К КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С НЕСТАНДАРТНОЙ ЗОНОЙ

Б.М.Аскеров, Ф.М.Гашимзаде

В настоящей работе приводятся результаты обобщения теории, развитой Адамсом и Хольстейном [1] на случай изотропной, но нестандартной зоны (типа зоны проводимости $InSb$, $InAs$ и др.) и обсуждается влияние спинового расщепления уровней Ландау на осцилляции поперечного магнетосопротивления в n-$InSb$. Закон дисперсии для таких полупроводников был получен Кэйном [2], а при наличии магнитного поля Бауэрсом и Яфетом [3].

Для решения уравнения движения для матрицы плотности по методу Адамса и Хольстейна [1] нами была решена задача о спектре электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях с учетом взаимодействия зоны проводимости с валентными зонами и показано, что и в этом случае электрическое поле $\vec{E}$ в линейном приближении входит в спектр в виде eER^2k_y, где $\vec{k}$ - волновой вектор электрона, $R=(\hbar c/eH)^{1/2}$. Полностью опуская все промежуточные выкладки, приведем здесь только окончательные результаты расчета: недиагональная компонента тензора электропроводности σ_{yx}, также как и в случае стандартной зоны, определяется концентрацией электронов проводимости n; в диагональную компоненту σ_{xx} нестандартность входит только через закон сохранения энергии в процессе рассеяния [1)]. Покажем, что это отличие приводит к весьма существенным качественным результатам.

Рассмотрим осцилляции Шубникова - де Гааза для нестандартной зоны. Производя необходимые интегрирования с учетом законов сохранения, получим следующее выражение для σ_{xx} в случае вырожденных полупроводников:

$$\sigma_{xx} = \sum_{NN'\sigma} \frac{A_{NN'\sigma}(\zeta_F)}{k_z(\zeta_F)k_z'(\zeta_F)}, \tag{I}$$

где $A_{NN'\sigma}(\zeta_F)$ содержит всевозможные константы и плавную функцию от ζ_F - границы Ферми, N - осцилляторное квантовое число Ландау.

Для исследования особенностей σ_{xx}, возникающих при $k_z(\zeta_F)=0$ или $k_z'(\zeta_F) = 0$, необходимо исходить из определенного закона дисперсии. В нашем случае закон дисперсии определяется из уравнения

$$\varepsilon(\varepsilon+\varepsilon_g)(\varepsilon+\varepsilon_g+\Delta) - P^2(\varepsilon+\varepsilon_g+2/3\Delta)\left[(2N+1)R^{-2}+k_z^2\right] \mp P^2\frac{\Delta}{3R^2} = 0. \tag{2}$$

Здесь ε_g - ширина запрещенной зоны, Δ -спин-орбитальное расщепление валентных зон, P- матричный элемент дипольного перехода между валентной зоной и зоной проводимости. Последний связан с эффективной массой на дне зоны проводимости m_0^* соотношением

$$P^2 = \frac{\hbar^2}{2m_0^*}\frac{\varepsilon_g(\varepsilon_g+\Delta)}{(\varepsilon_g+2/3\Delta)}. \tag{3}$$

Как видно из (I) и (2), условием обращения σ_{xx} в бесконечность является

$$B(\zeta_F) = (N+1/2)\hbar\Omega + \sigma g^*(\zeta_F)\mu_Б H, \tag{4}$$

где

$$B(\zeta_F) = \frac{\zeta_F(\zeta_F+\varepsilon_g)(\zeta_F+\varepsilon_g+\Delta)(\varepsilon_g+2/3\Delta)}{(\zeta_F+\varepsilon_g+2/3\Delta)(\varepsilon_g+\Delta)\varepsilon_g}, \tag{5}$$

$$g^*(\zeta_F) = -\frac{2/3\Delta}{(\zeta_F+\varepsilon_g+2/3\Delta)}\cdot\frac{m_0}{m_0^*}, \tag{6}$$

$\Omega = eH/m_0^*c$, m_0-масса свободного электрона, $\mu_Б = \hbar e/2m_0c$- магнетон Бора, $\sigma = \pm 1/2$.

Подставляя (4) в выражение для концентрации, получим уравнение, которое определяет положения осцилляционных максимумов σ_{xx} или $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp}$:

$$n = \frac{(2m_0^*)^{3/2}\hbar\Omega}{4\pi^2\hbar^3}\sum_{N'\sigma'}\left[(N-N')\hbar\Omega + (\sigma-\sigma')g^*(\varsigma_F)\mu_Б H\right]^{1/2}. \quad (7)$$

Приведем здесь только положение возможного нулевого максимума

$$H_0^- = \frac{\hbar c}{e}\left[\frac{4\pi^4 n^2}{|g^*(\varsigma_F)|}\frac{m_0}{m_0^*}\right]^{1/3}. \quad (8)$$

ς_F, входящий в эту формулу, определяется из условия (4) с учетом (6)

$$(\varsigma_F)_0^- = -\frac{\mathcal{E}_g}{2}\left(1-\sqrt{1+\frac{2\hbar}{\mathcal{E}_g}\frac{eH_0^-}{m_0^* c}\frac{(\mathcal{E}_g+\Delta)}{(\mathcal{E}_g+2/3\Delta)}}\right). \quad (9)$$

Для других максимумов ς_F определяется из кубического уравнения.

По формуле (8) можно определить $g^*(\varsigma_F)$ - фактор, зная эффективную массу электрона на дне зоны проводимости. Такая попытка была сделана Амирхановым и Башировым [4] при интерпретации осцилляции Шубникова - де Гааза в n-$InSb$. Эти авторы использовали формулы, выведенные Л.Гуревичем и Эфросом [5] для стандартной зоны, видоизмененные таким образом, чтобы формально включить аномальный g - фактор. Вычисленный по этим формулам g - фактор быстро убывал с ростом концентрации (при изменении концентрации на два порядка g - фактор убывал в два раза). Эти результаты авторы сопоставили с теоретически рассчитанными по формуле Рот [6] значениями g - фактора и, казалось бы, получили хорошее согласие. Однако такое заключение является ошибочным, поскольку в формулу Рот входит эффективная масса на дне зоны проводимости и поэтому она не может дать изменение g -фактора с концентрацией.

Правильная интерпретация данных эксперимента [4] возможна на основе формулы (8). Действительно, если использовать значения H_0^- 2) и концентрации из работы [4] и вычислить по формуле (8) $g^*(\varsigma_F)$, то получаются значения, слабо уменьшающиеся с ростом концентрации. Эти значения даже без учета температурных поправок, в пределах точности эксперимента (7-10% для H, что дает $\sim 20\%$ для g^*), совпадают с теоретически вычисленными по формуле (6). Теоретическое уменьшение g^* в приведенном интервале концентраций $\sim 10\%$.

Формулу (8) можно использовать также для определения H_0, зная значение g^* - фактора. Так как g^*-фактор для более чистых образцов ($\zeta_F \ll \mathcal{E}_g + 2/3\Delta$) не зависит от концентрации, то при этом можно использовать данные по спиновому резонансу в относительно чистых образцах [3].

Отметим еще следующее. Как видно из (6) и (7), в формулы, определяющие положения максимумов $(\Delta\rho/\rho)_1$, эффективная масса вообще не входит. Поэтому, по данным нулевого максимума, можно определить, например, величину спин-орбитального расщепления Δ , которая для $InSb$ до сих прямым способом не определена.

Таким образом, полученные формулы позволяют интерпретировать экспериментальные данные по влиянию спина на осцилляции Шубникова - де Гааза в полупроводниках с нестандартной зоной.

Институт физики
Академии наук
Азербайджанской ССР

Поступило в редакцию
26 февраля 1966 г.

Литература

[1] E.Adams, T.Holstein. J.Phys. Chem. Solids, 10, 254, 1959.
[2] E.O.Kane. J.Phys. Chem. Solids, 1, 249, 1957.
[3] R.Bowers, Y.Yatet. Phys. Rev., 115, 1165, 1959.
[4] Х.И.Амирханов, Р.И.Баширов. Письма ЖЭТФ, 1, вып. 2, 17, 1965.
[5] Л.Э.Гуревич, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, 43, 561, 1962.
[6] B.Lax, J.G.Mavroides. Solid State Physics, Edit. F.Seitz a. D.Turnbull, 11, 363, 1960.

---

1) Кроме того, перенормируется константа взаимодействия электрона с решеткой.

2) В работе Амирханова и Баширова [4] указано положение H_0^+, однако на самом деле это - положение H_0^-, так как g^*-фактор отрицательный.

3) g^*-фактор, определенный по спиновому резонансу, может совпадать с (6) только для чистых образцов.