

О ПРИРОДЕ "ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ" ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЯ Bi

Ю.А.Богод, В.Б.Красовицкий

Установлена связь "высокотемпературных" осцилляций поперечного ($\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$) магнетосопротивления висмута с энергией Ферми, что позволяет объяснить их происхождение резонансным рассеянием носителей заряда, находящихся на ферми-поверхности, оптическими фотонами.

Цель настоящей работы – исследование "высокотемпературных" осцилляций (ВТО) магнетосопротивления (МС) Bi в условиях, когда ферми-уровень существенно изменяется при варьировании внешнего магнитного поля и температуры. Эти эксперименты, как указывалось в [1], могут дать однозначную информацию о том, какой именно параметр энергетического спектра Bi связан с ВТО.

Магнитное поле до 56 кэ создавалось в сверхпроводящем соленоиде с внутренним диаметром 40 мм . Опыты проводились на образце $Bi - 11$, в условиях, когда $\mathbf{j} \parallel \mathbf{z} \parallel C_3$, $\mathbf{H} \perp C_3$ ($C_1 \parallel X$, $C_2 \parallel Y$ и C_3 – биссекторная, бинарная и тригональная кристаллографические оси, соответственно, \mathbf{j} – вектор плотности тока, H – напряженность магнитного поля), а также на образце Bi -6а при $\mathbf{j} \parallel C_1$, $\mathbf{H} \parallel C_3$. Характеристики монокристаллов вместе с подробным описанием методических особенностей содержатся в статье [1]. Укажем только, что в ходе экспериментов температура поддерживалась постоянной с точностью до 10^{-2}° , а осцилляции ρ_{yz} и ρ_{xy} , которые исследовались в этой работе, регистрировались на двухкоординатном самописце в функции $1/H$.

На рис. 1 представлена зависимость обратного магнитного поля, соответствующего экстремумам ρ_{yz} , от номера экстремума N (начало отсчета N выбрано из соображений, которые будут изложены ниже.

Показаны как минимумы, так и максимумы ρ_{yz}). Из графиков следует, что а) для данной ориентации вектора \mathbf{H} в исследованном интервале магнитных полей период ВТО не остается постоянным; б) для достаточно узкого интервала полей, такого, что в нем можно выделить постоянный период осцилляций, последний уменьшается с ростом температуры. В то же время в окрестности $\mathbf{H} \parallel C_3$ период ВТО не зависит от магнитного поля (рис. 2).

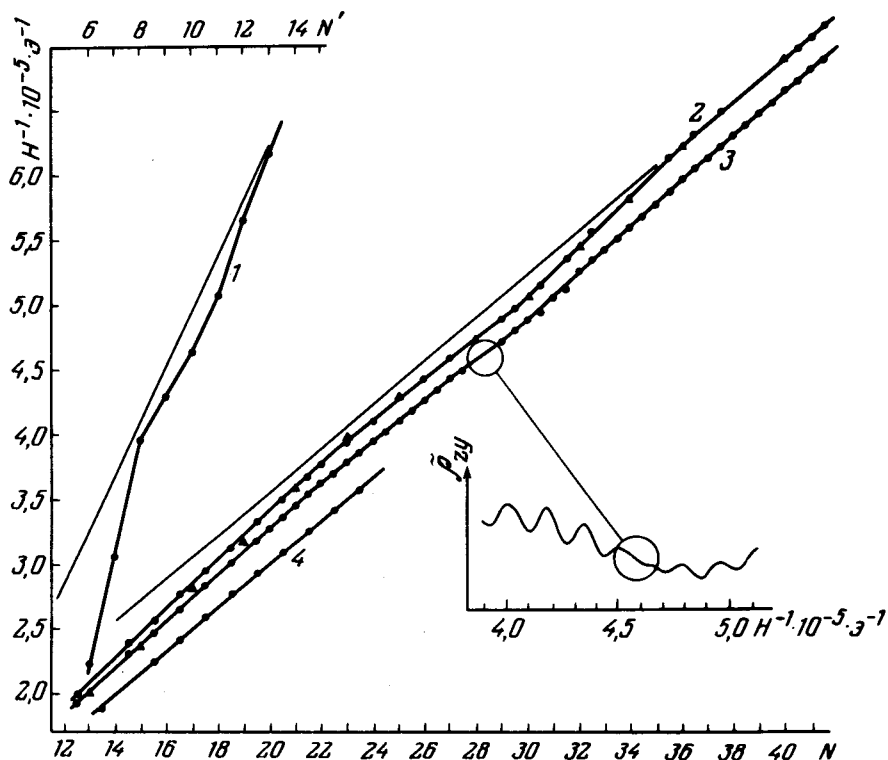


Рис. 1. $\mathbf{H} \parallel C_1$. Кривые 2, 3, 4 соответствуют ВТО при $T = 18, 36$ и 61K , 1 – эффекту ШдГ по данным [2] (шкала N'). Прямые линии проведены для иллюстрации отклонения от периодичности ВТО в обратном поле. \blacktriangle – расчет по формуле (3)

Будем считать, что ферми-поверхность V_i не отличается от общепринятой, т. е. не содержит новых групп носителей заряда, и что эффективная масса дырок не зависит от энергии (последнее утверждение считается справедливым с точностью до $\sim 1\%$).

Если в кристалле существует некая характерная энергия ϵ_0 , такая, что в магнитном поле выполняется резонансное условие типа

$$\epsilon_0 = M\hbar\Omega, \quad M = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

связанное с переходами носителей заряда между подзонами Ландау ($\Omega = eH/m^*c$ – циклотронная частота), то могут возникнуть осцилляции проводимости с постоянным периодом $\Delta(1/H) = e\hbar/\epsilon_0 m^*c$. В V_i при $\mathbf{H} \parallel C_1$ ВТО связаны с ферми-поверхностью дырок [1]. Циклотрон-

ная масса дырок, как уже говорилось, остается постоянной при изменении ферми-уровня ϵ_F под действием магнитного поля. Однако период ВТО существенно зависит от H (рис. 1), и, следовательно, резонанс типа (1) не описывает явление.

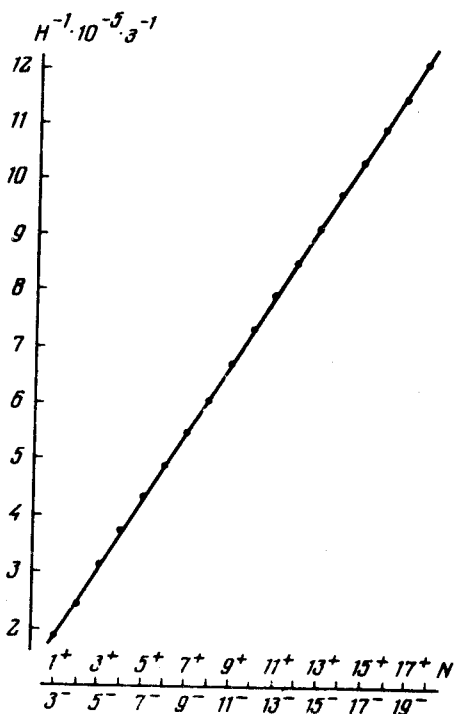


Рис. 2. $H \parallel C_3$, $T = 18\text{К}$. Расчет N производился, исходя из равенства спинowego расщепления удвоенному орбитальному, по формуле $(1/H)^\pm = \frac{e\hbar}{m^*c \{ \epsilon_F + \epsilon_0 (\hbar\omega_0) \}} \left\{ \begin{array}{l} (N + 3/2) \\ (N - 1/2) \end{array} \right\}$. Знаки \pm отвечают различным направлениям спина

Сопоставляя при $H \parallel C_1$ зависимости $1/H = f(H)$ для ВТО и осцилляций Шубникова — де Гааза (ШдГ), связанных с дырочной ферми-поверхностью [2], мы обнаружили полную аналогию соответствующих кривых. Так, изменение в магнитном поле периода осцилляций ШдГ, являющееся результатом зависимости $\epsilon_F(H)$, находит свое отражение в поведении периода ВТО (рис. 1). Кроме того, в окрестностях изменения угла наклона кривых $1/H = f(N)$ осцилляции $\rho_{yz}(H)$ имеют характерный сбой (врезка на рис. 1), который можно объяснить влиянием магнитного поля на ϵ_F . Таким образом, ВТО, видимо, связаны с энергией Ферми. Об этом же свидетельствует и постоянство периода вблизи $H \parallel C_3$ (рис. 2), где ϵ_F в полях до 50 кэ изменяется примерно на порядок величины меньше, чем при $H \parallel C_1$ [2]. С другой стороны, оценивая отношение $kT/\hbar\Omega$ для $T = 61\text{К}$, $H = 30 \text{ кэ}$ можно заключить, что скорее всего ВТО не связаны и с осцилляциями ШдГ, поскольку наблюдаются при $kT/\hbar\Omega \approx 3$. Учитывая все сказанное, мы попытались сформулировать условие для резонансного рассеяния носителей заряда, которое могло бы стать причиной осцилляций магнетопроводимости с характерными особенностями ВТО: периодичностью в обратном магнитном поле (с периодом меньше, чем эффект ШдГ), зависимостью периода от энергии Ферми и медленным температурным затуханием амплитуды. При этом учитывалось, что связь ВТО с ϵ_F должна приводить к температурному затуханию амплитуды по закону $\exp \{ - (2\pi^2 kT/\hbar\Omega) \}$, ослабить который можно с помощью функции распределения Планка. Иными словами, ха-

рактерная внутренняя энергия в резонансе должна быть функцией граничной частоты оптических фононов $\hbar\omega_0$. В итоге резонансное условие имеет вид

$$\epsilon_F(H, T) + \epsilon_0(\hbar\omega_0) = (N + \frac{1}{2})\hbar\Omega, \quad (2)$$

и описывает переходы с уровня Ферми в состояния с квантовыми числами N , k_y , $k_z = 0$. Значения магнитного поля в резонансе определяются соотношением

$$\frac{1}{H} = \frac{(N + \frac{1}{2})e\hbar}{\{\epsilon_F(H, T) + \epsilon_0(\hbar\omega_0)\}m^*c}, \quad (3)$$

и при постоянной ферми-энергии их разность есть

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{m^*c \{\epsilon_F + \epsilon_0(\hbar\omega_0)\}} \quad (4)$$

Приняв $(\epsilon_F)_{T=18K} \approx (\epsilon_F)_{T=4K}$ и пренебрегая для $H < 15$ кэ зависимостью $\epsilon_F(H)$, можно с помощью формулы (4) по периоду ВТО при $H \parallel C_1$ определить $\epsilon_0(\hbar\omega_0)$, а затем, идентифицируя N по экстремальной точке МС, с помощью формулы (3) рассчитать положение всех остальных экстремумов в направлении $H \parallel C_1^1$. Результат такой процедуры показан на рис. 1. Значение N находилось при $H = 16$ кэ, зависимость $\epsilon_F(H)$ и циклотронные массы взяты из работы [2]. Отличие эксперимента от расчета не превышает 5%. Погрешность расчета, возникающая из-за неточностей в определении $\epsilon_0(\hbar\omega_0)$ и N , составляет $\pm 15\%$. В случае $H \parallel C_1$ $\epsilon_0(\hbar\omega_0) = 20,6 \begin{matrix} + 1,9 \\ - 1,0 \end{matrix}$ мэв, при $H \parallel C_3$ $\epsilon_0(\hbar\omega_0) = 18,3 \pm 0,8$ мэв. Сравнение полученных результатов с известными данными для фононного спектра висмута [3] показывает, что $\epsilon_0(\hbar\omega_0)$ в 1,5 раза отличается от граничной энергии оптических фононов. Однако эта цифра может быть неточной, так как в [3] найдены не все ветви спектра.

Когда $\epsilon_0(\hbar\omega_0) < \hbar\Omega$, ВТО должны исчезать, т. е. существует принципиальная возможность для прямой проверки гипотезы о происхождении ВТО. Экспериментальное осуществление такой проверки требует уверенной регистрации изменений сопротивления $\sim 10^{-2}\%$ в магнитных полях > 200 кэ. Однако для носителей с малой эффективной массой неравенство $\hbar\Omega > \epsilon_0(\hbar\omega_0)$ оказывается выполненным уже в наших экспериментальных условиях. Возможно, именно поэтому мы не наблюдаем соответствующих периодов ВТО.

В настоящем сообщении мы не будем обсуждать температурную зависимость амплитуды ВТО. Отметим лишь, что произведение $\exp\left(-\frac{2\pi^2 kT}{\hbar\Omega}\right) \times \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) - 1\right]^{-1}$ может сдвинуть максимум амплитуды в сторону дос-

¹⁾ Спинное расщепление дырочных уровней при $H \parallel C_1 \rightarrow 0$, а при $H \parallel C_3 \approx$ вдвое больше орбитального [2]. Поэтому его учет практически не влияет на положение экстремумов МС.

точно низких температур. Кроме того, нетрудно показать, что даже при "чистом" магнетофононном резонансе [4] максимум амплитуды в компенсированных проводниках сдвигается в область низких температур так, что его расположение на шкале температур определяется, в частности, соотношением вероятностей рассеяния на оптических и акустических фононах.

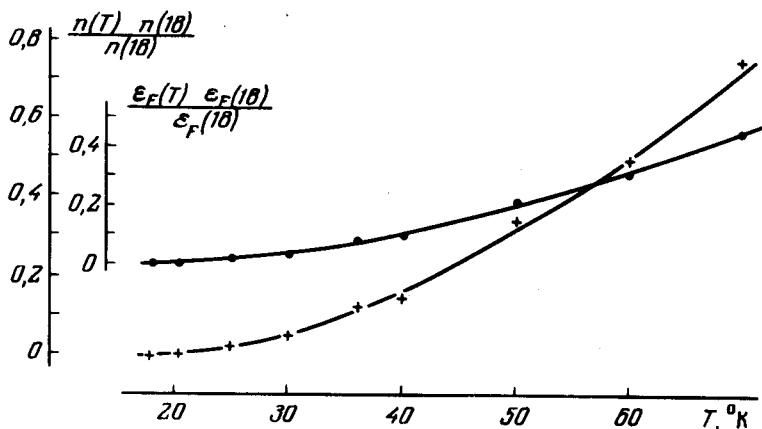


Рис. 3. Относительное изменение энергии Ферми (●) и концентрации носителей заряда (×) при росте температуры ($N = 18$).

В работе [5] был предсказан магнетофононный эффект с резонансным условием

$$(\epsilon_F \pm \hbar\omega_0) = (N + \frac{1}{2}) \hbar\Omega, \quad (5)$$

аналогичным формуле (2), но для продольной ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$) магнетопроводности. Физическая природа эффекта связана с тем обстоятельством, что при $\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$ вклад в ток дают электроны, находящиеся вблизи ферми-поверхности¹⁾. Для анизотропных кристаллов рассмотрение [5] можно формально обобщить на случай поперечного МС, поскольку каждый элемент матрицы $|\rho_{ik}|$, вообще говоря, содержит все элементы матрицы $|\sigma_{ik}|$ ²⁾. Этому не противоречит наблюдение ВТО в окрестности $\mathbf{H} \parallel C_3$, поскольку тензор МС вблизи данного направления существенно анизотропен, а строго выставить магнитное поле параллельно оси третьего порядка практически невозможно [7]. В рамках сделанного обобщения неясно, почему в поперечном МС не наблюдается "чистый" магнетофононный резонанс типа (1). Неясными остаются пока вопросы о том, с чем связано удвоение основной частоты ВТО [1] и

¹⁾ Конечная формула (6) для МС в работе [5] записана неверно

²⁾ Попытки обнаружить ВТО для продольного МС висмута оказались безуспешными. Не исключено, что причина — недостаточная чувствительность установки, так как продольный эффект должен быть на несколько порядков меньше поперечного

каков вклад в резонанс недиагональных компонент тензора магнетопроводимости. Однако нам кажется, что в целом предложенное объяснение ВТО поперечного МС с помощью резонансного электрон-фононного взаимодействия, учитывающее вырождение электронного спектра выглядит достаточно убедительно. В заключение приведем температурную зависимость ферми-энергии \bar{E}_f , рассчитанную с помощью соотношения (3) по сдвигу экстремумов в интервале $18 \div 61\text{К}$, и зависимость концентрации носителей n от температуры (рис. 3).

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
10 сентября 1976 г.
11 ноября 1976 г.

Литература

- [1] Ю.А.Богод, В.Г.Герасимечко, В.Б.Красовицкий. ФНТ, 1, 1472, 1975.
 - [2] В.С. Эдельман. Докторская диссертация, Москва, 1975.
 - [3] J. L. Yarnell, J. L. Warren, R. G. Wenzel, S. H. Koenig, IBM J. Res. and Dev., 8, 234, 1964.
 - [4] Р.В.Парфеньев, Г.И.Харус, И.М.Цидильковский, С.С.Шалыт. УФН, 112, 3, 1974.
 - [5] Р.В.Поморцев, А.И.Пономарев, Г.И.Харус, И.М.Цидильковский. ЖЭТФ, 54, 1347, 1968.
 - [6] Ю.А.Богод, В.Б.Красовицкий, В.Г.Герасимечко. ЖЭТФ, 66, 1362, 1974.
-