

## ВОЛНА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ВИСМУТЕ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ВОЛНОЙ ВТОРОГО ЗВУКА

И.Н.Жиляев

При пропускании теплового импульса по образцу висмута, находящемуся в продольном магнитном поле  $H_{\parallel}$ , при гелиевых температурах возникает диамагнитная волна. Явление объясняется пространственно неоднородным возмущением замагниченной электронно-дырочной плазмы висмута.

Измерения проводились на протяженных образцах в форме параллелепипеда. Отношение сопротивлений  $\gamma = \rho_{300\text{ К}} / \rho_{4,2\text{ К}} = 900 \div 950$ . Методика приготовления образцов и способ теплоизоляции описаны в <sup>1</sup>. Поперечное сечение около  $1\text{ см}^2$ , длина  $10\text{ см}$ . Продольная ось параллельна кристаллографическим осям  $C_1, C_2, C_3$ . Длина пробега носителей заряда в условиях эксперимента (температура гелиевой ванны  $T = 1,3\text{ К}$ ) была порядка поперечного размера образца. На рис. 1 приведены геометрия эксперимента. Тепловые импульсы

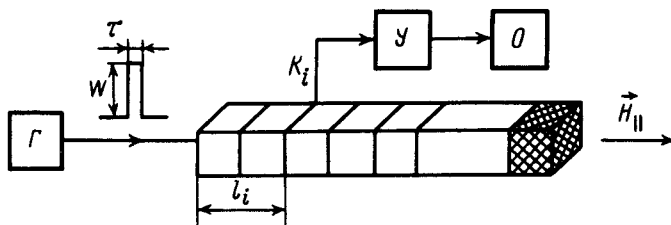


Рис. 1

длительности  $\tau$  и с амплитудой мощности  $W$  формировались с помощью генератора  $\Gamma$  и бифилярного электрического нагревателя, изготовленного из манганинового провода  $\varnothing 0,05\text{ мм}$  и наклеенного на торцевую поверхность образца. Возникавший в катушках  $K_i$  (по 10 витков провода ПЭВ 0,06) импульс ЭДС усиливался усилителем  $У$  и визуально наблюдался с помощью осциллографа  $О$ . Типичная форма импульса показана на рис. 2, где  $t$  обозначает соответствующий максимальному значению  $A$  момент времени, отсчитываемый от середины импульса генератора. При изменении полярности  $H_{\parallel}$  импульс менял знак без изменения формы. С помощью специально создаваемых переменных полей  $\tilde{H}_{\parallel}$  было выяснено, что такой импульс может формироваться в измерительных катушках при изменении магнитного потока через них, создаваемого полем противоположным приложенному (диамагнитный знак). Измерения показали, что для данной катушки при фиксированном  $H_{\parallel}$ , по крайней

мере, при  $\tau$  от 2 до нескольких мксек и при  $W$  до  $\approx 0,1$  Вт,  $A \sim \tau W$ , а форма импульса не меняется. В этих условиях с увеличением  $l$  амплитуда падает по закону  $A \sim \exp(-l/l_0)$ , где  $l_0 = 1,8$  см, а  $t$  для данной катушки не изменяется. На рис. 2 приведена зависимость  $t(l)$  снятая на образце с осью  $\parallel C_2$ . Видно, что зависимость линейна, т. е. распространение импульса характеризуется постоянной скоростью  $v$ . Измерения на образцах с продольной осью  $\parallel C_1, C_3$  показали, что  $v$  не зависит от ориентации образцов с точностью 5% и равна  $0,95 \cdot 10^5$  см/с.

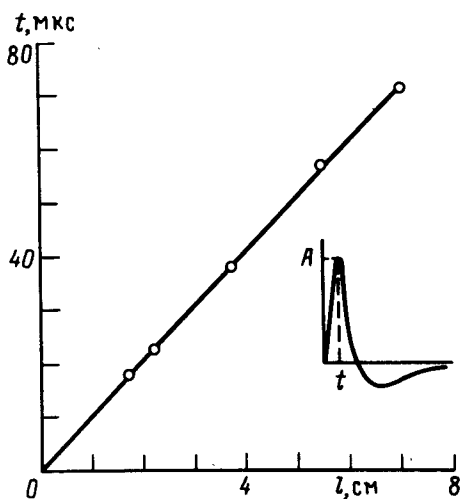


Рис. 2

Рис. 2. Форма наблюдаемого импульса. Зависимость времени прихода  $t$  импульса от положения регистрирующей катушки

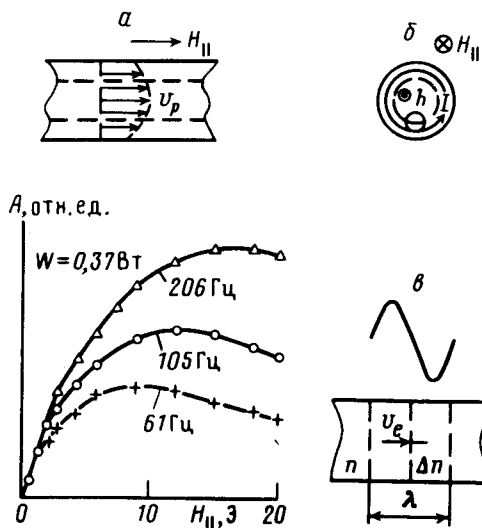


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость амплитуды волны от приложенного магнитного поля, измеренная при фиксированной амплитуде тепловой мощности  $W$  для разных частот

Можно предположить следующий механизм эффекта. При подаче теплового импульса в образце формируется волна второго звука, которая распространяясь вдоль образца создаст в электронно-дырочной плазме нейтральную электрически волну концентрации носителей заряда. Если предположить при этом, что вследствие взаимодействия фононов с границами их средняя направленная скорость  $v_p$  вдоль образца возле поверхности ниже, чем в сердцевине (рис. 3а), то, как можно заметить, в поперечном слое образца с повышенной концентрацией носителей заряда возле границ произойдет раскомпенсация ларморовских орбит и возникнет замкнутый ток намагничивания  $I$  (рис. 3б), магнитное поле  $h$  которого в образце направлено против приложенного.

В пользу того, что тепловой импульс в наших образцах формирует волну второго звука, свидетельствует следующее. Во-первых, в <sup>2</sup> показано, что в достаточно чистых совершенных образцах висмута возникает гидродинамическая ситуация. Во-вторых,  $v$  близка к средней скорости всех фоновых мод  $\bar{c}$ , деленной на  $\sqrt{3}$  (согласно теории для изотропного случая скорость второго звука  $v_2 = \bar{c} / \sqrt{3}$ ). Для висмута величины  $\bar{c} / \sqrt{3}$  для направлений в базисной плоскости и поперек ее составляют соответственно  $1,0 \cdot 10^5$  и  $0,8 \cdot 10^5$  см/с. В третьих, как показали дополнительные эксперименты на образцах с продольной осью  $\parallel C_3$ , распространение импульса не является диффузным поскольку наблюдается отраженный от дальнего торца импульс, а при синусоидальном возбуждении волны наблюдается максимум амплитуды на резонансной частоте. При изменении длины образца резонансная частота соответственно сдвигалась. Нужно отметить также, что в данной картине эффекта баллистические фоновые моды не возбуждают тока, поскольку их скорость по сечению образца одинакова.

О токовой части эффекта. На рис. 3 приведена зависимость  $A(H_{\parallel})$  при синусоидальном возбуждении волны, измеренная при фиксированной  $W$  для разных частот  $f$ . Зависимость от  $H_{\parallel}$  качественно можно объяснить следующим образом. Если предположить, что  $I$  формируется в тонком приповерхностном слое толщиной  $d$ , то при малых  $H_{\parallel}$  размер ларморовской орбиты с радиусом  $r$  велик по сравнению с  $d$  и вклад в  $I$  пропорционален части ларморовской орбиты уместающейся в слое, т. е.  $\sim \sqrt{d/r} \sim \sqrt{H_{\parallel}}$ . При увеличении  $H_{\parallel}$ , когда  $r$  сравнивается с  $d$ , ток достигает максимума, а далее падает, поскольку падает величина поперечной неоднородности на размере  $r$ . Сдвиг максимума  $A(H_{\parallel})$  с  $f$ , возможно, связан с наложением скин-эффекта, т. к. в выражение для глубины скин-слоя входит частота и сопротивление, которое сильно зависит от поля в области  $10 \text{ Э}$ .

О величине эффекта можно судить по следующей калибровке. При генерировании  $H_{\parallel}$  частоты  $105 \text{ Гц}$  с амплитудой  $0,08 \text{ Э}$  в катушках наводилась амплитуда, соответствующая максимальной на графике рис. 3 для  $f = 105 \text{ Гц}$ . Оценим по порядку величины максимальный ток  $I$ , который может возникать в образце согласно нашей модели ориентируясь на экспериментальные  $f$  и  $H_{\parallel}$  (рис. 3). Пусть вдоль образца распространяется волна второго звука с длиной  $\lambda$  и частотой  $f = v_2/\lambda$ , возбуждаемая с торца тепловой мощностью с амплитудой  $W$  (рис. 3в). На длине волны вследствие фонов-электронного увлечения реализуется градиент дрейфовой скорости  $v_e$  носителей заряда, который приводит к образованию их избыточной концентрации  $\Delta n$  от равновесной  $n$ . Считая, что  $\Delta n$  образуется за счет переноса из области образца, где  $v_e$  велика, в область, где она мала, а обратный перенос избытка концентрации идет с фермиевской скоростью  $v_F$ , из условия динамического равновесия:  $n v_e = \Delta n v_F$  получим  $\Delta n = n(v_e/v_F)$ . Оценим характерную величину  $v_e$ . Пусть энергия волны второго звука (за период)  $\mathcal{E} \approx W/f = W\lambda/v_2$ . Соответственно импульс волны  $p = \mathcal{E}/v_2$ . Предположим, что весь импульс за период переходит к носителям заряда, тогда  $v_e = p/M$ , где  $M$  — масса носителей заряда в объеме  $1 \text{ см}^2 \cdot \lambda$ . Нужно также учесть, что при  $f$  порядка  $100 \text{ Гц}$   $\lambda \gg l_0$ , поэтому в качестве  $\mathcal{E}$  нужно брать величину, не превышающую  $\mathcal{E} \approx Wl_0/v_2$ . Тогда получим оценку для  $\Delta n$ :  $\Delta n = nWl_0/Mv_Fv_2^2$ . Пусть вследствие взаимодействия фононов с границами возникает градиент  $\Delta n$  по сечению образца и  $\Delta n$  падает к границе до нуля. В  $H_{\parallel}$  из-за раскомпенсации ларморовских орбит возле границы возникает ток намагничивания  $I$ . Если считать, что градиент  $\Delta n$  максимален у поверхности, то основной вклад в  $I$  дадут носители заряда на расстоянии ларморовского радиуса  $r$ . Для  $Bi$  при  $H_{\parallel} \approx 10 \text{ Э}$   $r \approx 10^{-1} \text{ см}$ . Поскольку  $l_0$  порядка  $1 \text{ см}$ , примем, что  $I$  формируется возле поверхности в сечении  $r l_0 \approx 10^{-1} \text{ см}^2$ . Тогда считая, что  $I = \Delta n e v_F r l_0$  и подставляя соответствующие величины, для  $f = 100 \text{ Гц}$  получим  $I/W \approx 10 \text{ А/Вт}$ .

В<sup>3</sup> сообщалось о наблюдении второго звука в висмуте на образцах с  $\gamma = 200 \div 400$  и приведено не совпадающее с полученным в данной работе значение  $v_2 = 0,78 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ . Поскольку такое расхождение невозможно объяснить ошибками измерений, нами были проведены измерения на образцах с  $\gamma = 400$ . Выяснилось, что в тех же экспериментальных условиях амплитуда наблюдаемого импульса затухает существенно быстрее, а положение максимума соответствует существенно большим ( $\approx$  в 3 раза) временам, что свидетельствует о диффузном режиме.

Автор благодарен Кравченко В.Я., Левиеву Г.И., Левинсону И.Б., Межову-Деглину Л.П. за обсуждения.

#### Литература

1. Жилев И.Н. ФТТ, 1985, 27, 2892.
2. Копылов В.Н., Межов-Деглин Л.П. ЖЭТФ, 1973, 65, 720.
3. Narayanamurti V., Dynes R.C. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 1461.