

Коллективная электромагнитная мода в слоистых проводниках

В. М. Гохфельд

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: gokhfeld@host.dipt.donetsk.ua*

В. Г. Песчанский

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Лесина, 47
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 22 июля 1998 г.

В рамках теории Ландау рассмотрен поперечный нуль-звук в однокомпонентной заряженной ферми-жидкости с квазидвумерным энергетическим спектром носителей заряда. В отличие от обычного металла распространение электромагнитной волны в направлении слабой проводимости оказывается возможным уже при малой интенсивности фермижидкостного взаимодействия. Найдено распределение поля в образце при одностороннем возбуждении, вычислен поверхностный импеданс и обсуждается возможность наблюдения эффекта в импульсном режиме.

У рамках теорії Ландау розглянуто поперечний нуль-звук в однокомпонентній зарядженій фермі-рідині з квазидвовимірним енергетичним спектром носіїв заряду. На відміну від звичайного металу розповсюдження електромагнітної хвилі у напрямку слабкої провідності виявляється можливим вже за малої інтенсивності фермірідинної взаємодії. Знайдено розподіл поля у зразку при односторонньому збудженні, обчислено поверхневий імпеданс та обговорюється можливість спостереження ефекту в імпульсному режимі.

PACS: 71.20.-r

В последние годы во многих лабораториях широко изучаются синтетические проводящие кристаллы слоистой либо цепочечной структуры с почти металлическим, но резко анизотропным электросопротивлением. В качестве примеров можно указать полимеры на основе солей тетраафульвалена, полиацетилен, дихалькогениды переходных металлов и их интеркаляты, а также ВТСП керамики в несверхпроводящей фазе, среди простых металлов подобными (хоть и не столь явно выраженными) свойствами обладает только графит.

Теория высокочастотных свойств слоистых проводников может быть построена на основе представлений об эффективно сниженной размерности движения носителей заряда, т.е. о квазидвумерном характере одноэлектронного энергетического спектра [1–3], что в целом согласуется с экспериментальными данными (см., например, [4]). Однако значительный интерес представляют

и многоэлектронные явления, в частности возможность распространения различных типов нуль-звуковых колебаний. В синтетических проводниках концентрация свободных носителей обычно меньше, т.е. экранирование электрон-электронного взаимодействия в них, по-видимому, слабее, чем в «хороших» металлах. Наряду с анизотропией это может привести к более яркому проявлению многочастичных эффектов в электродинамике слоистых проводников. Продольный нуль-звук в квазидвумерной двухзонной ферми-жидкости и его взаимодействие с упругими волнами рассматривались в [5].

В настоящем сообщении предлагается модельное рассмотрение скин-эффекта вблизи поверхности, параллельной проводящим слоям (x, y), в рамках теории ферми-жидкости Ландау [6] (см. также [7–9]). Мы изучим условия существования коллективных электромагнитных (т.е. поперечных) мод и покажем, что эти условия оказываются

ся существенно менее жесткими, чем в изотропном случае, найдем закон дисперсии коллективных возбуждений и вычислим соответствующий вклад в импеданс.

Наше основное предположение состоит в том, что все энергетические характеристики квазичастиц вблизи уровня Ферми — как одночастичный гамильтониан, так и функция взаимодействия Ландау — слабо зависят от z -проекции квазиимпульса, т.е. могут быть разложены в быстро сходящиеся ряды Фурье по переменной $t \equiv ap_z/\hbar$ (a — период решетки в направлении $0z$). Тогда, сохраняя лишь нулевую и первую гармоники и пренебрегая анизотропией в плоскости слоев, можно представить закон дисперсии носителей в виде

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = p_{\perp}^2/2m - (\hbar v_0/a) \cos t, \quad (1)$$

где $p_{\perp}^2 \equiv p_x^2 + p_y^2$. Соответствующая ферми-поверхность есть слабо гофрированный открытый цилиндр; для данной задачи достаточно предположить, что это — единственный ее лист (либо другие эквивалентны ему). В такой модели

$$\begin{aligned} v_z &= v_0 \sin t, \quad v_x = v_{\perp}(t) \cos \varphi, \\ v_{\perp}^2 &= v_F^2 + (\hbar v_0/2ma) \cos t, \end{aligned} \quad (2)$$

число состояний в единице объема и их энергетическая плотность соответственно равны

$$N = \varepsilon_F \langle 1 \rangle, \quad \langle 1 \rangle = m/\pi \hbar^2, \quad (3)$$

а параметром анизотропии служит малое отношение скоростей $v_0/v_F \ll 1$.

Совершенно аналогично (1) функция Ландау, связывающая истинное и эффективное распределение квазичастиц, может быть представлена как

$$L(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = L_0(\varphi, \varphi') + (v_0/v_F)L_1(\varphi, \varphi', t, t'). \quad (4)$$

В этом разложении мы ограничимся лишь первым слагаемым, в соответствии с симметрией задачи естественно полагать его четной (и, разумеется, периодичной) функцией разности азимутальных углов $\varphi - \varphi'$.

Запишем теперь кинетическое уравнение, направив электрический вектор \mathbf{E} в электромагнитной волне вдоль оси $0x$:

$$kv_z \Phi - \omega \Psi - iv(\Phi - \langle \Phi \rangle / \langle 1 \rangle) = ieE v_x; \quad (5)$$

$$\Phi = \Psi + (2\pi)^{-2} \int_{-\pi}^{\pi} dt' \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi' L_0(\varphi - \varphi') \Psi(\varphi', t'), \quad (6)$$

где k — волновое число ($\mathbf{k} \parallel 0z$); ω — частота электромагнитной волны; v — эффективная частота диссипативного рассеяния носителей; угловыми скобками, как и выше, обозначено стандартное интегрирование по ферми-поверхности с весом $2v^{-1}(2\pi\hbar)^3$. Систему уравнений (5), (6) легко решить, вводя гармоники неизвестных функций Φ , Ψ и ядра L_0 по формуле

$$F_1 \equiv (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi F(\varphi) \cos \varphi.$$

Тогда из (6) следует $\Phi_1 = \Psi_1 + \bar{\Psi}_1 L_{01}$, где черга означает усреднение по переменной t (т.е. по p_z). Исключая таким образом Ψ , для функции $\Phi_1(t)$ из (5) получаем

$$\Phi_1 = (eE/2i\tilde{\omega})R[v_{\perp} + \lambda\omega\bar{R}v_{\perp}(\tilde{\omega} - \lambda\omega\bar{R})^{-1}], \quad (7)$$

где $\tilde{\omega} \equiv \omega + iv$, R — резольвентный фактор, равный

$$R(t) = \tilde{\omega}/(\tilde{\omega} - kv_z(t)), \quad (8)$$

а интенсивность фермижидкостного взаимодействия (ФЖВ) характеризуется коэффициентом $\lambda \equiv L_{01}/(L_{01} + 1)$. Далее мы будем предполагать, что $\lambda > 0$.

Используя определения тока и диэлектрической проницаемости,

$$j_x \equiv -e \langle v_x \Phi \rangle = -e \langle 1 \rangle \overline{\Phi_1 v_{\perp}}, \quad \varepsilon \equiv 1 + 4\pi i j_x / \omega E,$$

для последней находим

$$\varepsilon = 1 - \frac{2\pi e^2 \langle 1 \rangle}{\omega \tilde{\omega}} \left[\overline{R v_{\perp}^2} + (\overline{R v_{\perp}})^2 \frac{\lambda \omega}{\tilde{\omega} - \lambda \omega \bar{R}} \right]. \quad (9)$$

Входящие сюда средние легко вычисляются с помощью выражений (2):

$$\overline{R v_{\perp}^2} = v_F^2 \bar{R}, \quad \overline{R v_{\perp}} = v_F \bar{R}; \quad \bar{R} = \tilde{\omega} / \sqrt{\tilde{\omega}^2 - k^2 v_0^2}$$

(второе из этих равенств выполняется с точностью $\sim (v_0/v_F)^2$; в третьем для радикала выбирается ветвь с аргументами между $-\pi/2$ и $\pi/2$). Итак, окончательное выражение для поперечной диэлектрической функции имеет вид

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\lambda \omega^2 - \omega \sqrt{\tilde{\omega}^2 - k^2 v_0^2}}. \quad (10)$$

Здесь $\omega_p^2 \equiv 4\pi N e^2 / m$ — «газовое» значение квадрата плазменной частоты. Отметим, что в избранной модели спектр поперечных плазмонов начинается с $\Omega_p = \omega_p / \sqrt{1 - \lambda}$.

Нас будут интересовать значительно меньшие частоты, при которых единицей в правой части (10) можно пренебречь. В то же время, имея в виду достаточно чистые образцы при низких температурах, в дальнейших формулах мы будем полагать $\omega \gg \nu$ и перейдем к бесстолкновительному пределу (т.е. $\omega \rightarrow \omega + i0$); при необходимости зависимость результатов от частоты релаксации ν может быть легко восстановлена читателем.

Дисперсионное уравнение $k^2 c^2 = \omega^2 \epsilon$ удобно записать в переменных $f \equiv \omega c / v_0 \omega_p$, $q \equiv k v_0 / \omega$ (приведенные частота и волновой вектор):

$$1 + f^2 q^2 (\sqrt{1 - q^2} - \lambda) = 0. \quad (11)$$

Как и для газа (см. [2]), при любых частотах имеется обычное, чисто мнимое его решение с асимптотиками

$$\begin{aligned} k_0(\omega) &\approx i(\omega \omega_p^2 / c^2 v_0)^{1/3} & (f \ll 1); \\ k_0(\omega) &\approx i\omega_p / c\sqrt{1 - \lambda} \equiv i\Omega_p / c & (f \gg 1). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь ФЖВ проявляется лишь в области «инфракрасного» скин-эффекта, несколько ускоряя затухание поля*.

Качественное же отличие от газового приближения состоит в том, что при $f\sqrt{\lambda} \geq 1$, т.е. при $\omega \geq \omega_{\min}$, уравнение (11) имеет вещественный корень q_1 , описывающий коллективную моду с фазовыми скоростями $V = v_0 / q_1$ в интервале

$$v_0 \leq v_0 / q_1(f) < v_0 / \sqrt{1 - \lambda^2}; \quad \omega_{\min} = \omega_p v_0 / c\sqrt{\lambda} \quad (13)$$

(см. рис. 1). Простой вид дисперсионного уравнения (12) позволяет явно выписать закон дисперсии коллективных возбуждений:

$$\begin{aligned} \omega(k_1) &= \frac{k_1 v_0}{\sqrt{1 - \lambda^2 [1 - (k_{\min} / k_1)^2]^2}} \\ (k_1 \geq k_{\min} &= \omega_p / c\sqrt{\lambda}). \end{aligned} \quad (14)$$

Частота ω_{\min} имеет смысл «энергии активации» коллективной моды, при этом для ее возбуждения необходима и определенная степень пространственной неоднородности: $k \geq \omega_{\min} / v_0$.

Подобный теоретический результат хорошо известен для квазиизотропного металла (см., например, [7,9]). Однако в этом случае для его реализации необходима значительная интенсивность ФЖВ: параметр, соответствующий L_{01} , должен

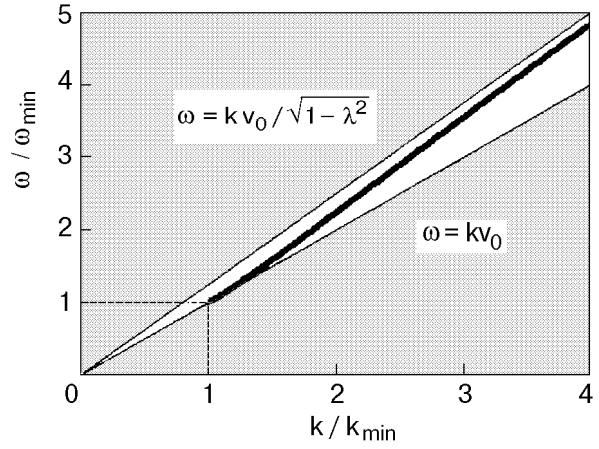


Рис. 1. Закон дисперсии коллективной моды (жирная линия) при $\lambda = 0,6$.

быть больше трех. В обычных металлах с высокой плотностью свободных носителей это маловероятно, и электронный нуль-звук рассмотренного типа в них так и не был обнаружен [9]. В нашем же случае нужна лишь положительность величины $\lambda \equiv L_{01} / (L_{01} + 1)$, точнее, ввиду использованных разложений по $v_0 / v_F \ll 1$ требуется $\lambda > v_0 / v_F$. Такое условие фактически не ограничивает возможность существования эффекта в слоистых проводниках.

Обсудим теперь структуру электромагнитного поля в металле в условиях данного эффекта. Поскольку $|v_z| \ll v_F$, все электроны падают на грань, параллельную слоям, под малыми углами и их отражение вполне можно считать зеркальным [10]. При этом поле в полубесконечном образце описывается (см., например, [2,11]) следующим интегральным представлением:

$$\begin{aligned} E(z) &= \frac{i\omega H(0)}{\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{\exp(ikz)}{\epsilon(k, \omega)\omega^2 / c^2 - k^2} = \\ &= \frac{2H(0)f^2 v_0}{i\pi c} \int_0^{\infty} \frac{dq}{D(q)} \cos\left(qf \frac{z\omega_p}{c}\right), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$D(q) = f^2 q^2 + [\sqrt{(1 + i0)^2 - q^2} - \lambda]^{-1}, \quad (16)$$

а $2H(0)$ — амплитуда магнитного поля волны на поверхности образца. Собственно скин-эффекту соответствует слагаемое (вычет), затухающее с декрементом $|k^0|$ (см. (11)). Наличие же коллек-

* Укажем, что характерная частота $\omega_p v_0 / c$, разделяющая предельные случаи (12), в квазидвумерном металле значительно ниже, чем в изотропном с той же концентрацией носителей.

тивной моды (14), т.е. полюса подынтегрального выражения в $k = k_1(\omega)$, означает, что часть падающей электромагнитной волны проходит в металл на значительно большую глубину (порядка длины свободного пробега носителей l), поскольку предполагается $k_{\min}l = \omega_{\min}/v \gg 1$. Иными словами,

$$(c/v_0 H(0)) E(z) = \sum_i A_i \exp\left(iq_i f \frac{z\omega_p}{c}\right) + \frac{2f^2}{\pi} \int_1^{\infty} dq \frac{\sqrt{q^2 - 1} \exp(iqfz\omega_p/c)}{(1 - \lambda f^2 q^2)^2 + f^4 q^4 (q^2 - 1)^2};$$

$$A_i(f) = q_i^{-1} (1 + f^2 q_i^4 / 2\sqrt{1 - q_i^2})^{-1}, \quad i = 0, 1, \quad (17)$$

где $q_0(f)$ и $q_1(f)$ — соответственно мнимое и вещественное решения уравнения (11). Стоит отметить, что проникающая часть поля имеется и в газовом приближении ($\lambda = 0$): это — третье, квазиволновое слагаемое в (17), т.е. вклад точки

ветвления $k = \tilde{\omega}/v_0$ функции $\varepsilon(k, \omega)$, обусловленной наличием граничной фермиевской скорости v_0 (см., например, [2,11]). Однако по сравнению с коллективной модой асимптотика квазиволны на больших глубинах ($z \gg v_0/\omega$) содержит малые множители типа $(v_0/\omega x)^n$, т.е. в бесстолкновительном пределе она значительно быстрее убывает с расстоянием, а также с ростом частоты.

Формулы (15), (16) достаточно просты и допускают непосредственный численный расчет с помощью ПК. Результаты такого расчета представлены на рис. 2.

При $z = 0$ выражения (15)–(17) дают поверхностный импеданс металла, определяемый как

$$Z \equiv E(0)/H(0),$$

и позволяют рассчитать его частотную зависимость. Мнимая часть $Z(\omega)$ связана со скинковой составляющей поля и определяется первым (зависящим от q_0) слагаемым в (16); в рассматриваемом диапазоне она монотонно увеличивается с частотой. Вещественная же часть импеданса, определяющая поглощение энергии электромагнитной волны, связана с коллективной модой и ква-

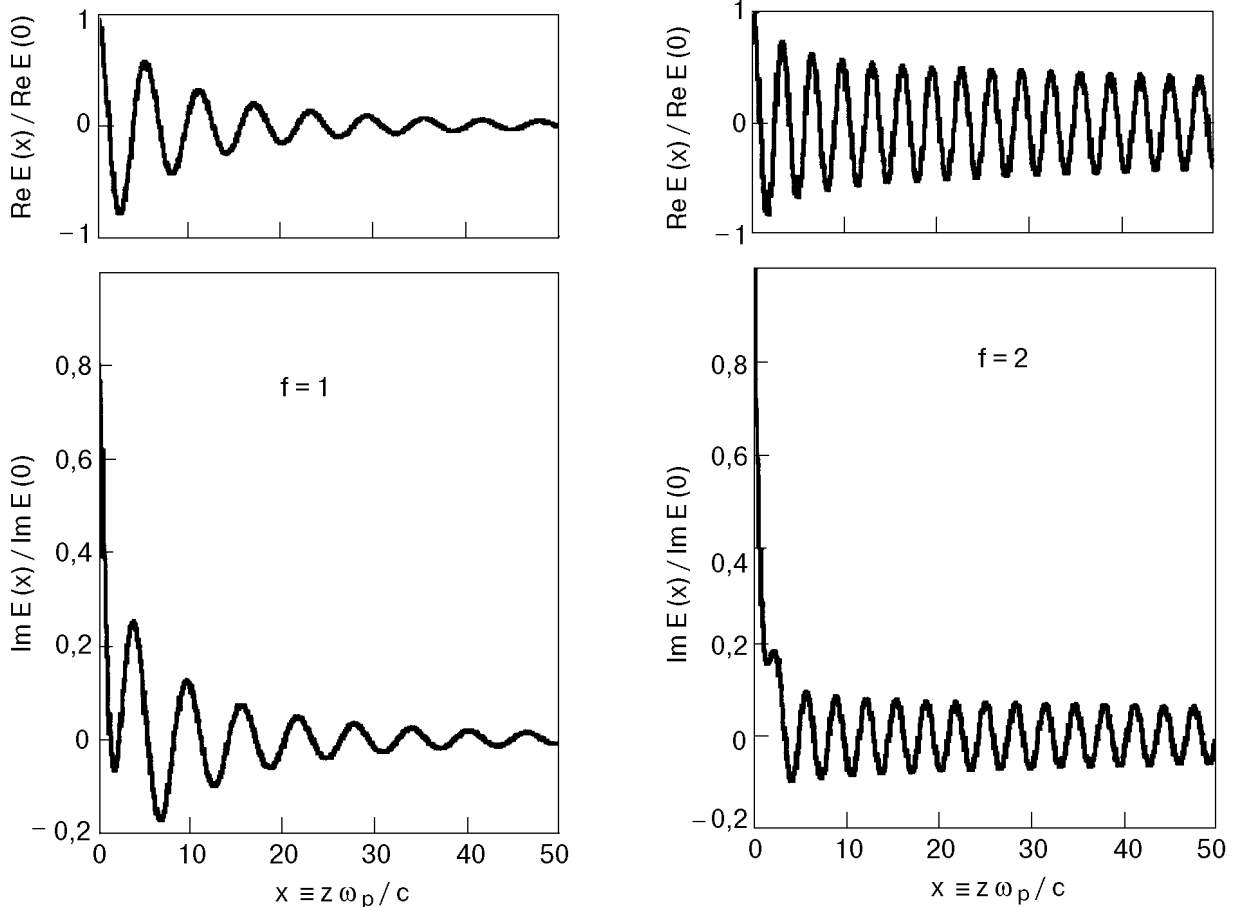


Рис. 2. Распределение монохроматического электромагнитного поля в образце при частотах, меньших и больших ω_{\min} , при $\lambda = 0,5$. Во втором случае ($f = 2$) проникающая в металл часть поля определяется коллективной модой; в первом ($f = 1$) — является сравнительно быстро затухающей квазиволной.

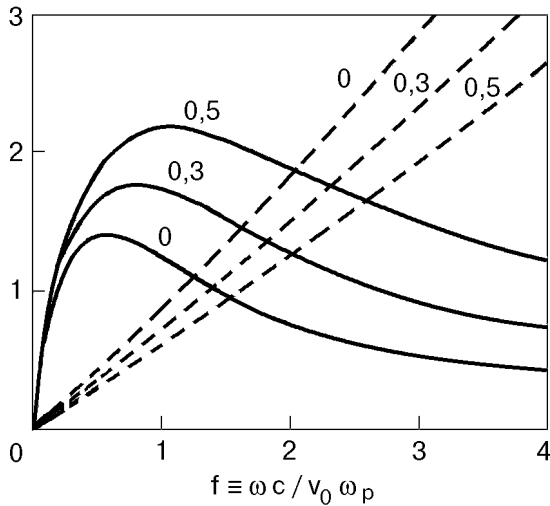


Рис. 3. Частотные зависимости вещественной (—) и мнимой (- - -) частей импеданса (в единицах v_0/c) при различных значениях параметра ФЖВ λ .

зивольной. Хотя коллективная мода существует лишь при $\omega \geq \omega_{\min}$, суммарный вклад в импеданс проникающих слагаемых поля плавно зависит от частоты, проходя максимум при $\omega \sim \omega_{\min}$. Вещественная часть Z растет, а мнимая убывает с увеличением интенсивности ФЖВ (параметр λ ; см. рис. 3).

В заключение обсудим возможность наблюдения обсуждаемого эффекта. При не слишком малых λ граничная частота ω_{\min} лежит в субмиллиметровом диапазоне ($\omega_{\min} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$). Качество образцов синтетических проводящих кристаллов пока уступает достигнутому для обычных (в особенности легкоплавких либо тугоплавких) металлов. Тем не менее имеющиеся в литературе сообщения о довольно остром циклотронном резонансе в слоистых проводниках, например в монокристалле $\alpha\text{-(ET)}_2\text{Tl Hg (SCN)}_4$ на частотах $\sim 50\text{--}100 \text{ ГГц}$ [12], показывают, что важное для нас условие $\omega_{\min} \gg v$ вполне осуществимо в низкотемпературных опытах.

Представляются предпочтительными эксперименты в импульсном режиме, который был с успехом применен при обнаружении «электронного звука» (упругих колебаний, по-видимому, связанных с продольным нуль-звуком в двухкомпонентной ферми-жидкости) в Al, Ga и W [13]. Однако в данном случае резонно использовать не акустические, а непосредственно электромагнитные импульсы, короткие по сравнению с минимальным временем пролета электронов через образец: $\tau \ll d/v_0$.

В качестве простого примера рассмотрим импульс гауссовой формы, когда поле на поверхности металла задается в виде

$$H(0, t) = h \exp(-i\Omega t - t^2/4\tau^2), \quad (18)$$

и ограничимся случаем так называемого радиоимпульса: $\Omega\tau \gg 1$. Чтобы получить распределение и эволюцию поля внутри образца, достаточно умножить монохроматическое выражение (17) на фурье-образ сигнала (18) и выполнить обратное преобразование Фурье по частоте. Интересуясь лишь слабозатухающим вкладом коллективной моды, получаем

$$E(z, t) \approx \frac{h\tau v_0}{c\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega A_1(\omega) \exp[-i\omega T - (\omega - \Omega)^2\tau^2], \quad (19)$$

где $T = T(\omega) = t - q_1(\omega)z/v_0$.

Однако, как видно из (13), дисперсия невелика: во всем рассматриваемом диапазоне частот от $\omega_{\min} = \omega_p v_0/c\sqrt{\lambda}$ до $\omega \sim \omega_p$ величина $q_1(\omega)$ остается в интервале $[(1 - \lambda^2)^{1/2}, 1]$. Поэтому на не слишком больших глубинах z (по крайней мере до $z \sim (\Omega\tau)v_0$) можно приближенно подставить в (19) $T(\omega = \Omega)$ и $A_1(\omega = \Omega)$. В результате получаем автомодельное распространение импульса со скоростью $V(\Omega) = v_0/q_1(\Omega)$:

$$E(z, t) \approx \frac{v_0}{c} A_1(\Omega) H[0, t - z/V(\Omega)]. \quad (20)$$

При выполнении очевидных (оговоренных выше) неравенств это выражение является доста-

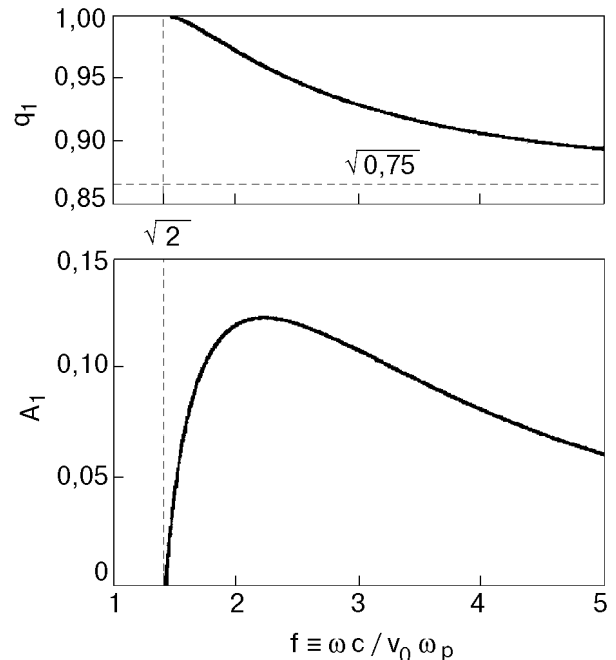


Рис. 4. Дисперсия и частотная зависимость амплитуды коллективных колебаний ($\lambda = 0,5$).

точно общим: оно не слишком критично к форме огибающей импульса, а с избранной моделью электронного спектра в нем связаны лишь конкретные частотные зависимости величин A_1 и q_1 (см. рис. 4). Поэтому, измеряя время прохождения сигнала через образец (его толщина должна быть порядка или меньше длины свободного пробега носителей) при различных значениях несущей частоты Ω , можно сравнить истинный закон дисперсии нуль-звука с модельным, а также оценить величину параметра λ , характеризующего интенсивность ФЖВ.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Миннауки Украины (проект № 2.4/192).

1. В. М. Гохфельд, М. И. Каганов, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **12**, 1173 (1986).
2. В. М. Гохфельд, В. Г. Песчанский, *УФЖ* **37**, 1594 (1992).
3. В. М. Гохфельд, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **108**, 2147 (1995).
4. J. Vosnitzer, *Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors, Springer Tracts of Modern Physics*. **134** (1996).
5. V. M. Gokhfel'd and V. G. Peschansky, *Sov. Sci. Rev. A. Phys*, I. M. Khalatnikov (ed.), Harwood Academic Publishers GmbH, **17**, 1 (1993).
6. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **32**, 59 (1957).
7. D. Pines and Ph. Nozieres, *The Theory of Quantum Liquids*. **1**, W. A. Benjamin (ed.), Inc., New York — Amsterdam (1966).

8. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
9. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
10. А. Ф. Андреев, *УФН* **105**, 113 (1971).
11. В. М. Гохфельд, М. А. Гулянский, М. И. Каганов, А. Г. Плявенек, *ЖЭТФ* **89**, 985 (1985).
12. Anton Polisski, John Singleton, and Natalia D. Kushch, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S5. (1996)(*Proc. LT 21*, Prague, Aug. 8-14, 1996).
13. E. V. Bezuglyi, N. G. Burma, E. Yu. Deineka, and V. D. Fil', *Sverkhprovodimost'* **4**, 661 (1991).

Collective electromagnetic mode in layered conductors

V. M. Gokhfel'd and V. G. Peschansky

In the frames of the Landau theory we consider the transverse zero-sound wave in a single-component charged Fermi-liquid with the quasi-two-dimensional electron energy spectrum. In such media, unlike conventional metals, the electromagnetic wave propagation along the weak conductivity direction is possible even at low intensity of the fermi-liquid interaction. We find the field distribution in a sample, calculate the wave impedance and discuss the possibility of observation of the effect under the pulse condition.