

МАГНИТНОЕ ВЫМОРАЖИВАНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ BiSb

С. Д. Бенеславский, Н. Б. Брандт, Е. М. Голлямина
С. М. Чудинов, Г. Д. Яковлев

На примере сплавов BiSb показано, что магнитное вымораживание в полупроводниках с сильноанизотропными изоэнергетическими поверхностями приобретает качественные особенности.

Исследованию явления магнитного вымораживания (МВ) в полупроводниках посвящено большое количество работ (см., например, обзор [1]). Однако, насколько нам известно, все они относятся к материалам, в которых энергетический спектр электронов близок к изотропному (соединения типа $A^{III}B^V$ [1]). В настоящей работе на основе простейшей модели показано и экспериментально подтверждено, что явление МВ в полупроводниках с сильноанизотропными изоэнергетическими поверхностями приобретает качественные особенности.

Рассмотрим для простоты полупроводник с квадратичным законом дисперсии и изоэнергетической поверхностью в виде сильно вытянутого эллипсоида вращения - так что $m_{\perp} = m_x = m_y$ и $m_x = m_{\parallel} \gg m_{\perp}$. Гамильтониан электрона в присутствии сильного магнитного поля и кулоновского центра имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_{\perp}} \left(\left(\hat{p}_x - \frac{e}{c} A_x \right)^2 + \left(\hat{p}_y - \frac{e}{c} A_y \right)^2 \right) + \frac{1}{2m_{\parallel}} \hat{p}_{\parallel}^2 - \frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{\rho^2 + z^2}} \quad (1)$$

с наиболее удобной в нашей задаче калибровкой $A = \frac{1}{2} [Hr]$ и $\hbar = 1$.

Аналогично методике, развитой в [2], будем искать волновую функцию основного состояния в виде $\psi(\rho, z) = \phi_{00}(\rho) u(z)$, где

$$\phi_{00}(\rho) = \frac{\sqrt{2}}{a_H} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a_H^2}\right), \quad a_H^2 = \frac{2c}{eH}. \quad (2)$$

Усреднив (1) по (2), получим одномерный эффективный потенциал

$$\bar{V}(z) = -\frac{2e^2}{a_H^2 \epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{\rho d\rho}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{a_H^2}\right) = \begin{cases} -\frac{\sqrt{\pi}}{\epsilon_0} \frac{e^2}{a_H^2} + \frac{2e^2}{\epsilon_0} \frac{|z|}{a_H^2}, & |z| \ll a_H \\ -\frac{e^2}{\epsilon_0} \frac{1}{|z|}, & |z| \gg a_H \end{cases} \quad (3)$$

В полях H , определяемых условием $a_H \leq a_n \equiv \epsilon_0 / m_{\parallel} e^2$, мы имеем дело с ситуацией, хорошо описываемой формулой работы [2]. Энергия свя-

зи имеет вид $E = (m_{\parallel} e^4 / \epsilon_0^2) f(a_{\parallel} / a_H)$, где f — медленно возрастающая с полем функция.

В противоположной области полей H , т. е. при $a_H \gg a_{\parallel}$ электрон, в основном, локализован вблизи минимума $\bar{V}(z)$, а энергия связи

$$E = \frac{\sqrt{\pi}}{\epsilon_0} \frac{e^2}{a_H} = \frac{e^2}{\epsilon_0} \left(\frac{\pi e H}{2c} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Амплитуда "нулевых" колебаний составляет по порядку величины

$$(a_{\parallel} a_H^2)^{1/3} \ll a_H. \quad (5)$$

Заметим, что полностью диапазон полей, где применима формула (4) определяется неравенствами $a_{\parallel} \ll a_H \ll a_{\perp} \equiv \epsilon_0 / m_{\perp} e^2$. При нарушении этого условия в области слабых полей, энергия связи перестает существенно зависеть от H и определяется величиной порядка $m_{\perp} e^4 / \epsilon_0^2$.

Обратим внимание на то, что в (4) не содержится никаких других характеристик кристалла, кроме диэлектрической проницаемости ϵ_0 и $E \sim H^{1/2}$, т. е. зависимость E от H в полупроводниках с анизотропной изоэнергетической поверхностью, подобно рассмотренной, существенно более сильная, чем в полупроводниках с изотропной изоэнергетической поверхностью, где $E(H)$ в широкой области H аппроксимируется зависимостью $E \sim \ln^2 H$ [2].

Представляется интересным наблюдение МВ в материалах с сильно-анизотропными изоэнергетическими поверхностями. Для этой цели нами исследованы полупроводниковые монокристаллические сплавы $n\text{-BiSb}$, в которых электронные изоэнергетические поверхности представляют собой три трехосные эллипсоида, наклоненных под углом $\sim 6^\circ$ к базисной плоскости и повернутых друг относительно друга на угол 120° (C_1 — бинарная, C_2 — биссекторная, C_3 — тригональная оси). В этих материалах, при $H = 0$, концентрация примесных электронов в зоне проводимости $n = N_d - N_a$ остается постоянной вплоть до самых низких температур, так как энергия связи электрона на примесном центре очень мала $E \leq 10^{-2}$ °К и, кроме того, длина экранирования $\lambda \approx 10^{-5}$ см, что на порядок меньше боровского радиуса $a_B \approx 10^{-4}$ см, т. е. связанные состояния отсутствуют.

На рис. 1 представлены температурные зависимости продольного магнитосопротивления $\rho_{22}(T)$ у образца $n\text{-Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, измеренные в интервале $1,82^\circ \leq T \leq 36^\circ \text{K}$ и $0 \leq H \leq 46$ кэ ($n = N_d - N_a \approx 7 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и ширина запрещенной зоны $\epsilon_g \approx 200^\circ \text{K}$). При $H = 0$ и $1,82^\circ \leq T \leq 15^\circ \text{K}$ $\rho_{22}(T) \approx \text{const}$, так как $n(T) \approx \text{const}$ (см. выше) и, кроме того, $\mu(T) \approx \text{const}$ из-за того, что при $n \approx 10^{14+15}$ см $^{-3}$ электроны вырождены — энергия Ферми $\epsilon_F \approx 2 + 3$ мэв [3]. Резкое уменьшение $\rho_{22}(T)$ при $T \gtrsim 20^\circ \text{K}$ объясняется возникновением собственной проводимости. В сильных H поведение $\rho_{22}(T)$ качественно меняется — в области низких температур $1,82^\circ \leq T \leq 5 + 6^\circ \text{K}$ продольное магнитосопротивление экспоненциально зависит от $1/T$: $\rho_{22}(T) \sim \exp(E/T)$, причем E растет $\sim H^{1/2}$ (рис. 2) и оказывается порядка нескольких градусов. В промежуточной области $6^\circ \leq T \leq 15 + 20^\circ \text{K}$ ρ_{22} слабо зависит от T , а при

$T \gtrsim 20^\circ\text{K}$ $\rho_{22}(T) \sim \exp(\epsilon_g/2T)$. Измерения $\rho_{22}(T)$ проведены при токах через образец, соответствующих омическому участку на ВАХ.

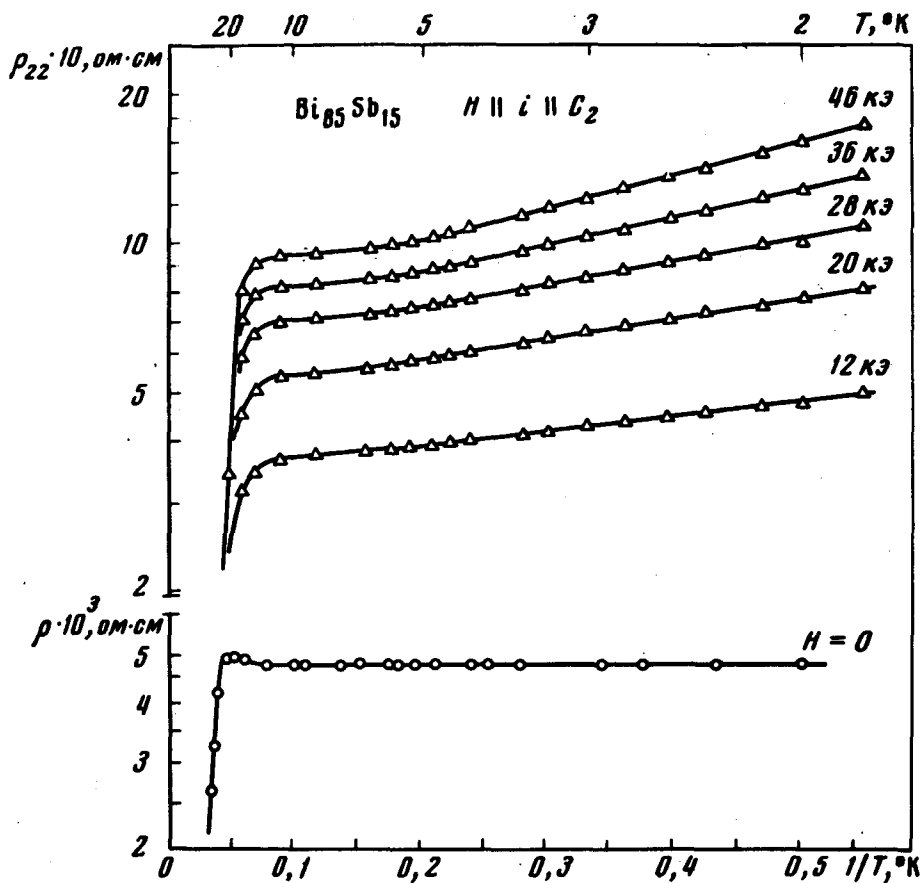


Рис. 1. Температурные зависимости продольного магнитосопротивления $\rho_{22}(T)$ для образца $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$

Мы предполагаем, что зависимость $\rho_{22}(T) \sim \exp(E/T)$ в области низких температур является следствием МВ на примесные уровни, т. е. при низких температурах $n \sim \exp(-E/T)$. Проведенные ниже оценки подтверждают такую возможность. Действительно, в полях $H \gtrsim 1 \text{ кэ}$ $\hbar\omega \approx \epsilon_F \gg kT$ и электроны находятся на нижнем уровне Ландау, плотность состояний N_c на котором растет линейно с H и оказывается $N_c \gtrsim n$, вырождение снимается и кроме того, характерный размер волновой функции электрона определяется теперь магнитной длиной $a_H \lesssim \lambda$, т. е. становится возможным возникновение связанных состояний. Итак, в полупроводниковых сплавах BiSb поля $H \gtrsim 1 \text{ кэ}$ радикально меняют условия на МВ и делают его возможным.

При ориентации $H \parallel C_2$ магнитное поле направлено вдоль длинной оси одного из трех электронных эллипсоидов, причем [5]: $m_1 \approx 3,5 \cdot 10^{-3} m_0$, $m_2 \approx 8,6 \cdot 10^{-1} m_0$, $m_3 \approx 4,6 \cdot 10^{-3} m_0$ и $\epsilon_0 \approx 400$ [4] и область H , в которой применимо (4), ограничена значениями $H_{\min} \approx 30 \text{ э}$, $H_{\max} \approx 200 \text{ кэ}$.

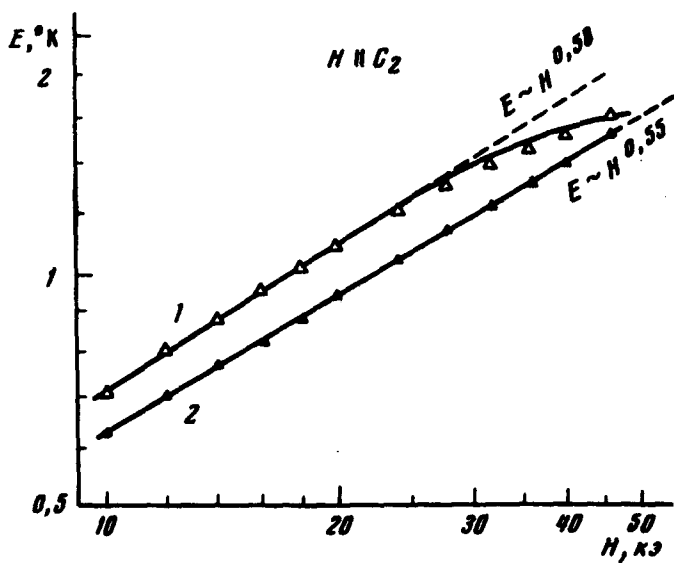


Рис. 2. Зависимости энергии связи от магнитного поля $E(H)$ для образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ и $\text{Bi}_{83}\text{Sb}_{17}$: 1 - $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_{17}$, 2 - $\text{Bi}_{95}\text{Sb}_{15}$

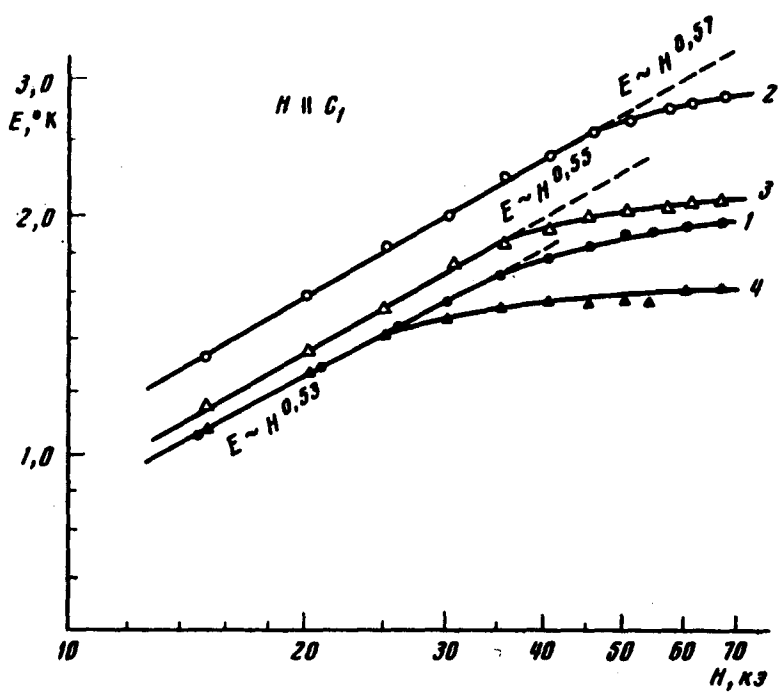


Рис. 3. Зависимости энергии связи от магнитного поля $E(H)$ для образцов $\text{Bi}_{95.8}\text{Sb}_{4.2}$ и $\text{Bi}_{95.4}\text{Sb}_{4.6}$, измеренные при различных давлениях P : 1 - $\text{Bi}_{95.8}\text{Sb}_{4.2}$ - $P = 14,8$ кбар, 2 - $\text{Bi}_{95.8}\text{Sb}_{4.2}$ - $P = 14,7$ кбар; 3 - $\text{Bi}_{95.4}\text{Sb}_{4.6}$ - $P = 14,1$ кбар, 4 - $\text{Bi}_{95.4}\text{Sb}_{4.6}$ - $P = 13,2$ кбар

Таким образом для оценки E можно воспользоваться моделью МВ, рассмотренной в начале работы — E оказывается порядка нескольких градусов и близко к наблюдаемой величине.

Оценка E для двух других эллипсоидов, длинные оси которых не параллельны \mathbf{H} , дает величину того же порядка. Важно подчеркнуть, что зависимость E от H в этом случае сохраняется. Как будет показано в более подробной публикации, наклон \mathbf{H} относительно оси вытянутости эллипсоида (за исключением узкого интервала углов вблизи $\mathbf{H} \perp z$) и анизотропия поперечных масс ($m_x \neq m_y$) приводит к появлению в (4) численного множителя порядка единицы, не зависящего от H .

На рис. 2 приведена зависимость E от H для образца $n\text{-Bi}_{83}\text{Sb}_{17}$ с $n = N_a - N_d \approx 7 + 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, полученная из зависимостей ρ_{22} от T при низких температурах и в полях $H \lesssim 46 \text{ кэ}$ при $H \lesssim 30 \text{ кэ}$: $E \sim H^{0.58}$, а при $H \gtrsim 30 \text{ кэ}$ наблюдается некоторое уменьшение скорости $\partial E / \partial H$, связанное, возможно, с тем, что поля $H \gtrsim 30 \text{ кэ}$ оказываются в области H , близкой к H_{max} .

На рис. 3 представлены зависимости E от H для сплавов $\text{Bi}_{95,8}\text{Sb}_{4,2}$ и $\text{Bi}_{95,4}\text{Sb}_{4,6}$, переведенных из полуметаллической фазы в полупроводниковую воздействием гидростатического давления P . Эти результаты получены из низкотемпературных участков зависимостей ρ_{11} от T , измеренных при различных P и H . При данной ориентации \mathbf{H} энергия связи электрона в долине с вытянутостью перпендикулярно \mathbf{H} пренебрежимо мала по сравнению с энергией связи электронов в двух других долинах. Таким образом при двух различных ориентациях \mathbf{H} относительно кристаллографических осей $\mathbf{H} \parallel C_2$ (рис. 2) и $\mathbf{H} \parallel C_1$ (рис. 3) картина МВ качественно сохраняется.

Важно подчеркнуть, что скорость роста $\partial E / \partial H$ (рис. 2 и рис. 3) близка к (4) — по крайней мере в некотором интервале H и существенно больше $\partial E / \partial H$, наблюдаемой у полупроводников с изотропной изоэнергетической поверхностью [1].

Выражаем благодарность Г.А.Иванову за представление образцов BiSb .

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
18 января 1974 г.

Литература

- [1] M. von Ortenberg. J. Phys. Chem. Solids, 34, 397, 1973.
- [2] Y. Yafet, R.W. Keyes, E.N. Adams. J. Phys. Chem. Solids, 1, 137, 1956.
- [3] Н.Б.Брандт, Х.Диттман, Я.Г.Пономарев, ФТТ, 15, 824, 1973.
- [4] А.А.Абдуллаев, В.Г.Алексеева, И.Ф.Заец, Т.М.Лившиц, А.Б.Ормонт, Е.Г.Чиркова. Письма в ЖЭТФ, 17, 292, 1973.
- [5] G.Oelgart, R.Herrmann. Phys. Status Solidi, "b" 58, 181, 1973.