

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В УСЛОВИЯХ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

Л.И.Магарилл, А.М.Палкин, В.Н.Созинов, О.А.Шегай, М.В.Энтин

В InSb *n*-типа впервые обнаружен аналог фотоэлектромагнитного эффекта при оптических переходах между уровнями Ландау. Эффект нечетен по магнитному полю. Основная причина возникновения фотоэдс – пространственное разделение неоднородно-возбужденных носителей из-за различия коэффициентов диффузии горячих и холодных электронов на основном уровне Ландау. Определено время термализации электронов.

Несмотря на то, что фотомагнитный эффект (ФМЭ) в квантующих магнитных полях изучался давно ¹, отсутствуют работы, в которых достигалось бы условие циклотронного резонанса (ЦР), т.е. равенство частоты света ω и циклотронной частоты ω_c . Принятая точка зрения, что ФМЭ имеет фотодиффузионный или фототермомагнитный механизмы, в условиях ЦР неприменима, так как при ЦР не меняется концентрация носителей, а электрон-электронные соударения на нижнем уровне Ландау не приводят к релаксации импульса и энергии ². Как следствие, приближение электронной температуры ³ оказывается неприменимым. ФМЭ при циклотронном резонансе оказывается связанным с наличием сильно неравновесных электронов.

Эксперименты были проведены на образцах *n*-In-Sb, имеющих концентрацию $n = 9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и подвижность $\mu = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К. Источником излучения служил субмиллиметровый лазер с длиной волны $\lambda = 119 \text{ мкм}$. Подстройка энергетического расстояния между уровнями Ландау под фиксированную частоту лазерного излучения осуществлялась магнитным полем. Измерение ЭДС производилось усилителем с синхронным детектором на частоте модуляции 500 Гц. Геометрия эксперимента показана на рис. 1, б.

Зависимость обнаруженной фотоэдс от магнитного поля показана на рис. 2. Наблюдаются два пика резонансной фотоэдс. Пик 1 соответствует переходу между уровнями Ландау $n = 0$ и $n = 1$ в зоне проводимости. Пик 2, согласно литературным данным по поглощению, соответствует переходу электрона с основного состояния водородоподобного примесного центра с $n = 0$ и магнитным квантовым числом $m = 0$ на возбужденное состояние, низшее из группы с $n = 1, m = 1$ (примесный циклотронный резонанс, ПЦР). При изменении знака магнитного поля фотоэдс меняет знак, сохраняя абсолютную величину. Фотоэдс в максимумах ЦР и ПЦР зависит от угла ϕ между вектором поляризации ϵ электромагнитной волны в вакууме и магнитным полем по закону $\sin^2 \phi$, что соответствует резонансному циклотронному поглощению.

При ЦР подвижные носители появляются непосредственно в процессе возбуждения, в то время как при ПЦР они возникают в результате автоионизации возбужденного уровня. В настоящем сообщении теоретически рассмотрен только случай ЦР. ФМЭ при ПЦР будет изучен в последующей подробной публикации.

Для построения теории существенны два малых параметра: отношение времени релаксации по импульсу τ_p к времени остывания τ_ϵ и отношение длины диффузии горячих электронов $l_D = \sqrt{D\tau_p}$, где D – коэффициент поперечной диффузии, к глубине поглощения света α^{-1} . Малость первого параметра совместно с обычным предположением $\omega_c \tau_p \gg 1$ позволяет заменить неравновесную матрицу плотности в световом поле на функцию распределения электронов по уровням Ландау и энергии ϵ (энергия отсчитывается от нижнего уровня Ландау). Малость параметра αl_D позволяет пренебречь в уравнении для $f_n(\epsilon)$ пространственными градиентами и использовать локальную связь плотности тока с электричес-

ким полем E и градиентом функции $f_n(\epsilon)$:

$$j_i = \sigma_{ij} E_j + e \sum_n D_{ij}^n(\epsilon) \frac{\partial f_n(\epsilon)}{\partial x_j} v_n(\epsilon) d\epsilon, \quad (1)$$

где $v_n(\epsilon)$ – плотность состояний в n -подзоне Ландау.

В условиях эксперимента энергия электронов меньше частоты оптических фононов; поэтому остывание связано только с акустическими фононами. В виду того, что характерный импульс фононов $1/a$ (a – магнитная длина), а энергия их $S/a \ll \omega_c$ – циклотронной частоты, испускание акустических фононов квазиупруго. Поэтому $f_n(\epsilon)$ удовлетворяет диффузионному уравнению в энергетическом пространстве с источником $G_n(\epsilon)$:

$$-\frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\frac{\epsilon v_n(\epsilon)}{\tau_{ne}(\epsilon)} \left(1 + T \frac{\partial}{\partial \epsilon} \right) f_n(\epsilon) \right) + \sum_{n' \neq n} \frac{f_n - f_{n'}}{\tau_{nn'}} = v_n(\epsilon) G_n(\epsilon), \quad (2)$$

где $\tau_{nn'}$ – время межподзонных переходов, предполагаемых упругими, T – температура. В невырожденном ультраквантовом пределе $\omega_c \gg T$, соответствующем эксперименту, работают нулевая и первая подзоны Ландау. Оценка показывает, что $\tau_{10} \sim 5 \cdot 10^{-11}$ с $\ll \tau_{1\epsilon}, \tau_{0\epsilon}$, поэтому электроны с уровня 1 переходят на нулевой без потери энергии. Энергетическая релаксация их на нулевом уровне определяется временем

$$\tau_{0\epsilon}(\epsilon) = \frac{\pi \rho \sqrt{2}}{(C\omega_c)^2} \left(\frac{\epsilon}{m} \right)^{5/2} \left(1 + \frac{2\epsilon}{\omega_c} \right)^{-1},$$

где C – константа деформационного потенциала, ρ – плотность кристалла, m – эффективная масса. Используя значения параметров InSb ($\rho = 5,76$ г/см³, $m = 0,014m_0$, $C = 30$ эВ²), получаем при $H = 13,2$ кГс $\tau_{0\epsilon}(\omega_c) = 5,4 \cdot 10^{-8}$ с.

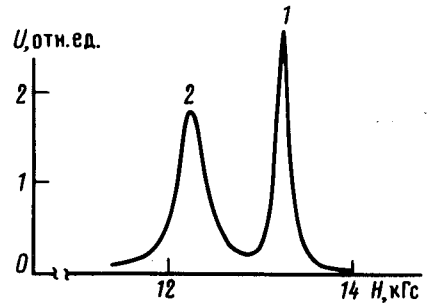
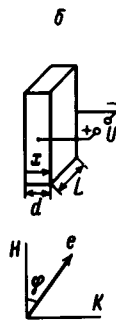
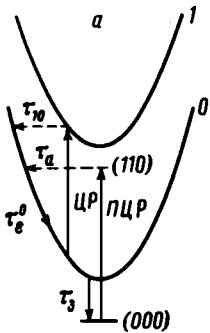


Рис. 2. Магнитопольная зависимость фотоэдс при 4,2 К

Рис. 1. a – Оптические и релаксационные переходы в квантующем магнитном поле. τ_a – время автоионизации, τ_3 – время захвата. b – Геометрия эксперимента. k – волновой вектор, e – вектор поляризации, $e \perp k$, ϕ – угол между H и e

Неравновесная добавка к функции распределения $f_0(\epsilon)$, в основном, имеет вид

$$\frac{\epsilon \theta(\omega_c - \epsilon)}{1 + 2\epsilon/\omega_c} - \beta e^{-\epsilon/T},$$

где первое слагаемое дает вклад горячих, а второе – тепловых электронов. Коэффициент β определяется условием нормировки, в частности для ЦР, $\int f_0(\epsilon) v_0(\epsilon) d\epsilon = 0$. Плотность тока (1) в режиме разомкнутой цепи удовлетворяет условиям $\int j_y dx = 0$, $j_x = 0$. Используя в выражении для тока D_{ij} для рассеяния на заряженных центрах, получаем для ЭДС в

области ЦР:

$$U_{\text{фмэ}} = 12 \pi \left(1 - \frac{\arctg \sqrt{2}}{\sqrt{2}} \right) \tau_{0\epsilon}(\omega_c) e^{-\frac{L}{d} \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{yx}} \frac{T}{\hbar \omega_c}} \cdot \frac{\gamma}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma^2} \frac{I \sin^2 \phi}{mc (1 + \sqrt{\chi})^2} (1 - e^{-\alpha d}). \quad (3)$$

Здесь σ_{xx} и $\sigma_{yx} = n e c / H$ – поперечная и холловская проводимости, n – концентрация электронов, I – интенсивность света у освещенной поверхности, γ – ширина линии ЦР в модели лоренцевого уширения, χ – диэлектрическая проницаемость, α – коэффициент поглощения.

Основной вклад в ток дает тепловая часть функции распределения. Это связано с тем, что при рассеянии на заряженных примесях коэффициент поперечной диффузии падает с энергией: наиболее подвижны холодные, часто соударяющиеся носители. Можно показать, что горячие электроны в нулевой подзоне и холодные в первой дают малые вклады в ЭДС $\sim \sqrt{T/\omega_c}$ по отношению к основному. Это обстоятельство делает в нашем экспериментальном случае неприменимой модель работы⁵, основанную на приближении двух сортов носителей.

Измеренная величина $U_{\text{фмэ}}$ в максимуме ЦР в образце с размерами $L/d = 6$ при интенсивности $I = 1$ мВт/см² составила $4 \cdot 10^{-5}$ В. Подставляя в выражение (3) рассчитанное отношение $\sigma_{xx}/\sigma_{yx} = 0,3$, экспериментальное значение $\gamma = 2 \cdot 10^{11}$ с и считая $e^{-\alpha d} \ll 1$, получаем $\tau_{0\epsilon}(\omega_c) = 7,5 \cdot 10^{-8}$ с, что находится в удовлетворительном согласии с вышеприведенной величиной. Следует отметить, что найденное значение $\tau_{0\epsilon}$ является оценочным в связи с трудностью точного измерения абсолютной величины I .

Литература

1. Кикоин И.К., Лазарев С.Д. УФН, 1978, 124, 559.
2. Злобин А.Н., Зырянов П.С., ЖЭТФ, 1970, 58, 952.
3. Лягущенко Ф.И., Ясневич И.Н. ЖЭТФ, 1969, 56, 1432.
4. Demchuk K.M., Tsidilkovskii I.M. Phys. Stat. Sol. (b), 1977, 82, 59.
5. Rnap W., Kossut J., Mycielski J. Phys. Stat. Sol. (b), 1984, 122, 761.