*Письма в ЖЭТФ, том 26, вып.7, стр. 538 – 544* *5 октября 1977 г.*

# ПОЯВЛЕНИЕ КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ В ОСЦИЛЛЯЦИЯХ ШУБНИКОВА – де ГААЗА И ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА У ЛЕГИРОВАННЫХ ТЕЛЛУРОМ Bi И СПЛАВОВ $Bi_{1-x}Sb_x$

*В.В.Мощалков, Г.А.Миронова*

У Bi и сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ легированных Te, обнаружено появление в осцилляциях Шубникова – де Гааза и поверхностного импеданса сильных (с амплитудой порядка амплитуды основных гармоник) комбинационных частот, которые не наблюдаются в осцилляциях де Гааза – ван Альфена в тех же сплавах при аналогичных условиях.

1. Изменение плотности состояний $n(\epsilon)$ на уровне Ферми $\epsilon_F$ в магнитном поле $H$ приводит к тому, что компоненты тензора проводимости

$\hat{\sigma}_{\alpha\beta}$, кроме монотонного хода $\sigma_o$ содержат осциллирующие добавки $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$

$$\hat{\sigma}_{\alpha\beta} = (\hat{\sigma}_o)_{\alpha\beta} + (\Delta\hat{\sigma}_1)_{\alpha\beta} + (\Delta\hat{\sigma}_2)_{\alpha\beta}. \tag{1}$$

Квантовая поправка $\Delta\sigma_1$ представляет вклад в проводимость от рассеяния с переходами между различными уровнями Ландау $(N + 1/2)\hbar\omega$ $(\Delta N \neq 0)$, а $\Delta\sigma_2$ описывает вклад от рассеяния в пределах ближайшего к $\epsilon_F$ урвоня Ландау $(\Delta N = 0)$. В [1] было показано, что амплитуды $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ следующим образом зависят от монотонной $(n_o(\epsilon))$ и осциллирующей $(n_1(\epsilon))$ части плотности состояний и времени релаксации $\tau$:

$$\Delta\sigma_1 \sim n_o(\epsilon) n_1(\epsilon) \tau^{1/2}; \quad \Delta\sigma_2 \sim [n_1(\epsilon)]^2 \tau . \tag{2}$$

Для больших квантовых чисел $(N >> 1)$ $\Delta\sigma_1 >> \Delta\sigma_2$ и линейно выражается через осцилляции магнитного момента $M$ при произвольной форме поверхности Ферми (ПФ) и произвольном характере рассеяния [2]: $\Delta\sigma_1 \sim \partial M/\partial H$. В этом случае осцилляции магнетосопротивления $\partial\rho/\partial H$ и поверхностного импеданса $\partial Z/\partial H$ можно описать через осцилляции $\Delta M$ [3, 4]:

$$\Delta\rho \sim \rho_o \sum_{r=1}^{\infty} a_r \sin\left(\frac{2\pi\epsilon_F}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right). \tag{3}$$

Здесь $a_r$ – амплитуда $r$-й гармоники. Для не слишком низких температур в (3) можно ограничиться членом $r = 1$.

При наличии нескольких экстремальных сечений (или нескольких изоэнергетических поверхностей) осцилляции $\Delta\rho(H)$ $(\Delta Z(H), \Delta M(H))$ представляют собой суперпозицию пропорциональных соответствующим экстремальным сечениям частот $\omega_i$ и их гармоник $n\omega_i$, вклад которых в осцилляции обычно мал (~5%).

2. В настоящей работе приведены результаты исследования осцилляций ШдГ, дГвА и поверхностного импеданса у легированных теллуром (~0,01 ат%) Bi и сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ при температуре жидкого гелия.

На рис. 1 показаны зависимости $\partial\rho/\partial H$, $\partial Z/\partial H$ и $\partial M/\partial H$ от обратного магнитного поля $1/H$ для сплава Bi – Te при ориентации поля вдоль биссекторной оси, соответствующей двум экстремальным сечениям $S_1$ и $S_2$. Видно, что кривые $\partial\rho/\partial H$ и $\partial Z/\partial H$ качественно отличаются от осцилляций $\partial M/\partial H$ (это отличие наблюдается только у легированных образцов, у Bi все зависимости имеют одинаковый характер). На кривой спектральной плотности $I(\omega)$ осцилляций $\partial M/\partial H$ у Bi + Te (рис. 2, кривая *3*) отчетливо видны два пика, соответствующие сечениям $S_1$ и $S_2$ электронной части ПФ. Гармонический состав осцилляций $\partial\rho/\partial H$ и $\partial Z/\partial H$ значительно сложнее (рис. 2, кривые *1* и *2*). Кроме основных частот $\omega_1$ и $\omega_2$, отчетливо наблюдаются не соответствующие экстремальным сечениям $S_1$ и $S_2$ пики $\omega_i$, хорошо описываемые формулой $\omega_i = n\omega_1 + m\omega_2$($n$, $m$ – целые). В таблице даны результаты фурье-анализа осцилляций $\partial\rho/\partial H$ у Bi – Te при специально выбранной ориентации поля, позволяющей различать комбинации частот от гармоник,

| Наблюдаемые частоты $\omega_i$ (отн. ед.) | Стат. весь 1 ($\omega$) (отн. ед.) | Комбинация частот $n\omega_1 + m\omega_2$ |
|---|---|---|
| 11 | 1,00 | $\omega_1 = 11$ (сечение $S_1$) |
| 22 | 0,62 | $2\omega_1 = 22$ |
| 27 | 0,92 | $\omega_2 = 27$ (сечение $S_2$) |
| 32 | 0,25 | $3\omega_1 = 33$ |
| 38 | 0,46 | $\omega_1 + \omega_2 = 38$ |
| 49 | 0,25 | $2\omega_1 + \omega_2 = 49$ |
| 60 | 0,30 | $3\omega_1 + \omega_2 = 60$ |
| 72 | 0,14 | $4\omega_1 + \omega_2 = 71$ |

Характерной особенностью приведенных результатов наряду с появлением комбинационных частот, является резкое (по сравнению с нелегированным Bi) возрастание амплитуды частоты, равной удвоеннной основной. В отдельных случаях этот эффект становится настолько сильным, что практически наблюдается только удвоенная частота. Такая ситуация имеет место у полупроводниковых сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$, легированных Te. Особенно отчетливо удвоение частоты проявляется при исследовании больших сечений электронных ПФ (рис. 3). Для углов $|\phi| > 20°$ доминирует основная частота, для $|\phi| < 15°$ наблюдается только удвоенная частота. При $|\phi| = 3{,}7°$ (угол спинового дэмпинга) появляется учетверенная основная частота (эффективная циклотронная масса при удвоении и учетверении частоты не меняется).

3. Отсутствие в осцилляциях дГвА подобных особенностей позволяет связать появление комбинационных частот и удвоение частоты с членом $\Delta\sigma_2$ в (1), аналога которого нет в выражении для $\partial M/\partial H$. Вклад $\Delta\sigma_2$, возрастающий с увеличением поля $H$, логарифмически расходится, если ширина уровня Ландау Г стремится к нулю. В отличие от этого $\Delta\sigma_1$ для $\Gamma \to 0$ тмеет конечную величину (этот результат является следствием интегрирования по энергии особенностей $n_1(\epsilon) \sim \sim \frac{1}{\sqrt{\Gamma}}$ и $n_1^2(\epsilon) \sim \left(\frac{1}{\sqrt{\Gamma}}\right)^2$ для $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ соответственно).

Согласно (2), вклад от $\Delta\sigma_2$ преобладает в осцилляциях $\partial\rho/\partial H$ и $\partial Z/\partial H$, если амплитуда меняющейся с полем части плотности состояний $n_1(\epsilon)$ больше монотонного хода $n_0(\epsilon)$. В этом случае должна значительно возрасти амплитуда удвоенной частоты

$$\Delta\sigma_2 \sim n_1^2(\epsilon) \sim (\cos\omega t)^2 \sim \cos 2\omega t, \; t = 1/H. \tag{4}$$

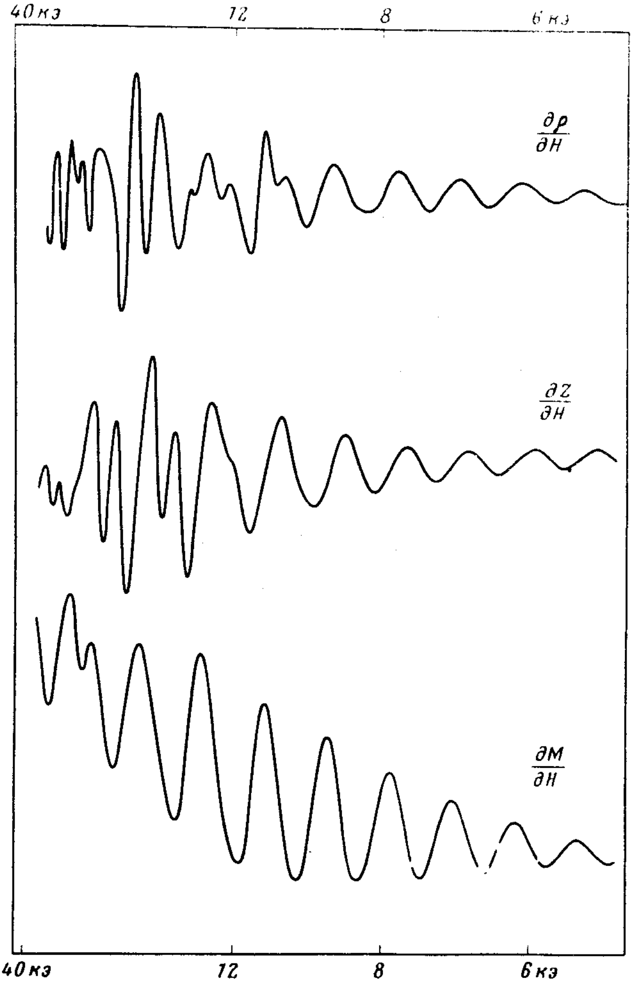


Рис. 1. Зависимости производных магнетосопротивления ($\partial\rho/\partial H$), поверхностного импеданса ($\partial Z/\partial H$) и магнитного момента ($\partial M/\partial H$) от обратного магнитного поля $1/H$ для сплава Bi–Te. Поле $H$ направлено параллельно биссекторной оси

В легированных образцах возможен дополнительный механизм увеличения амплитуды осциллирующей части $n_1(\epsilon)$ плотности состояний. При низких температурах в легированных материалах основным механизмом рассеяния, определяющим время релаксации носителей $\tau$, и, следовательно, ширину уровня Ландау $\Gamma \sim 1/\tau$, является рассеяние на ионизованных примесях. Эффективность этого рассеяния определяется радиусом $r_0$ экранирования примесных центров:

$$r_0^2 = (4\pi e^2 (n_0(\epsilon) + n_1(\epsilon)))^{-1}, \tag{5}$$

где $n_0(\epsilon) + n_1(\epsilon)$ — общая плотность состояний на уровне Ферми. Согласно (5) осцилляции плотности состояний $n_1(\epsilon)$ вызывают осцилляции $r_0$ с той же частотой. Осцилляции $r_0$ приводят к осцилляциям $\tau$ и $\Gamma$. При совпадении уровня Ландау с $\epsilon_F$ резко возрастает $n_1(\epsilon)$, $r_0$ согласно (5) уменьшается, $\tau$ растет и уменьшается ширина $\Gamma$ уровней, что приводит к еще большему возрастанию $n_1(\epsilon)$ и т.д. При $T = 0$ и отсутствии других механизмов обрезания, кроме рассеяния на ионизованных примесях и при не слишком больших квантовых номерах $N$, уменьшение $r_0$ ( а значит увеличение $n_1(\epsilon)$) будет иметь, на наш взгляд, резонансный характер.

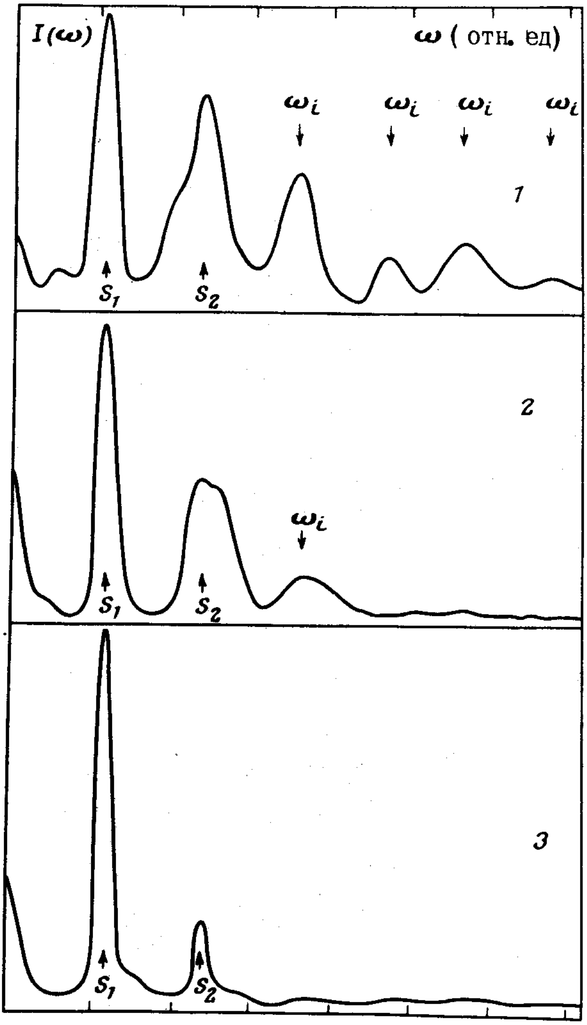


Рис. 2. Спектральный состав ($I(\omega)$)осцилляционных кривых, изображенных на рис. 1: *1* – $\partial\rho/\partial H$; *2* – $\partial Z/\partial H$; *3* – $\partial M/\partial H$

При наличии двух экстремальных сечений $S_1$ и $S_2$ осциллирующая часть плотности состояний $n_1(\epsilon)$ и время релаксации $\tau$ будут изменяться с частотами $\omega_1$ и $\omega_2$, соответствующими сечениям $S_1$ и $S_2$. В этом случае $\tau$ и $n_1^2(\epsilon)$ можно разложить по частотам $\omega_1$ и $\omega_2$ и их гармоникам

$$\tau = \sum_j{}' a_j \cos j\omega_1 + \sum_i a_i \cos i\omega_2; \quad n_1^2(\epsilon) = \sum_k b_k \cos k\omega_1 + \sum_l b_l \cos l\,\omega_2 . \qquad (6)$$

Поэтому $\Delta\sigma_2 \sim r n_1^2(\epsilon)$ содержит комбинационные частоты вида $n\omega_1 + m\omega_2$ ($n, m$ – целые).

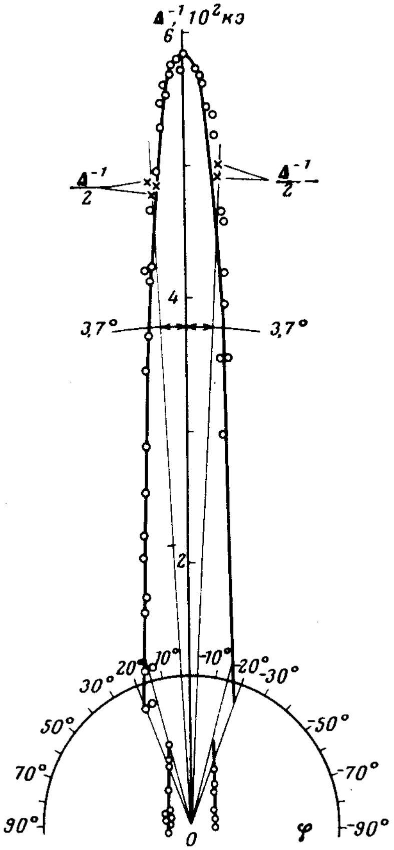


Рис. 6. Угловая зависимость частоты осцилляций ШдГ для сечений электронного эллипсоида у (Bi – Sb) + Te при ориентации поля в базисной плоскости

В осцилляциях дГвА, которые описываются выражением аналогичным члену $\Delta\sigma_1$ в (2), комбинационные частоты отсутствуют из-за более слабой зависимости $\Delta\sigma_1$ от ширины Г уровня Ландау. В слабых полях (рис. 1) в спектре осцилляции $\partial\rho/\partial H$, $\partial Z/\partial H$, $\partial M/\partial H$ комбинационные частоты также отсутствуют, так как отношение $n_1(\epsilon)/n_0(\epsilon)$ мало и согласно (5) малы осцилляции радиуса экранирования $r_0$.

В заключение пользуемся возможностью выразить нашу искреннюю признательность С.Д.Бенеславскому, Я.Г.Пономареву и С.М.Чудинову за обсуждение результатов.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
15 июня 1977 г.

После переработки
10 августа 1977 г.

## Литература

[1] E.Adams, T.Holstein. J. Phys. Chem. Sol., 10, 254, 1959.

[2] И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 3, 774, 1956.

[3] И.М.Лифшиц, А.М.Косевич. ЖЭТФ, 29, 730, 1955.
[4] Semiconductors and Semimetals. 1, 1966, Chap. "Magnetic Quantum Effects" Edited by Willardson and Beer