

МАГНИТНОЕ ПОВЕРХНОСТНОЕ КВАНТОВАНИЕ В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

Э.М.Скок¹⁾, С.А.Студеникин¹⁾,
Х.Хефеле²⁾, Х.Пашер²⁾

Сообщается о первом наблюдении осцилляций магнитосопротивления в слабых магнитных полях, которые интерпретируются как результат проявления магнитного квантования энергетического спектра свободных электронов вблизи поверхности образца.

Исследовалось магнитосопротивление образцов антимиониды индия с различной степенью вырождения электронов в слабых магнитных полях.

На рис.1, показана типичная зависимость второй производной сопротивления $\partial^2 \rho / \partial B^2$ от магнитного поля. Измерения проводились с помощью модуляции магнитного поля и выделения сигнала нужной гармоники синхронным детектором¹⁾. Наряду с обычными пиками Шубникова – де Гааза, неоднократно наблюдававшимися прежде в сходных условиях²⁾, в полях ниже 200 Э при низких температурах проявляется резко выраженная, осцилляционная структура.

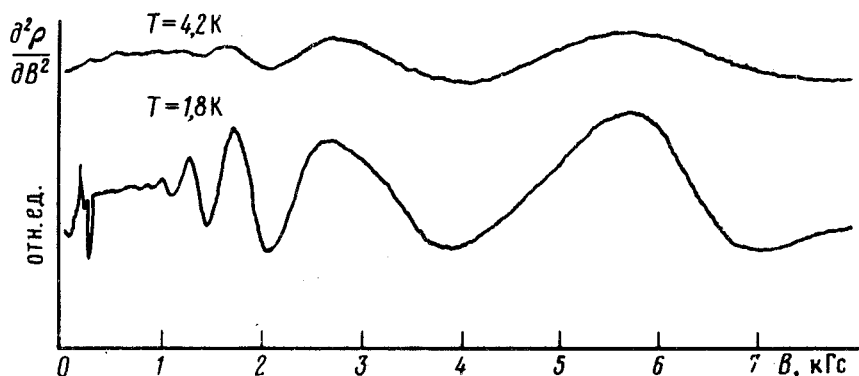


Рис.1. Зависимость второй производной магнитосопротивления n -InSb от магнитного поля. Наряду с обычными осцилляциями Шубникова – де Гааза при $T \lesssim 3$ К наблюдаются особенности в области слабых магнитных полей (нижняя кривая)

На рис.2 показан участок магнитосопротивления вырожденного образца, характерный для области слабых магнитных полей при $T = 2,8$ К. Серия пиков $\partial^2 \rho / \partial B^2$ соответствует последовательности ступенек в зависимости $\rho(B)$ (рис.2), полученной в результате численного интегрирования экспериментального графика $\partial^2 \rho / \partial B^2$.

Отметим наиболее интересные особенности наблюдаемого явления.

1) Серия пиков $\partial^2 \rho / \partial B^2$ проявляется в слабых магнитных полях, когда $\omega_c \tau_p < 1$ и уровни Ландау размыты температурой, т.е. $\hbar \omega_c < k_0 T$ ($\omega_c = eB/m^*c$ – циклотронная частота, τ_p – время релаксации импульса, m^* – эффективная масса электронов).

2) Осцилляции существуют только в ограниченном интервале слабых магнитных полей и не наблюдаются при $B \rightarrow 0$ и выше некоторого критического поля вплоть до полей, когда становятся заметны осцилляции Шубникова – де Гааза.

3) Различный вид особенностей в $\partial^2 \rho / \partial B^2$ наблюдается в вырожденных и невырожденных образцах. В образцах с низкой концентрацией $\rho(B)$ имеет только одну ступеньку,

1) Институт физики полупроводников СО АН СССР.

2) Вюрцбургский университет, ФРГ.

размытую на всю характерную область магнитных полей. С увеличением вырождения появляется сложная структура типа, изображенной на рис.2. Дальнейшее повышение концентрации приводит к сужению пиков и к уменьшению диапазона полей, где они существуют.

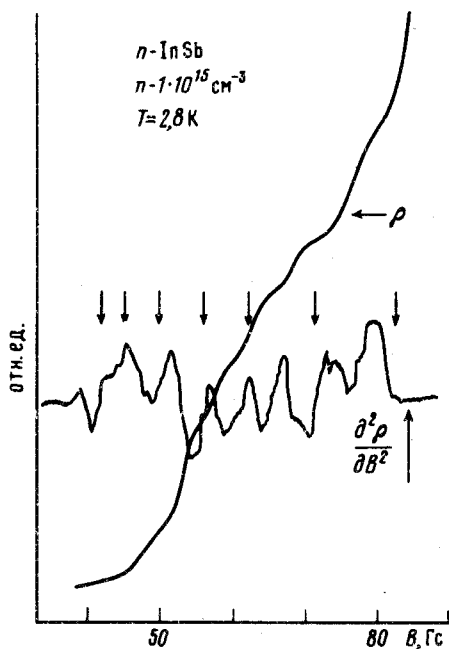


Рис.2. Характерная зависимость магнетосопротивления в области слабых магнитных полей. Стрелками указаны теоретические значения магнитных полей, рассчитанных по формуле (3)

4) В вырожденных образцах с понижением температуры от 4,2 до 1,8 К сначала появляется одна большая ступенька в магнетосопротивлении, затем она разбивается на более тонкую структуру, которая и видна на рис.2. При малой концентрации носителей такая структура не возникает.

Перечисленные факты дают основание полагать, что в данном случае имеет место явление по своей природе родственное квантовым осцилляциям поверхностного импеданса, которые впервые наблюдались Хайкиным в металлах³. Теория этого эффекта была дана Прейнджем и Ни⁴. В обзоре⁵ подробно рассматривается механизм образования магнитных поверхностных состояний (МПС), ответственных за наблюдаемые осцилляции коэффициента поглощения микроволн поверхностью чистого металла. В⁵ предсказывается возможность проявления МПС и в магнетосопротивлении металлов через механизм, аналогичный эффекту Шубникова — де Гааза.

Магнетосопротивление в полупроводниках при условии магнитного поверхностного квантования изучалось только теоретически^{6,7}, причем рассматривалась лишь бoльцмановская статистика, при которой осцилляции не должны иметь места.

В силу этого, проясняющие оценки мы можем привести только на основании теории строго справедливой лишь для металлов.

Согласно⁴ уровни энергии магнитного квантования определяются соотношением

$$E_N = \left(\frac{3\hbar e}{4\sqrt{2}c} \right)^{2/3} \frac{v_F}{pF^{1/3}} (BN)^{2/3}. \quad (1)$$

Мы полагаем, что особенности магнетосопротивления в виде ступенек на зависимости $\rho(B)$ должны появляться при выполнении условия

$$E_N = E_F. \quad (2)$$

Здесь E_F , v_F и p_F — энергия, скорость и импульс Ферми, соответственно; N — номер уровня МПС. Из (1) и (2) находим значения магнитных полей при резонансе:

$$B_N = \frac{1}{N} \frac{4m^*c}{3he} E_F. \quad (3)$$

В (3) m^* — эффективная масса электронов.

Для образца InSb с $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ энергия Ферми $E_F = 2,7 \text{ мэВ}$, (что соответствует 30 К) и $B_N = 500/N$. Значит, пики должны обрываться при $B = 500 \text{ Гс}$, однако мы наблюдаем последний пик, соответствующий $N = 6$ при $B \approx 80 \text{ Гс}$. Из рис.2 видно, что период осцилляций по порядку величины хорошо описывается соотношением (3).

Энергетический интервал между уровнями $\Delta E = (E_6 - E_7) \approx 2,3 \cdot 10^2 \text{ мэВ}$ ($\approx 2,7 \text{ К}$). Это согласуется с тем, что система пиков наблюдалась нами только при температурах ниже 3 К.

Ответим на вопрос, почему при макроскопических размерах образца ($1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ мм}^3$) нам удалось зафиксировать вклад в магнитосопротивление, связанный с тонким слоем магнитного поверхностного квантования. Очевидно, это является спецификой слабых магнитных полей. В силу вырожденной статистики, обычное магнитосопротивление, связанное с объемными механизмами, в этих полях мало, и наша методика легко фиксирует относительно резкие изменения сопротивления при достижении магнитным полем резонансных значений (3).

Таким образом все перечисленные выше особенности наблюдаемых нами осцилляций в области слабых магнитных полей качественно не плохо описываются простой теорией⁴. Однако, не находит объяснения замеченный нами сдвиг осцилляционной области в сторону больших полей с понижением температуры. Мы полагаем, что это как-то связано с конкретными свойствами поверхности полупроводника, которые в общем не так просты, как в случае металла.

Заметим в заключение, что рассматриваемые нами осцилляции магнитосопротивления в слабых магнитных полях, по-видимому, являются первым наблюдением проявления магнитного поверхностного квантования в полупроводниках.

Авторы благодарят Л.И.Магарилла и А.В.Чаплика за плодотворное обсуждение результатов и Фонд им. Александра Гумбольдта, который финансировал часть данной работы.

Литература

1. Ketterson J.B., Eckstein J. Rev. Sci. Instrum., 1966, 37, 44.
2. Seiler D.G., Bajaj B.D., Stephens A.E. Phys. Rev. B., 1977, 16, 2822.
3. Хайкин М.С. ЖЭТФ, 1960, 39, 212.
4. Prange R.E., Nee T. W. Phys. Rev., 1968, 168, 779.
5. Хайкин М.С. УФН, 1968, 96, 409.
6. Чаплик А.В., ФТП, 1972, 6, 1760.
7. Чаплик А.В., Шварцман Л.Д., ФТП, 1979, 13, 169.