Письма в ЖЭТФ, том 27, вып.10, стр. 580 – 583 20 мая 1978 г.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА – ДЕ ГААЗА В ПЛОСКОСТИ СПАЙНОСТИ БИКРИСТАЛЛА ГЕРМАНИЯ

Б.М.Вул, Э.И.Заварицкая

В плоскости спайности бикристаллов германия с углом наклона $\theta \approx 25°$ наблюдены осцилляции Шубникова – де Гааза при гелиевой температуре в постоянных магнитных полях $\sim$ 100 *кэ*. В результате этих исследований определены концентрация и времена релаксации легких и тяжелых дырок в двумерном проводящем слое, что существенно для выяснения причины высокой электропроводности такого слоя.

В работе [1] было установлено, что слои дырочной проводимости, образующиеся на границе сращивания бикристаллов германия с углом наклона $30° \gtrsim \theta \gtrsim 10°$, можно рассматривать, в отношении электропроводности, как двумерную среду. В поперечном магнитном поле в такой среде движение электронов полностью хвантовано, и представляло интерес исследовать осцилляции Шубникова – де Гааза в этих условиях,

Были измерены сопротивление $\rho(H)$ и коэффициент Холла $R(H)$ на бикристаллах германия с углом $\theta \approx 25°$ в постоянных магнитных полях до 150 *кэ*, приложенных перпендикулярно к плоскости спайности.

Результаты измерений для одного из таких образцов приведены на рис. 1 и рис.2. Из приведенных данных видно, что при $H > 50$ *кэ* в зависимости $\rho(H)$ и $R(H)$ наблюдаются осцилляции, амплитуда которых растет с напряженностью магнитного поля и достигает примерно 2% при $H = 100$ *кэ*, в то время как полное изменение $\Delta\rho/\rho(0)$ и $\Delta R/R(0)$ в диапазоне полей $0 \lesssim H \lesssim 150$ *кэ* составляет около 10%.

Как известно, период осцилляций Шубникова – де Гааза

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{mcE_F}\quad, \tag{1}$$

где – E_F – энергия Ферми при $H = 0$; m – эффективная масса носителей.

В двумерном случае при квадратичном законе дисперсии энергия Ферми $E_F = \dfrac{\pi\hbar^2}{m} n$; и

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e}{\pi c\hbar}\,\frac{1}{n} = \frac{4{,}85 \cdot 10^6}{n}, \tag{2}$$

где n – концентрация носителей.

Для нашего образца, как видно из результатов измерений, период осцилляций $\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = 6{,}7 \cdot 10^{-6}\ э^{-1}$, и, соответственно, концентрация дырок $n \approx 7 \cdot 10^{11}\ см^{-2}$, в то время как из холловских измерений следует, что в каждом из двух дырочных слоев, прилегающих к плоскости спайности, концентрация дырок $n_H \approx 7 \cdot 10^{12}\ см^{-2}$, т.е. в 10 раз больше.

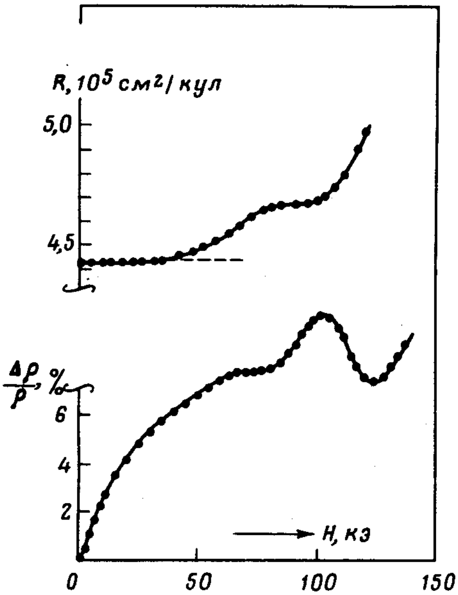

Рис. 1. Зависимость сопротивления $\rho(H)$ и коэффициента Холла $R(H)$ от напряженности магнитного поля H при $T = 4{,}2$ К

Очевидно, что различие между величинами n и n_H обусловлено особенностями энергетической структуры валентной зоны германия, состоящей, без учета спин-орбитального расщепления, из зон легких и тяжелых дырок, эффективные массы которых, $m_l = 0{,}042\ m_0$ и $m_h = 0{,}36\ m_0$ [2], различаются примерно в 10 раз. Так как в двумерной модели при вырождении концентрация дырок $n = \dfrac{E_F}{\pi\hbar^2}m$, а E_F одинаково для обоих типов дырок, то отношение концентраций n_h – тяжелых и n_l – легких дырок $n_h/n_l = m_h/m_l \approx 10$.

Легко показать, что в нашем случае эффект Холла определяется преимущественно тяжелыми дырками. В действительности, при наличии двух типов носителей коэффициент Холла

$$R_{H\to 0} = \frac{1}{e}\,\frac{n_l\mu_l^2 + n_h\mu_h^2}{(n_l\mu_l + n_h\mu_h)^2}, \tag{3}$$

где – n_l и n_h – концентрация двух сортов носителей, μ_l и μ_h – их подвижности при H = 0, τ_l и τ_h – времена релаксации. В бикристаллах при низких температурах преобладающих механизмом является рассеяние на заряженных центрах, число которых, в нашем случае достигает величины $N_i = 1{,}4 \cdot 10^{13}\ см^{-2}$. При этом [3],

$$\frac{1}{\tau} = N_i\, v\, 2\pi \left\{ \frac{e^2}{\kappa m v^2} \right\} f(x), \tag{4}$$

где κ — диэлектрическая постоянная, v — скорость носителей, $f(x) \approx 1$, и в нашем случае ею можно пренебречь.

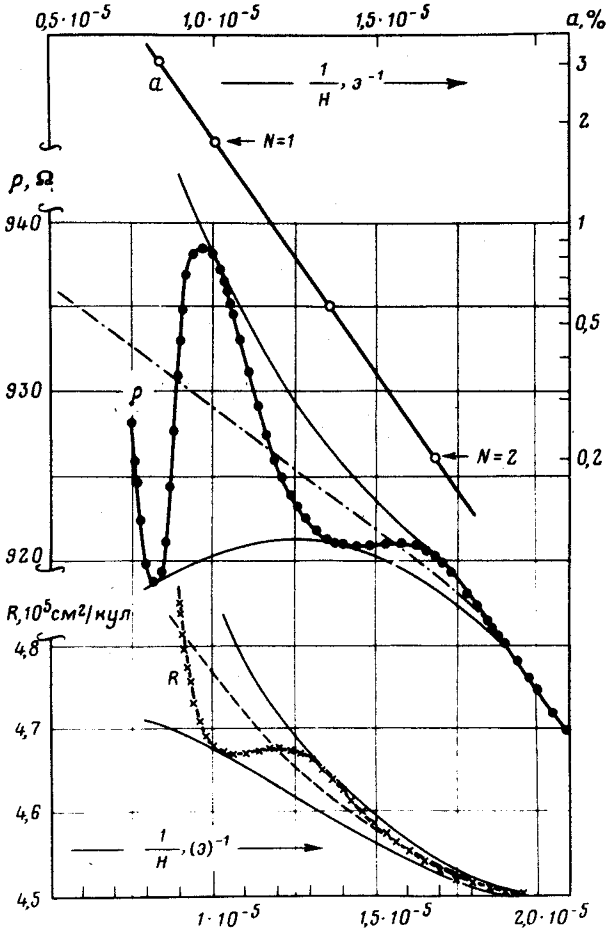

Рис. 2. Зависимость ρ и R и a-амплитуды их осцилляций от обратной напряженности магнитного поля (N — квантовое число)

Так как легкие и тяжелые дырки имеют одинаковую энергию и рассеиваются на одних и тех же центрах, то согласно (4)

$$\frac{\tau_l}{\tau_h} \cong \frac{v_h}{v_l} \quad \text{и} \quad \frac{\mu_l}{\mu_h} \cong \left(\frac{m_h}{m_l}\right)^{1/2}. \qquad (5)$$

Используя, что $n_h/n_l = m_h/m_l$, находим из соотношения (3), что $R_{H\to 0} \approx$ $\approx 1,1/en_h$, т.е. R определяется в основном величиной n_h. В этом приближении можно оценить также подвижность тяжелых дырок $\mu_h \cong \frac{R}{\rho}$ и их время релаксации $\tau_h = m_h \mu_h / e$. Для наших образцов $\mu_h = 480$ *см/в·се*[к] и $\tau_h \approx 10^{-13}$ *сек*.

В отличие от холловских измерений, в осцилляциях Шубникова — де Гааза преобладающее значение имеют легкие дырки. В действительности расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c = \frac{e\hbar H}{c} \frac{1}{m}$ обратно пропорционально массе носителей. При $H = 100$ *кэ* для легких дырок $(\hbar\omega_c)_l = 28$ *мэ*[в] а для тяжелых $(\hbar\omega_c)_h$ – около 3 *мв*. Размытие уровней ΔE можно оценить по порядку величины из соотношения неопределенности, $\Delta E \sim \hbar/\tau$.

Время релаксации легких дырок, рассчитанное согласно [4] по затуханию амплитуды осцилляций $\tau_l \approx 3 \cdot 10^{-14}$ *сек*, а их подвижность $\mu_l \approx 1400$ *см*^{2}/*в* · *сек* примерно втрое превышает подвижность тяжелых дырок, что находится в хорошем согласии с использованным нами ранее соотношением (5). Размытие уровней Ландау для легких дырок

$$(\Delta E)_l \sim \frac{\hbar}{\tau_l} \approx 19\ мэв < (\hbar\omega_c)_l \ \text{ при } H = 100\ кэ.$$

Время релаксации тяжелых дырок, как уже упоминалось, равно $\tau_h \approx 10^{-13}$ *сек* и, соответственно, размытие их уровней

$$(\Delta E)_h \sim \frac{\hbar}{\tau_h} \approx 6\ Мэв > (\hbar\omega_c)_h \ \text{ при } H = 100\ кэ.$$

Если ввести температуру Дингла [5], то размытие уровней будет несколько меньше, но вполне достаточным, чтобы невозможно было наблюдать осцилляции на тяжелых дырках. Это следует также из соотношения [6]

$$\left(N + \frac{1}{2}\right) = \frac{\dfrac{1}{H^N_{max}}}{\Delta\left(\dfrac{1}{H}\right)}, \qquad (6)$$

где N – квантовое число, H^N_{max} – напряженность поля, соответствующего максимума осцилляции.

Из данных, приведенных на рис. 2, следует, что $N = 1$ при $H_1 = 10^5$ *э* и $N = 2$ при $H_2 \approx 6 \cdot 10^4$ *э*, в то время как для тяжелых дырок эти уровни можно было бы наблюдать только в полях порядка миллиона эрстед.

Авторы выражают благодарность Ю.А.Башкирову и В.М.Виноградову за изготовление образцов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 апреля 1978 г.

Литература

[1] Б.М.Вул, Э.И.Заварицкая, Ю.А.Башкиров, В.М.Виноградов. Письма в ЖЭТФ, 25, 204, 1977.

[2] B.Lax, H.J.Zeiger, R.N.Dexter. Physica, 20, 818, 1954.

[3] R.Mansfield. Proc.Phys.Sos., B–69, part 1, 76, 1956.

[4] T.Ando, Y.Uemura. J.Phys.Sos.Japan. 36, 959, 1974; 37, 1233, 1974.

[5] A.B.Dingle. Proc.Roy.Sos., A–211, 517, 1952.

[6] И.М.Цидильковский. Электроны и дырки в полупроводниках. М., изд. Наука, 1972.