограниченным в направлении y (рис. 1(б)). Компонента скорости Q1D электронов v_y осциллирует с некоторой частотой Ω , приводя к резонансам в высокочастотной проводимости.

Каждая из групп носителей заряда вносит вклад в тензор электропроводности

$$\sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \sigma_{ij}^{Q1D}(\omega, \mathbf{k}) + \sigma_{ij}^{Q2D}(\omega, \mathbf{k}), \quad (1)$$

$$\sigma_{ij}^{Q2D}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{2|e|^3 H}{(2\pi\hbar)^3 c} \int \frac{dp_H}{1 - \exp\left(\frac{2\pi i(\tilde{\omega} - \langle \mathbf{k}\mathbf{v} \rangle)}{\omega_H}\right)} \times \\ \times \int_0^{2\pi/\omega_H} dt v_i(t) \int_0^{2\pi/\omega_H} dt_1 v_j(t-t_1) \exp\left(i\tilde{\omega}t_1 - i \int_{t-t_1}^t dt' \mathbf{k}\mathbf{v}(t')\right), \quad (2)$$

$$\sigma_{ij}^{Q1D}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{2|e|^3 H}{(2\pi\hbar)^3 c} \sum_{\text{sgn}(p_x)=\pm 1} \int dp_H \int_0^{2\pi/\Omega} dt v_i(t) \times \\ \times \int_{-\infty}^t dt' v_j(t') \exp\left(i\tilde{\omega}(t-t') - i \int_{t'}^t dt'' \mathbf{k}\mathbf{v}(t'')\right), \quad (3)$$

здесь σ_{ij}^{Q1D} и σ_{ij}^{Q2D} — тензоры электропроводности Q2D и Q1D электронов в τ -приближении для интеграла столкновений, значения $\text{sgn}(p_x) = \pm 1$ соответствуют различным Q1D листам ПФ, $\tilde{\omega} = \omega + i\tau^{-1}$, скобка $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по периоду $T = 2\pi/\omega_H$ движения электрона в магнитном поле по Q2D секции ПФ, e — заряд электрона, c — скорость света. В качестве переменных в импульсном пространстве мы выбрали интегралы движения — энергию ε , проекцию импульса на направление магнитно поля $p_H = (\mathbf{p}\mathbf{H})/H$ и t — время движения электрона в магнитном поле. Скорость электрона $\mathbf{v}(t)$ определяется квазиклассическими уравнениями движения.

Чтобы получить простые аналитические выражения для проводимости и провести численный анализ дисперсионных уравнений, воспользуемся для энергетического спектра электронов, принадлежащих Q2D элементам ПФ, моделью, соответствующей приближению слабой связи в плоскости слоев и приближению сильной связи для электронов, принадлежащих смежным слоям:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - A_{\perp} \cos \frac{p_z}{p_3}, \quad (4)$$

а для электронов на Q1D плоскостях — энергетическим спектром в приближении сильной связи, линеаризованным в направлении p_x :

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = v_{1F} |p_x| + A_2 \cos \frac{p_y}{p_2} + A_3 \cos \frac{p_z}{p_3} + \varepsilon_1. \quad (5)$$

Здесь $A_{\perp} \approx \eta v_F p_3 \ll \varepsilon_F$ — интеграл перекрытия волновых функций Q2D электронов, принадлежащих различным слоям, m — эффективная масса, $v_{1F} \approx A_1/p_1$ — скорость электронов на Q1D элементах ПФ вдоль направления максимальной проводимости, интегралы перекрытия A_1, A_2, A_3 удовлетворяют неравенствам $A_1 \gg A_2 \gg A_3 = A_{\perp}$. Параметры $p_1 = \hbar/a_1$, $p_2 = \hbar/a_2$, определяются постоянными решетки a_1, a_2, a_3 , $v_F = \sqrt{2\varepsilon_F/m}$, ε_1 — постоянная.

Если угол ϑ между магнитным полем и нормалью к слоям близок к $\pi/2$, т.е. $\eta \tau g \vartheta \approx 1$, то замкнутые сечения цилиндрических элементов 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 для проявления высокочастотных резонансных эффектов необходимо выполнение неравенства $\eta \tau g \vartheta \ll 1$.

В условиях сильной пространственной дисперсии $\eta k v_F / \omega_H \approx 1$ возникновению слабозатухающих волн препятствует бесстолкновительное поглощение. В квазиизотропных металлах распространение коллективных мод с частотами в окрестности резонансов возможно лишь в направлении, перпендикулярном направлению внешнего магнитного поля. В сильно анизотропных проводниках область существования волн значительно шире. Дрейфовая скорость носителей заряда является осциллирующей функцией угла между направлением магнитного поля и направлением наименьшей проводимости. При некоторых ориентациях магнитного поля она оказывается пренебрежимо малой величиной, пропорциональной квадрату параметра анизотропии ПФ. Для этих направлений магнитного поля бесстолкновительное затухание сводится к циклотронному поглощению при строгом выполнении условия $\omega = n\omega_H$, и существование слабозатухающих коллективных мод возможно при произвольной ориентации волнового вектора относительно магнитного поля [16]. В области значений волнового вектора

$$\eta k_z v_F / \omega_H \ll 1 \quad (6)$$

дисперсией в направлении нормали к слоям можно пренебречь и дрейф электронов в направлении \mathbf{k} не оказывает влияние на бесстолкновительное поглощение волны. В настоящем сообщении мы не будем рассматривать эффекты, обусловленные угловыми осцил-

ляциями дрейфовой скорости электронов, предполагая условие (6) выполненным.

В случае, когда волновой вектор $\mathbf{k} = (0, k, 0)$ и магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \vartheta, H \cos \vartheta)$ ортогональны направлению максимальной проводимости Q1D электронов, компоненты тензора проводимости в плоскости слоев приобретают вид

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{Q1D} &= \frac{\omega_0^2}{2\pi\Omega} \int_0^\infty d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\Omega}\varphi} J_0\left(2X_1 \sin \frac{\varphi}{2}\right), \\ \sigma_{yy}^{Q1D} &= \frac{\omega_0^2}{4\pi\Omega} \left(\frac{v_2}{v_{1F}}\right)^2 \int_0^\infty d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\Omega}\varphi} \times \\ &\times \left[J_0\left(2X_1 \sin \frac{\varphi}{2}\right) \cos \varphi - J_2\left(2X_1 \sin \frac{\varphi}{2}\right) \right], \\ \sigma_{xy}^{Q1D} &= \sigma_{yx}^{Q1D} = 0, \\ \sigma_{xx}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{8\pi\omega_H} \frac{1}{\sin \pi(\tilde{\omega}/\omega_H)} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\omega_H}\varphi} \left[J_2\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) + J_0\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \cos \varphi \right], \\ \sigma_{xy}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{8\pi\omega_H} \frac{1}{\sin \pi(\tilde{\omega}/\omega_H)} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\omega_H}\varphi} J_0\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \sin \varphi, \\ \sigma_{yy}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{8\pi\omega_H} \frac{1}{\sin \pi(\tilde{\omega}/\omega_H)} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\frac{\tilde{\omega}}{\omega_H}\varphi} \left[J_0\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \cos \varphi - J_2\left(2X \sin \frac{\varphi}{2}\right) \right], \quad (7) \end{aligned}$$

здесь $\omega_H = (|e|H/mc) \cos \vartheta$ — циклотронная частота Q2D электронов в основном приближении по $\eta \tan \vartheta$, $\Omega = (|e|v_{1F}H/cp_2) \cos \vartheta$ — аналог циклотронной частоты для электронов с законом дисперсии (5), $v_2 = A_2/p_2$ — характерная скорость Q1D электронов в направлении y , $v_2 \ll v_{1F}$, v_F ; $X = k_y v_F / \omega_H$ и $X_1 = k_y v_2 / \Omega$ — безразмерные волновые числа, $\omega_p = (4e^2 p_3 \varepsilon_F / \hbar^3)^{1/2}$ — плазменная частота Q2D электронов, $\omega_0 = (4e^2 p_2 p_3 v_1 / \hbar^3)^{1/2}$, $J_n(X)$ — функции Бесселя.

Разлагая в соотношениях (7) функции Бесселя в ряды Фурье по φ

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

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

и выполняя интегрирование, нетрудно представить компоненты тензора проводимости в виде, в котором явно проявляется их резонансный характер. Например, для компонент σ_{xx}^{Q1D} и σ_{xx}^{Q2D} получим

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{Q1D} &= \frac{i\omega_0^2}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(X_1)}{\tilde{\omega} - n\Omega}, \\ \sigma_{xx}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{4\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_{n-1}^2(X) + J_{n+1}^2(X) - 2J_{n-1}(X)J_{n+1}(X)}{\tilde{\omega} - n\omega_H}. \quad (8) \end{aligned}$$

Интегральные формулы (7) можно выразить через функции Бесселя с комплексным индексом. После интегрирования по φ [21] найдем

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{2\omega_H} \left(\frac{\frac{d}{dX} J_z(X) \frac{d}{dX} J_{-z}(X)}{\sin \pi z} - \frac{z}{\pi X^2} \right), \\ \sigma_{yy}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{2\omega_H} \left(\frac{z}{X} \right)^2 \left(\frac{J_z(X) J_{-z}(X)}{\sin \pi z} - \frac{1}{\pi z} \right), \\ \sigma_{xy}^{Q2D} &= \frac{\omega_p^2}{4\omega_H} \frac{z}{X} \frac{d}{dX} (J_z(X) J_{-z}(X)) \frac{1}{\sin \pi z}, \\ \sigma_{xx}^{Q1D} &= \frac{i\omega_0^2}{2\Omega} \frac{J_{z_1}(X_1) J_{-z_1}(X_1)}{\sin \pi z_1}, \\ \sigma_{yy}^{Q1D} &= \frac{i\omega_0^2}{2\Omega} \left(\frac{v_2}{v_{1F}} \right)^2 \left(\frac{z}{X_1} \right)^2 \left(\frac{J_{z_1}(X_1) J_{-z_1}(X_1)}{\sin \pi z_1} - \frac{1}{\pi z_1} \right), \quad (9) \end{aligned}$$

где $z = \tilde{\omega}/\omega_H$, $z_1 = \tilde{\omega}/\Omega$. Как следует из формул (8), (9), в бесстолкновительном пределе $\tau \rightarrow \infty$ высокочастотная проводимость становится недиссипативной, что может привести к появлению слабозатухающих коллективных мод.

В случае, когда электрический ток протекает в плоскости максимальной проводимости, дисперсионное уравнение имеет вид

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yx} / \varepsilon_{yy}, \quad (10)$$

здесь $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = (4\pi i/\omega) \sigma_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ — тензор диэлектрической проницаемости. Спектр коллективных мод может быть представлен в аналитическом виде в предельных случаях коротких и длинных волн. В случае слабой про-

странственной дисперсии $X \ll 1$ формулы (9) могут быть разложены в быстро убывающий степенной ряд

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{4\pi\omega_H} \left(\frac{z}{z^2-1} + \frac{(8+z^2)X^2}{4z(z^2-1)(z^2-4)} \right), \\ \sigma_{yy}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{4\pi\omega_H} \left(\frac{z}{z^2-1} + \frac{3zX^2}{4(z^2-1)(z^2-4)} \right), \\ \sigma_{xy}^{Q2D} &= \frac{i\omega_p^2}{8\pi\omega_H} \left(\frac{1}{z^2-1} + \frac{3X^2}{2(z^2-1)(z^2-4)} \right), \\ \sigma_{xx}^{Q1D} &= \frac{i\omega_0^2}{2\pi\Omega} \left(\frac{1}{z_1} + \frac{X_1^2}{2z_1(z_1^2-1)} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

и уравнение (10) становится алгебраическим. Частоты длинноволновых мод определяются выражениями

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_H \sqrt{1 - \frac{3v\beta_2}{4(2\beta_1 + v\beta_2)}} + \\ &+ \frac{3\pi v^2 \beta_2 \omega_H}{(2\beta_1 + v\beta_2)^2} \left(1 + \frac{(2\beta_1 + v\beta_2)(9\beta_1 + 4v\beta_2)}{6\pi v(8\beta_1 + 5v\beta_2)} + \right. \\ &\left. + \frac{\beta_1(2\beta_1 + v\beta_2)\gamma^2}{\pi v(8(v^2-1)\beta_1 + v(v^2-4)\beta_2)} \right) X^2, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\omega = \Omega - \frac{2(v^2-1)\beta_1}{8v((v^2-1)\beta_1 + v(v^2-4)\beta_2)} X_1^2, \quad (13)$$

где $v = \frac{\omega_H}{\Omega}$, $\gamma = \frac{X_1}{X}$, $\beta_1 = \left(\frac{\omega_0 v_{1F}}{\Omega c} \right)^2$, $\beta_2 = \left(\frac{\omega_p v_F}{\omega_H c} \right)^2$.

При $X \gg 1$ можно упростить уравнение (10), используя асимптотическое представление функций Бесселя в формулах (9) в виде тригонометрических функций. При условии

$$X \gg (\omega\tau)^{-1}, \quad X_1 \gg 1, \quad \frac{z\beta_1}{X^2 X_1} \ll 1$$

дисперсионное уравнение преобразуется к виду

$$\begin{aligned} 1 + \frac{z_1 \beta_1}{X^2 X_1} \frac{\cos \pi z_1 + \sin 2X_1}{\sin \pi z_1} + \\ + \frac{z\beta_2}{X^3} \frac{\cos \pi z - \sin 2X}{\sin \pi z} = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Предполагая, что $\frac{\beta_2}{\pi X^3} \sin v\pi \ll 1$ и

$\frac{v\beta_1}{\pi X^2 X_1} \sin(\pi n/v) \ll 1$, найдем из уравнения (14)

$$\begin{aligned} \omega &= n\omega_H \left(1 - \frac{\beta_2}{\pi X^3} \left(1 - (-1)^n \sin 2X \right) - \right. \\ &\left. - \frac{\omega_H \beta_1}{\pi \Omega X^2 X_1} \frac{\cos(\pi n \omega_H / \Omega) + \sin 2X_1}{\sin(\pi n \omega_H / \Omega)} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \omega &= n\Omega \left(1 - \frac{\beta_1}{\pi X^2 X_1} \left(1 + (-1)^n \sin 2X_1 \right) - \right. \\ &\left. - \frac{\Omega \beta_2}{\pi \omega_H X^3} \frac{\cos(\pi n \Omega / \omega_H) - \sin 2X}{\sin(\pi n \Omega / \omega_H)} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Если при некоторых целых числах m и n имеет место равенство $n\omega_H = m\Omega$, то асимптотику частоты коллективной моды вблизи этого резонанса можно записать в виде

$$\begin{aligned} \omega &= n\omega_H \left(1 - \frac{\beta_2}{\pi X^3} \left(1 - (-1)^n \sin 2X \right) - \right. \\ &\left. - \frac{\beta_1}{\pi X^2 X_1} \left(1 + (-1)^m \sin 2X_1 \right) \right). \end{aligned} \quad (17)$$

В области коротких длин волн собственные частоты близки к резонансным частотам $\omega_r = n\omega_H, m\Omega$, а зависимость частоты от волнового вектора имеет осциллирующий характер.

Для произвольных значений безразмерной компоненты волнового вектора решения трансцендентного уравнения (10) не могут быть получены в аналитическом виде. Численные расчеты спектров коллективных мод в предельном случае больших времен релаксации представлены на рис. 2.

Хотя каждая коллективная мода связана с конкретным резонансом, обусловленным динамикой либо Q2D либо Q1D электронов, ее частота, как следует из формул (12), (13), (15)–(17) и рис. 2, определяется параметрами как Q2D, так и Q1D листов ПФ. Пространственная дисперсия является необходимым условием существования электромагнитных волн с частотами вблизи резонансов. Минимальное значение волнового числа, при котором появляется резонансная мода, увеличивается с ростом номера гармоники.

Для возникновения слабозатухающих резонансных мод, так же как и других высокочастотных резонансных явлений в магнитном поле, необходимо, чтобы время свободного пробега электронов было достаточно велико ($\omega_H \tau \gg 1$). Численные расчеты, представленные выше, соответствуют бесстолкновительному пределу $\tau^{-1} \rightarrow 0$. Спектральная кривая прерывается в точках $\omega(k) = \omega_r$, поскольку вследствие сильного циклотронного поглощения слабозатухающая мода исчезает. Влияние электронных столкновений на волновой процесс приводит к интенсивному затуханию волны в ок-

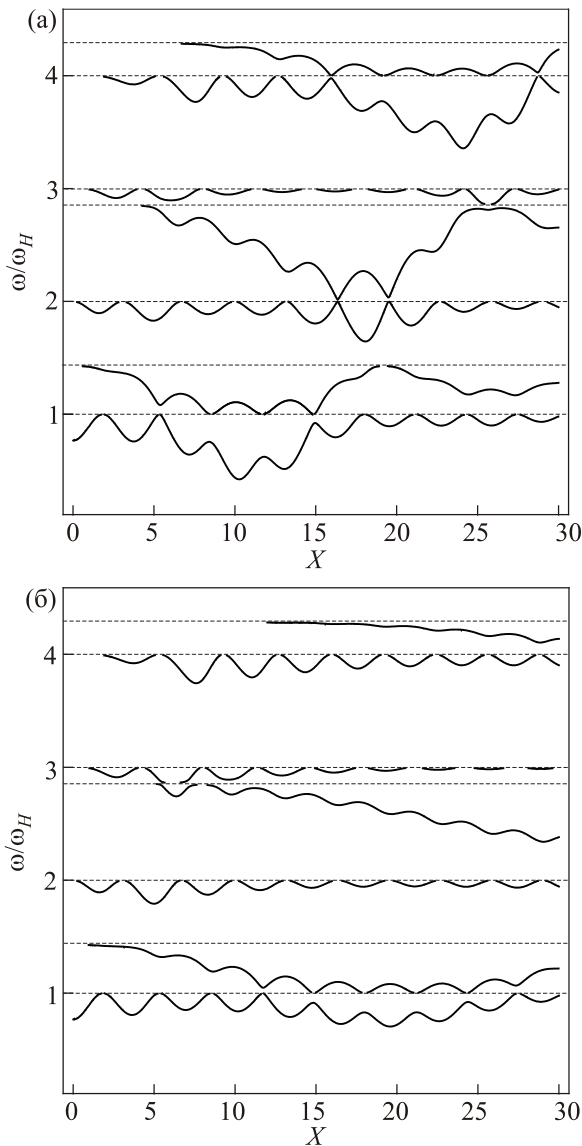


Рис. 2. Спектры коллективных мод при $(\omega_p v_F / \omega_H c)^2 = 1000$, $\omega_H / \Omega = 0,7$, (а) $X_1/X = 0,2$ (б) $X_1/X = 0,1$. Пунктирные линии соответствуют резонансным частотам.

рестности порядка τ^{-1} вблизи резонансных частот [19]. В области значений ω таких, что $|\omega - \omega_r| < \tau^{-1}$, диагональные компоненты проводимости приобретают большую реальную часть, ответственную за сильное поглощение волн.

1. J. Wosnitzer, *Fermi Surface of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics Springer Verlag, Berlin **134**, 1 (1996).
2. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
3. J. Singleton, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1111 (2000).
4. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **42**, 1211 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 947 (2016)].
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. 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).
7. 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).
8. Y. Oshima, H. Ohta, K. Koyama, M. Motokawa, H.M. Yamamoto, and R. Kato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 1034 (2002).
9. E. Kovalev, S. Hill, and J.S. Qualls, *Phys. Rev. B* **66**, 134513 (2002).
10. 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).
11. 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).
12. S. Takahashi, S. Hill, S. Takasaki, J. Yamada, and H. Anzai, *Phys. Rev. B* **72**, 024540 (2005).
13. H. Ohta, M. Kimata, and Y. Oshima, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **10**, 024310 (2009).
14. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
15. E.A. Kaner and V.G. Skobov, *Adv. Phys.* **17**, 605 (1968).
16. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **126**, 1435 (2004) [*JETP* **99**, 1253 (2004)].
17. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, and D.I. Stepanenko, *Phys. Rev. B* **71**, 045304 (2005).
18. D.I. Stepanenko, *Europhys. Lett.* **82**, 47007 (2008).
19. D.I. Stepanenko, *Modern Phys. Lett. B* **26**, 1250190 (2012).
20. Ю.А. Колесниченко, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **43**, 227 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 186 (2017)].
21. И.С. Градштейн и И.М. Рыжик, *Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений*, Физматгиз, Москва (1963).

Collective modes in strongly anisotropic conductors with multisheeted Fermi surface

D.I. Stepanenko

We show that, weakly damped electromagnetic waves can propagate in highly anisotropic organic conductors with a multisheet Fermi surface, including both quasi-one-dimensional and quasi-two-dimensional topological elements, placed in a magnetic field. The simple analytical expressions for the collective modes spectrum in short- and long-wavelength limits are obtained. The numerical analysis of the dispersion equations is presented.

PACS: 74.70.Kn Organic superconductors;
72.15.Nj Collective modes (e.g., in one-dimensional conductors);
76.40.+b Diamagnetic and cyclotron resonances.

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