

## ЦИКЛОТРОННЫЕ ВОЛНЫ В ВИСМУТЕ

В.С.Эдельман

20

В последнее время работами ряда авторов внимание исследователей привлечено к изучению циклотронных волн (ЦВ) в металлах. Этот интерес стимулируется тем, что спектр ЦВ зависит от Ферми жидкостного взаимодействия электронов проводимости [1, 2]. Экспериментально ЦВ наблюдались в щелочных металлах [1, 3] и в висмуте [4]. В этой работе исследуется влияние анизотропии ферми-поверхности висмута на спектр ЦВ в нем.

Будем интересоваться "обыкновенной" ЦВ, поле  $E$  в которой параллельно внешнему магнитному полю  $H$ . При симметричных направлениях поля (например,  $H \parallel C_1$  или  $H \parallel C_2$ ,  $C_1 C_2$  – биссекторная и бинарная оси кристалла висмута) спектр ЦВ при  $K \perp H$  определяется уравнением  $\sigma_{xx} + (ic^2/4\pi\omega)k^2 = 0$ , где компонента  $\sigma_{xx}$  тензора проводимости (без учета столкновений) имеет вид [5]

$$\sigma_{xx} = \sum \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar^3} \frac{p_x}{-p_x} \int dp_x \frac{m}{\Omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{v_z^{-n}(-\psi) v_z^n(\psi)}{in - i\omega/\Omega}; \quad (1)$$

здесь

$$\psi = \int \frac{\phi}{\Omega} \frac{kv(\phi)}{\Omega} d\phi, \quad \phi = \Omega t$$

$v_z^n(\psi)$  – Фурье-компонента функции  $v_z(\phi)e^{i\psi}$ ;  $v$  – скорость электрона,  $\Omega$  и  $m$  – его циклотронная частота и эффективная масса,  $p_x$  – максимальное значение импульса вдоль магнитного поля,  $k$  и  $\omega$  – волновой вектор и угловая частота волны; первое суммирование ведется по всем участкам поверхности Ферми. В сильном магнитном поле при  $\omega/\Omega \gg 1$  выполняется неравенство  $\text{Im}\sigma_{xx} > 0$  и распространение незатухающих волн невозможно. При значении поля, таких, что  $\omega/\Omega = 1$  для какой-либо из групп носителей тока, существенную роль играют члены с  $n = 1$ , и

$$\sigma_{zz} = \sigma_{zz}^0 - \frac{ie^2}{2\pi^2 \hbar^3} \int_{-p_z}^{p_z} dp_z \frac{m\omega}{\Omega^2} \frac{P(\psi^2)}{1 - (\omega/\Omega)^2}, \quad (2)$$

где полином  $P(\psi^2) > 0$ ; вид его зависит от формы поверхности Ферми и направления  $\mathbf{H}$ , а  $\sigma_{zz}^0$  медленно меняющаяся функция  $k$  и  $\mathbf{H}$ , содержащая все остальные члены. Ее величина мало отличается от значения  $\sigma_{zz}$  при  $H \rightarrow \infty$ . Из (2) следует, что при  $1 \gg 1 - (\omega/\Omega)^2 > 0$ ,  $\text{Im}\sigma_{zz} < 0$ , что приводит к возможности распространения незатухающих волн.

В общем случае при поле, направленном под углом к оси симметрии резонирующей поверхности Ферми (волны типа I),  $P(\psi^2)$  начинается с константы, при этом нулевое значение  $k$  достигается не в резонансе, а при большем значении поля (при так называемой диэлектрической аномалии) и величина  $k$  растет при уменьшении поля; волны с малым значением  $k$  вблизи резонанса не существуют. Если же поле параллельно оси симметрии резонирующей поверхности Ферми (волны типа II) то  $P(\psi^2)$  начинается с квадратичного члена, что при  $\psi^2 \ll 1$ ,  $1/1 - (\omega/\Omega)^2 \gg 0$  соответствует спектру волн  $k^2 \propto 1 - (\omega/\Omega)^2$ . Как показывают расчеты, выполненные в работе [1] для волн типа II при заданном значении  $H$  и  $\omega$  могут одновременно существовать [1] с несколькими значениями  $k$ ; по-видимому, это возможно и для волн типа I, поскольку различие между этими двумя случаями существует только при малых значениях  $k$ .

Спектр ЦВ определялся путем наблюдения методом частотной модуляции [6] при изменении поля  $H$  осцилляций поверхностного сопротивления, вызываемых возбуждением стоячих волн, распространяющихся по нормали к поверхности в плоско-параллельных монокристаллах висмута [5]. Поле  $H$  устанавливалось параллельно высокочастотному току  $I$  в полосковом резонаторе. Исследовались образцы с нормалью параллельной тригональной оси с точностью  $1 + 2^\circ$ . Изготовление образцов описано в работе [5].

При  $H \parallel C_1$  наблюдались волны типа I, связанные с возбуждением циклотронного резонанса электронов массы  $0,0162 m_0$  (резонируют одновременно электроны двух эллипсоидов). Эти ЦВ наблюдались на образцах толщиной  $0,2 + 1$  мк при температурах  $1,5 + 4,2^\circ \text{K}$  на частоте  $\sim 9,6$  Гц. При этом на одном из образцов (толщиной  $0,21$  мк) наблюдалось одновременно две серии осцилляции, на всех остальных — по одной (рис. 1 и рис. 1 статьи [4]). При определении абсолютной величины  $k$  считалось, что каждая последовательная осцилляция на рис. 1 отвеча-

ет изменению на единицу числа полувольт (а не целых волн [7]), укладываемых на толщине образца.

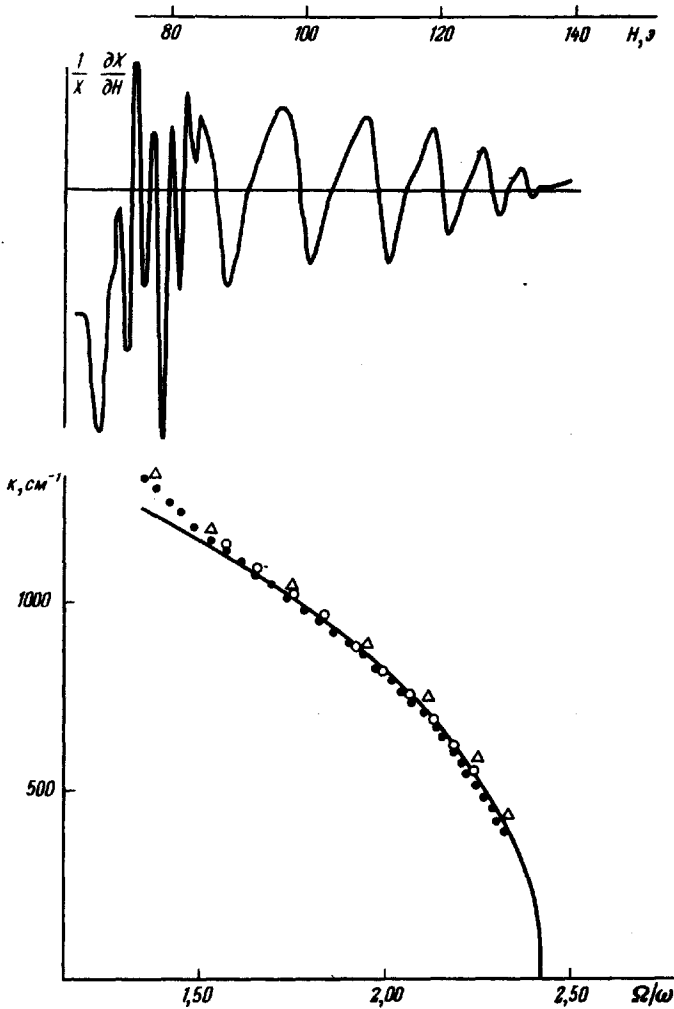


Рис. 1. Спектр СВ при  $k \parallel C_3$ ,  $H \parallel C_1$ ,  $E \parallel H$ . Вверху – запись опыта на образце толщиной  $D = 0,21$  мм, частота  $f = 9,80$  ГГц. Внизу – сопоставление опытов с расчетом  $\bullet$  –  $D = 1,00$  мм,  $f = 9,60$  ГГц;  $\circ$  –  $D = 0,47$  мм,  $f = 9,51$  ГГц;  $\Delta$  –  $D = 0,21$  мм,  $f = 9,80$  ГГц. Сплошная кривая – расчетная. Погрешность измерений не превышает размеров точек

Стоячие СВ типа II удалось обнаружить только на образце толщиной  $0,2$  мм при температуре  $0,6^\circ\text{K}$  (достигалась откачкой паров  $\text{He}^3$ ) и на частоте  $19,1$  ГГц. Поле  $H \parallel C_2$  и волны при этом связаны с резонан-

сом электронов эллипсоида, большая ось которого перпендикулярна оси  $C_2$ . Запись опыта приведена на рис. 2.

С использованием эллипсоидальной модели поверхности Ферми с параметрами, приведенными в [8] рассчитан с точностью до членов  $\sim \psi^6$  начальный участок спектра ЦВ (при малых  $\psi$ ) в случае I. Результат

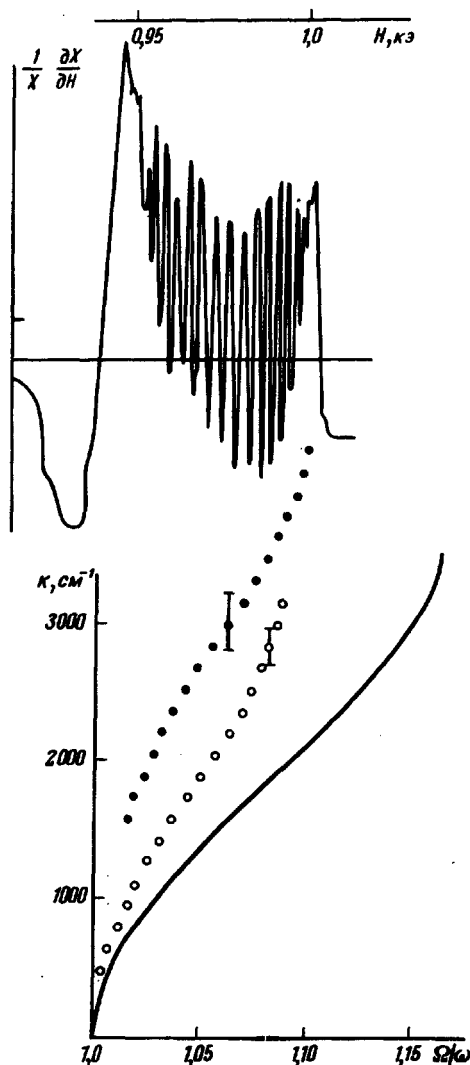


Рис. 2. Спектр ЦВ при  $k \parallel C_3$ ,  $H \parallel C_2$ ,  $E \parallel H$ . Вверху — запись опыта на образце толщиной  $D = 0,20$  мм, частота  $f = 19,1$  Гц. Внизу — сопоставление с расчетом. ● — за место резонанса  $\Omega/\omega = 1$  принят нуль производной (эффективная масса  $m = 0,138 m_0$ ) ○ — за место резонанса  $\Omega/\omega = 1$  принят максимум производной ( $m = 0,139 m_0$ ). Сплошная кривая — расчетная. Штрихи показывают погрешность измерения

приведен на рис. 1. Принятого приближения оказалось недостаточно для вычисления верхней ветви спектра (соответствующей более частым осцилляциям на рис. 1) и такой расчет пока еще не произведен.

При расчете спектра волн при  $H \parallel C_2$  в качестве первого приближения была использована та же эллипсоидальная модель, однако значение  $\Omega/\omega$  определялось по записи опыта, а не вычислялось по значениям поля из модели. Различие здесь весьма значительно, так как масса

электронов опорной точки  $m_{\text{оп}} = 0,137 m_0$  [9] превосходит массу центрального сечения  $m = 0,12 m_0$ , использовавшуюся при определении параметров модели. На рис. 2 приведены результаты сопоставления опыта с расчетом. Различные группы точек соответствуют разному выбору характерного места на экспериментальной записи, могущего отвечать условию точного резонанса. Абсолютное значение  $k$  определялось экстраполяцией начального участка вблизи резонанса по закону  $k^2 \propto 1 - (\omega/\Omega)^2$ .

Согласно рис. 2, в этом случае, в отличие от представленного на рис. 1 существует значительное количественное расхождение между измеренными и вычисленными значениями  $k$  и области полей, в которой возможно распространение волн. Причина этого связана, в первую очередь, с отличием спектра электронов от квадратичного [9], однако этот вопрос требует дальнейшего исследования.

ЦВ, связанных с резонансом на дырочной поверхности, наблюдать не удалось. Согласно оценкам, при  $k \parallel C_3$  ширина области существования этих ЦВ  $\Delta H/H$  не превосходит  $\sim 0,5\%$  и очевидно, при значениях  $\omega\tau$  для дырок  $\sim 200 + 300$ , которые имели лучшие из образцов при температуре  $0,6^\circ\text{K}$  на частоте  $19 \text{ Гц}$ , обнаружить их невозможно.

Автор благодарен П.Л.Капице за интерес к работе, М.С.Хайкину за обсуждение, Г.С.Чернышеву – за техническую помощь.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
29 января 1969 г.

### Литература

- [1] P. M. Platzman, W. M. Walsh Jr. E-Ni Foo. Phys. Rev., 172, 689, 1968.
- [2] S. C. Ying, J. J. Quinn. Phys. Rev., 173, 473, 1968.
- [3] W. M. Walsh Jr, P. M. Platzman. Труды ЛТХ, т. 3, стр. 214, Москва, ВИНТИ, 1967.
- [4] В.С.Эдельман, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 45, 826, 1963.
- [5] М.С.Хайкин, Л.А.Фальковский, В.С.Эдельман, Р.Т.Мина. ЖЭТФ, 45, 1704, 1963.
- [6] М.С.Хайкин. ПТЭ, 3, 95, 1961.
- [7] М.С.Хайкин, В.С.Эдельман. ЖЭТФ, 48, 1695, 1965.
- [8] В.С.Эдельман. ЖЭТФ, 54, 1726, 1968.
- [9] В.С.Эдельман, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 49, 107, 1965.