

Аномальная звуковая прозрачность в условиях эффекта отклонения

Н.Г. Бурма, А.И. Петришин, Н.А. Рябуха, В.Д. Филь

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

Статья поступила в редакцию 10 июля 2003 г., после переработки 23 июля 2003 г.

Обнаружено и исследовано явление аномальной звуковой прозрачности в образцах Ga высокой чистоты в условиях эффекта отклонения, обусловленное резонансным связыванием высокочастотных упругих волн со слабозатухающими собственными электромагнитными волнами металла.

Знайдено та досліджено явище аномальної прозорості у зразках Ga високої чистоти в умовах ефекта відхилення, зумовлене резонансним зв'язуванням високочастотних пружних хвиль зі слабкозгасаючими власними електромагнітними хвилями металу.

PACS: 43.35.+d

Взаимодействие высокочастотного ($\omega\tau \gg 1$, где ω — циклическая частота звука, τ — время релаксации электронов) звука с баллистическими и волновыми возбуждениями плазмы металла может приводить в некоторых ситуациях к появлению дополнительных эффективных механизмов распространения упругой деформации. Если затухание основного звукового сигнала велико, то его амплитуда может оказаться значительно меньше амплитуды сигналов за счет дополнительных механизмов распространения упругой деформации, что и определяет явление звуковой прозрачности металла.

В случае взаимодействия звука с баллистическими возбуждениями аномальная звуковая прозрачность может наблюдаться, по-видимому, в слабых магнитных полях ($qr_H \gg 1$, q — волновое число, r_H — радиус орбиты электронов в магнитном поле \mathbf{H}) за счет электронного переноса звука [1,2] в металлах с плоскими участками поверхности Ферми (ПФ)*. В таких металлах затухание основного звукового сигнала при его синхронном движении с

электронами уплотнения весьма велико [3] и линейно возрастает с частотой ω , а затухание переносимых электронами звуковых сигналов определяется релаксационными процессами и от частоты звука не зависит. В результате, начиная с некоторой частоты звука (или толщины образца), следует ожидать, что амплитуда основного звукового сигнала будет малой по сравнению с амплитудой сигналов, переносимых электронами.

В настоящей работе приводятся результаты исследования акустической прозрачности металла в условиях существования эффекта отклонения (ЭО), впервые наблюдавшегося Ренекером на висмуте [4]. Как известно, ЭО является пороговым эффектом в резонансном поглощении звука в классически сильных магнитных полях ($qr_H \ll 1$) в условиях сильной временной дисперсии $\omega\tau \gg 1$. Условие резонансного взаимодействия электронов со звуком выполняется начиная с некоторого порогового угла $\varphi_0 = S/V_{H \max}$, удовлетворяющего условию

* Здесь и далее используется исторически сложившийся термин «плоские» (уплощенные) участки ПФ. На самом деле имеются в виду объекты, имеющие достаточно большие размеры ($\delta p \gg p_F/qv_F\tau$), на которых проекция фермиевской скорости на заданное направление практически постоянна ($\delta v_F/v_F \ll 1/qv_F\tau$). В случае приблизительного постоянства $|v_F|$ на ПФ эти требования приводят к геометрически плоским объектам, хотя в принципе можно представить такое распределение v_F на ПФ, что геометрически данный участок ничем не будет выделен.

$$qV_H \sin \varphi - \omega = 0, \quad (1)$$

S — скорость звука; V_H — скорость дрейфа электронов вдоль \mathbf{H} ; $\pi/2 - \varphi$ — угол между \mathbf{q} и \mathbf{H} , а переход из области углов $\varphi < \varphi_0$ в область $\varphi > \varphi_0$ сопровождается резким увеличением поглощения звука. Причиной появления акустической прозрачности в ЭО является, предположительно, перенос упругой деформации собственными электромагнитными волнами металла.

Эксперименты проведены на образцах галлия, изготовленных из материала марки Ga000, на частотах продольного звука 50–450 МГц в магнитных полях до 15 кЭ. В условиях опыта направление волнового вектора звука совпадало с главными осями кристалла \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} (соответственно $[100]$, $[010]$ и $[001]$) с точностью $\approx 0,3^\circ$. Толщина образцов составляла от 0,5 до 5 мм. Экспериментальная установка представляла собой автоматически балансирующийся по фазе и амплитуде мост с исследуемым образцом в одном из плечей, работающий в импульсном режиме, что позволяло одновременно получать зависимости затухания α и дисперсии скорости звука $\Delta S/S$ от угла φ или от величины магнитного поля [5]. Величину параметра $\omega\tau$ определяли по дисперсии скорости звука в магнитных полях [6].

Идея настоящей работы возникла в процессе изучения ЭО в галлии, когда в некоторых ситуациях замечалось сильное изменение формы огибающей импульса звукового сигнала при углах отклонения φ_{\max} (φ_{\max} — угол отклонения, при котором затухание звука максимально). Ситуация напоминала картину электронного переноса звука [1], когда также наблюдалось изменение формы звукового импульса за счет интерференции основного звукового сигнала с порождаемым им же импульсом звукового предвестника.

В условиях ЭО искажение огибающей звукового сигнала сильнее всего проявлялось в случаях $\mathbf{q} \parallel \mathbf{b}$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$ при направлениях \mathbf{H} вблизи оси \mathbf{a} , а при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{a}$ — при направлениях поля вблизи оси \mathbf{b} . Согласно подтвержденным многочисленными экспериментами расчетам зонной структуры галлия [7], на ПФ имеются достаточно большие уплощения, перпендикулярные осям \mathbf{a} и \mathbf{b} . Экспериментально плоский участок ПФ с относительной площадью $\sim 1\%$ был обнаружен в Ga в работе [3]. Направление скорости электронов на этом уплощении практически совпало с направлением \mathbf{a} .

Детальное изучение акустической прозрачности проводилось в геометрии опыта $\mathbf{q} \parallel \mathbf{b}$, угол φ сканировался в плоскости \mathbf{ab} . Эта геометрия опыта удобна тем, что в ней наблюдается один сильный максимум $\alpha(\varphi)$, а зависимость максимальной скорости дрейфа от направления в кристалле, полученная пу-

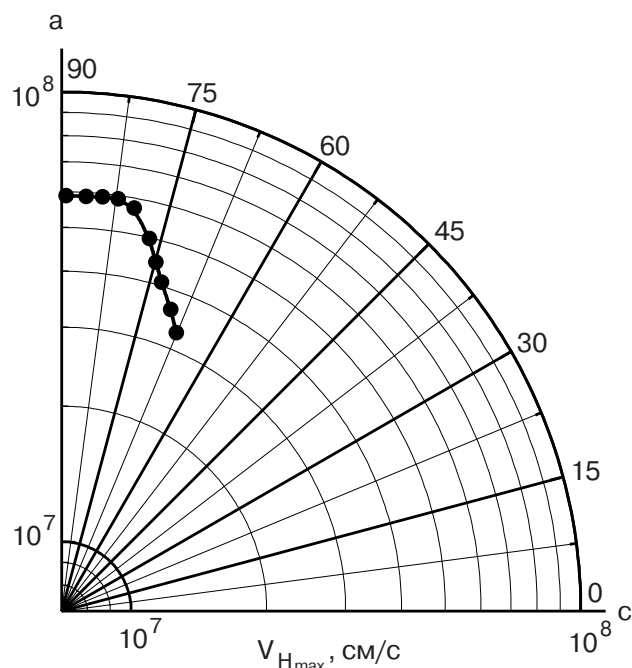


Рис. 1. Угловая зависимость фермиевской скорости электронов, дающих основной вклад в эффект отклонения при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{b}$ в плоскости \mathbf{ac} .

тем обработки зависимостей $\alpha(\varphi)$ для этого максимума, также частично подтверждает наличие вблизи оси \mathbf{a} значительного участка ПФ с одинаковым значением скорости электронов, равным $3,8 \cdot 10^7$ см/с (см. рис. 1).

Специфической особенностью опыта в данной геометрии является сильное отличие зависимости $\Delta S/S$ от угла φ от теоретической. Теоретическое изучение ЭО [8,9] показало, что в «хороших» металлах, к которым относится галлий, в условиях ЭО важную роль играют, кроме прямого деформационного взаимодействия, также вихревые электрические поля деформационной природы, сопровождающие звуковую волну. На рис. 2 приведены экспериментальная кривая $\Delta S/S$ как функция φ , полученная в условиях $qr_H \ll 1$, $\omega\tau \approx 10$ (сплошная кривая), и расчетные кривые для случая квадратичного электронного спектра [9]. Штрих-пунктирная кривая соответствует прямому деформационному взаимодействию, пунктирная — результат перенормировки этого взаимодействия вихревыми полями с поляризацией вдоль вектора \mathbf{H} . Предсказываемый теорией результат перенормировки весьма существенный: значительно уменьшается скорость нарастания $\Delta S/S$ по мере приближения к φ_0 и исчезает резкое уменьшение $\Delta S/S$ с переменной знака в малой угловой области после перехода через φ_0 . Сравнение результатов эксперимента и теории подтверждает существенную роль вихревых полей в условиях нашего эксперимента, но только в области

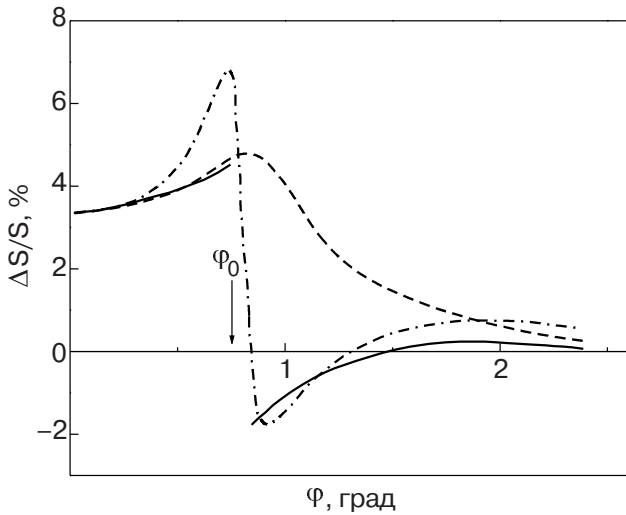


Рис. 2. Сравнение экспериментальной зависимости $\Delta S/S(\varphi)$ (сплошная кривая) с рассчитанными в приближении квадратичного электронного спектра [9]. ($\omega/2\pi = 200$ МГц, $\omega\tau = 9,2$, $qr_H \ll 1$). Пунктир с точкой — учет только лишь деформационного взаимодействия электронов со звуком, пунктир — перенормировка этого взаимодействия вихревыми полями.

$0 < \varphi < \varphi_0$. В области же $\varphi > \varphi_0$ перенормировка деформационного взаимодействия резко ослабляется, по-видимому, из-за нарушения условия $(q\delta)^2 \ll 1$, (δ — глубина скин-слоя для электрических полей с поляризацией вдоль \mathbf{H}). Такая ситуация возникает, возможно, из-за выполнения условий существования собственных электромагнитных волн металла при $\varphi \geq \varphi_0$.

На рис. 3 продемонстрировано проявление явления звуковой прозрачности на самой низкой частоте

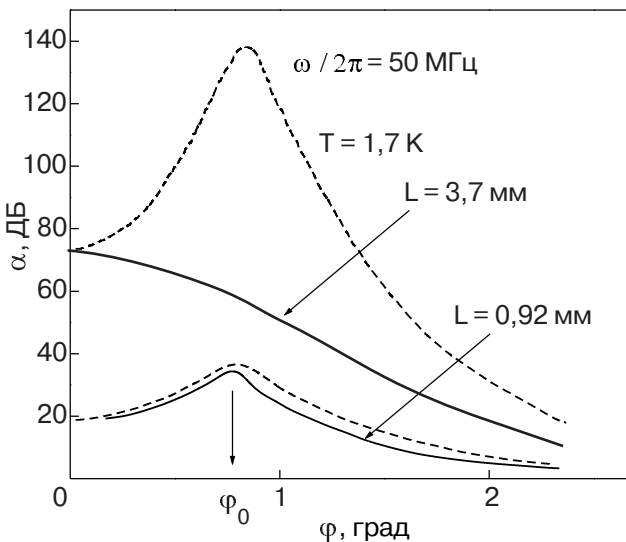


Рис. 3. Угловая зависимость затухания звукового сигнала при $\omega/2\pi = 50$ МГц ($\omega\tau = 2,3$). Сплошные линии — эксперимент, пунктир — расчетные кривые в приближении квадратичного электронного спектра [9].

звука $\omega/2\pi = 50$ МГц ($\omega\tau = 2,3$). Здесь приведены автоматические записи $\alpha(\varphi)$, полученные на тонком ($L = 0,92$ мм) и толстом ($L = 3,7$ мм) образцах (сплошные кривые), а также расчетные кривые в приближении квадратичного спектра для того же значения $\omega\tau$ (пунктир).

На рис. 3 видно, что явление акустической прозрачности проявляется только на толстом образце в виде исчезновения максимума $\alpha(\varphi)$; затухание при $\varphi \sim \varphi_0$ оказывается меньше значения при $\varphi = 0$, в результате чего зависимость $\alpha(\varphi)$ оказывается плавной, без максимума. Иными словами, эффекты акустической прозрачности «съедают» максимум $\alpha(\varphi)$ в ЭО. Выигрыш в амплитуде упругой волны за счет эффекта акустической прозрачности, как видно на рис. 3, при $\varphi \approx \varphi_{\max}$ составляет около 80 дБ.

На рис. 4 показана эволюция эффективности механизма акустической прозрачности в зависимости от величины $\omega\tau$ на тонком и толстом образце на частоте звука 150 МГц. Изменение величины τ при этом осуществлялось изменением температуры образца. Пунктирная линия на рисунке — расчет по результатам работы [9] для случая изотропного квадратичного спектра. В тонком образце эффект звукового просветления начинает проявляться с $\omega\tau \approx 2,5$, и при максимальном значении $\omega\tau = 6,8$ амплитуда измеренного сигнала превосходит его расчетное значение более чем на 30 дБ. В толстом же образце эффект звукового просветления проявляется во всем диапазоне $\omega\tau$, и при $\omega\tau = 6,8$ выигрыш в амплитуде измеренной упругой компоненты по сравнению с ее расчетным значением в звуковой волне составляет гигантскую величину ~ 240 дБ.

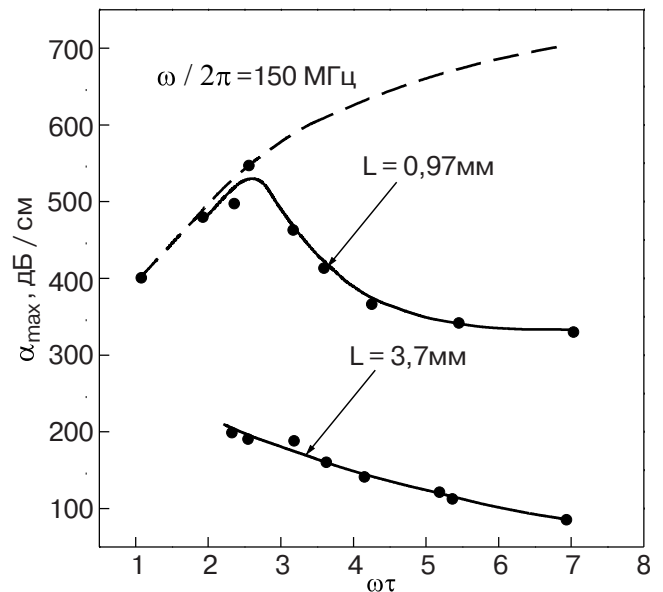


Рис. 4. Затухание упругой компоненты связанной волны в зависимости от $\omega\tau$ для тонкого и толстого образцов.

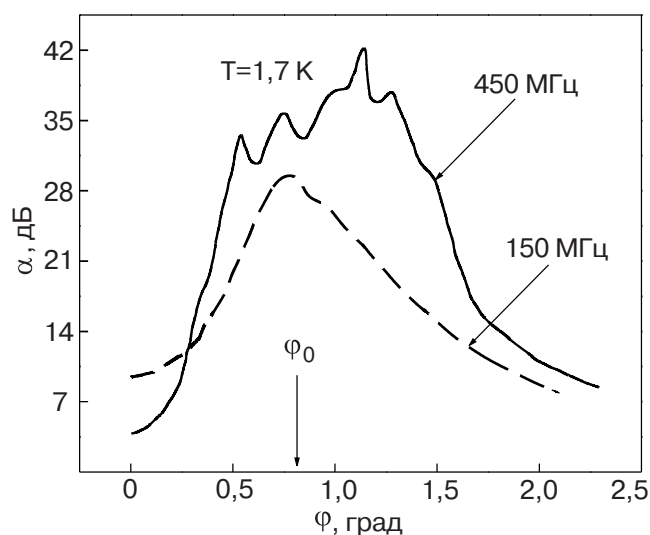


Рис. 5. Угловые зависимости затухания звукового сигнала, полученные на тонком образце ($L = 0,92$ мм) на частотах звука 150 и 450 МГц ($T = 1,7$ К, $H = 15$ кЭ).

Еще одним проявлением эффекта акустической прозрачности является появление на кривой $\alpha(\varphi)$ дополнительных максимумов. На рис. 5 приведены зависимости $\alpha(\varphi)$, полученные на тонком образце на частотах звука 150 и 450 МГц в условиях максимального проявления эффекта просветления ($T = 1,7$ К). Видно, что если на частоте 150 МГц только появляется слабый второй максимум на кривой $\alpha(\varphi)$, то на частоте 450 МГц на этой кривой появляется развитая структура дополнительных максимумов. Исследования показали, что число этих максимумов тем больше, чем выше частота звука и толще образец, что указывает на их интерференционную природу.

На наш взгляд, совокупность описанных выше экспериментальных результатов находит разумное объяснение в предположении, что в данном случае в режиме ЭО наблюдается резонансное связывание звука с собственной электромагнитной модой металла. В настоящее время известен всего один тип электромагнитных волн, которые могут распространяться в металле поперек магнитного поля — так называемая быстрая магнитозвуковая волна [10]. Однако ее скорость близка к фермиевской, и ни о каком резонансном связывании звука с ней не может быть и речи. Как подчеркнуто ранее, область наблюдения описанных эффектов геометрически привязана к плоским участкам ПФ, поэтому естественно предположить, что и собственная электромагнитная мода в данном случае также связана с этими образованиями. В работе [11] показано, что при $H = 0$ электроны уплощения формируют так называемую пучковую волну, спектр которой имеет как параболические, так и линейные участки и зависит

от взаимной ориентации волнового вектора и уплощения. В работах [3] показано, что в условиях реального эксперимента в нормальном состоянии пучковая мода является сильнозатухающей, но ниже температуры сверхпроводящего перехода ее затухание падает, приводя к заметным особенностям в температурном поведении скорости и затухания звука. В магнитном поле свойства пучковой волны и особенности ее связывания со звуком теоретически не изучались. Физически, однако, очевидно, что если \mathbf{H} направлено вдоль скорости электронов на уплощении, оно не «уводит» их с плоского участка, и особенность (сингулярность) в проводимости металла, приводящая к появлению собственной электромагнитной моды, должна сохраниться.

Можно также ожидать, что в сильном магнитном поле вследствие зануления поперечных компонент проводимости спектр пучковой волны в отличие от случая $H = 0$ окажется в области слабого затухания.

Авторы благодарны Е.В. Безуглому за полезное обсуждение результатов работы.

1. В.Д. Филь, Н.Г. Бурма, П.А. Безуглый, *Письма в ЖЭТФ* **23**, 428 (1976).
2. Э.Н. Богачек, А.С. Рожавский, Р.И. Шехтер, *Письма в ЖЭТФ* **23**, 432 (1976).
3. Е.В. Безуглый, А.М. Степаненко, В.Д. Филь, *ФНТ* **13**, 246 (1987); *там же* **13**, 713 (1987).
4. D.H. Reneker, *Phys. Rev.* **115**, 303 (1959).
5. Н.Г. Бурма, Е.А. Масалитин, А.Е. Кабанов, а/с СССР №1213410.
6. И.О. Кулик, *ЖЭТФ* **47**, 107 (1964).
7. W.R. Reed, *Phys. Rev.* **188**, 1184 (1969).
8. А.П. Королюк, М.А. Оболенский, В.Л. Фалько, *ЖЭТФ* **59**, 377 (1970); *там же* **60**, 269 (1971).
9. Э.А. Канер, Л.В. Чеботарев, А.В. Еременко, *ЖЭТФ* **80**, 1058 (1981).
10. Е.В. Безуглый, Н.Г. Бурма, Е.Ю. Дейнека, В.Д. Филь, *ФНТ* **19**, 300 (1993).
11. Е.В. Безуглый, *ФНТ* **9**, 543 (1983).

Anomalous sound transparency under the fulfilment of the tilt-effect conditions

N.G. Burma, A.I. Petrishin, N.A. Ryabukha, and V.D. Fil'

An anomalous sound transparency under the fulfilment of the tilt-effect conditions is discovered and investigated in high purity Ga single crystals. The anomaly is found to be due to the resonance coupling of high-frequency elastic waves with low-damping electromagnetic modes of the metal.