

ОСЦИЛЛАЦИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ n -GaAs ПРИ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ПОДСВЕТКЕ

В.Н. Зверев, Д.В. Шовкун

На зависимости от магнитного поля фотопроводимости n -GaAs при монохроматической ИК-подсветке обнаружены осцилляции, состоящие из двух серий экстремумов, периодичных в шкале обратного поля. Одна серия обусловлена немонотонной зависимостью от поля коэффициента примесного магнитопоглощения, другая – наличием резкой ступеньки в функции распределения неравновесных электронов.

В работе экспериментально показано, что наличие особенности при фиксированном значении энергии в функции распределения неравновесных электронов приводит к осцилляциям фотопроводимости в магнитном поле. Это позволяет зарегистрировать ступеньку в функции распределения, связанную со сменой механизма энергетической релаксации при переходе электрона из активной в пассивную область.

Эксперименты проводились при температурах жидкого гелия в магнитном поле до 70 кЭ, создаваемом сверхпроводящим соленоидом. Образцы эпитаксиального n -GaAs с концентрацией $N_D - N_A = (2 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, снабженные индивидуальными контактами, облучались светом непрерывного CO₂-лазера с длиной волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$. В контрольных опытах использовался также перестраиваемый CO₂-лазер. Мощность лазера снижалась с помощью фильтра до $\sim 0,5 \text{ Вт}$. По оценкам из величины проводимости, концентрация неравновесных электронов в наших опытах при 1,3 К составляла $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Регистрировалась зависимость производной фототока dJ/dH от магнитного поля H по методике, описанной в ¹.

Как видно из рис. 1, величина dJ/dH осциллирует при изменении H . Форма наблюдаемых линий соответствует максимумам фототока в полях, где производная имеет резкий скачок. Форма и положение экстремумов не зависят от того, записаны ли кривые в продольной ($J \parallel H$) или в поперечной ($J \perp H$) геометрии.

Все наблюдаемые линии удается разделить на две серии, каждая из которых периодична в шкале обратного магнитного поля (рис. 2). Стрелками у кривой 1 на рис. 1 указаны экстремумы, относящиеся к серии с большим периодом. Величины периодов, определяемые из наклона прямых на рис. 2 равны $P_1 = 1,47 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$ и $P_2 = 4,50 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$. Погрешность в определении периода составляет 1%. Периоды обеих серий зависят от длины волны монохроматического излучения, уменьшаясь с уменьшением λ , что видно из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 1. Первая из них записана при $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, а последней соответствует примерно на 1% меньшая длина волны излучения лазера.

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о природе наблюдаемых осцилляций. Легко показать, что серия меньшего периода обусловлена осцилляциями коэффициента примесного магнитопоглощения. При фотоионизации мелких доноров монохроматическим инфракрасным светом фотоэлектроны рождаются при фиксированном значении энергии.

$$E_0 = hc/\lambda - E_i \quad (1)$$

(E_i – энергия ионизации доноров, равная 5,86 мэВ ²). Здесь и ниже энергия в зоне проводимости отсчитывается от края зоны в отсутствие магнитного поля. При изменении H коэффициент поглощения света осциллирует, резко возрастая всякий раз, когда носители рождаются вблизи дна магнитной подзоны, т.е. когда величина E_0 совпадает с энергией одного из уровней Ландау: $E_0 = \epsilon_n$. Это соотношение подобно аналогичному соотношению для эффекта Гааза – ван Альфена описывает осцилляции с периодом в шкале H^{-1} , равным ³

$$P = 2\pi e/c \hbar S. \quad (2)$$

Здесь S – площадь в k -пространстве экстремального сечения изоэнергетической поверхности $\epsilon = E_0$ плоскостью, перпендикулярной H .

В наших экспериментах толщина образца была значительно меньше величины обратного коэффициента поглощения света, поэтому наряду с коэффициентом поглощения осцилировало также полное число носителей, созданных подсветкой, а, следовательно, и фотопроводимость.

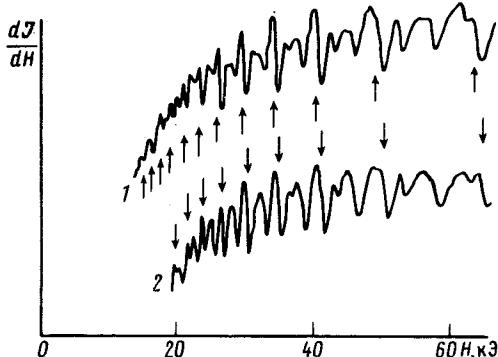


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость $dJ/dH(H)$ при разных длинах волн монохроматической подсветки (см. текст), $T = 1,3$ К

Рис. 2. Зависимость положений экстремумов в шкале H^{-1} от номера для кривой I рис. 1. Черные точки — положения экстремумов серии, отмеченной стрелками на рис. 1. Светлые точки — положение экстремумов осцилляций меньшего периода

Фотоэлектроны рождались в наших экспериментах на значительном удалении от дна зоны проводимости (при $\lambda = 10,6$ мкм, $E_0 = 112$ мэВ), где уже существенна непарараболичность зоны. Степень непарараболичности можно определить подобно тому, как это было сделано из аналогичных измерений для германия в работе ⁴. Из величины периода P_1 получаем значение $S_1 = 6,48 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}$, превышающее на $\sim 7\%$ то, которое получилось бы для параболической зоны с массой $m(0) = 0,0665 m_0$, равной массе электронов в GaAs вблизи дна зоны ². В то же время величина сечения, рассчитанная в модели Кейна ⁵, оказывается близкой к измеренной нами и составляет $S(E_0) = 6,54 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Поскольку отклонения от параболичности сравнительно невелики, в зависимости циклотронной массы от энергии можно ограничиться линейным членом, записав

$$m(\epsilon) = m(0)(1 + \alpha\epsilon). \quad (3)$$

Из наших измерений, пользуясь формулой (4) работы ⁴, получаем значение $\alpha = 0,96 \text{ эВ}^{-1}$.

Как показывают оценки, учет влияния квазивязанных кулоновских состояний в магнитном поле ⁶, а также учет зависимости $E_i(H)$ не изменяют в пределах точности эксперимента полученные результаты.

Обратимся теперь к вопросу о природе осцилляций, характеризующихся большим периодом. Из величины их периода P_2 по формуле (2) найдем соответствующее сечение S_2 , а из него с учетом непарараболичности зоны получим значение характерной энергии $E_2 = 38,0$ мэВ, отсчитанной от дна зоны проводимости в отсутствие магнитного поля. Хотя эта энергия близка к энергии продольного оптического фона ($\hbar\omega_0 = 36,75$ мэВ ⁷), наблюдаемые осцилляции не связаны с магнитофононным резонансом, так как период P_2 зависит от λ (см. рис. 1). Мы предлагаем следующее объяснение этого явления. Энергия E_2 близка к разности $E_0 - \hbar\omega_0 = 38,5$ мэВ. Хотя эта разность больше $\hbar\omega_0$, однако рожденные светом электроны после испускания двух оптических фононов в полях $H \gtrsim 10$ кЭ, из-за смещения дна зоны проводимости вверх по энергии, оказываются в пассивной области. Дальнейшая релаксация энергии электронов может идти только за счет ударной ионизации доноров и испуска-

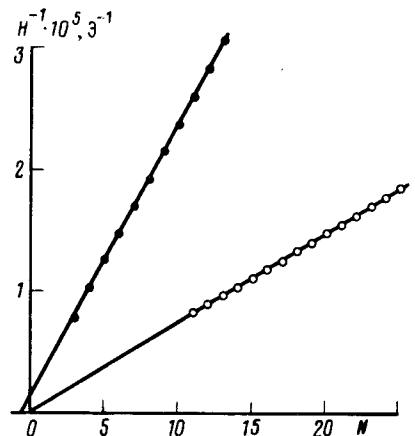


Рис. 2

ния акустических фононов. Поэтому при энергии $E_0 - 2\hbar\omega_0$ должна возникнуть ступенька в функции распределения неравновесных электронов, вызванная резким замедлением (около двух порядков) скорости энергетической релаксации. Экстремумы в фототоке наблюдаются всякий раз, когда очередной уровень Ландау пересекает ступеньку, т.е. при выполнении условия $\epsilon_n = E_0 - 2\hbar\omega_0$.

Можно указать и конкретный механизм возникновения осцилляций фототока.

Оценки показывают, что для электронов с энергией $\epsilon < \hbar\omega_0$ вероятность ударной ионизации доноров превышает вероятность испускания акустических фононов за исключением областей энергии с большой плотностью состояний вблизи уровней Ландау, где, согласно расчету⁸, скорость релаксации энергии на фонах увеличивается и функция распределения электронов имеет минимумы. Процессы ударной ионизации приводят помимо энергетической релаксации к дополнительной генерации электронов в зону проводимости. Каждый, раз, когда при увеличении H уровень Ландау проходит через ступеньку в функции распределения, возрастает суммарный темп такой эффективной генерации, что, по-видимому, и приводит к осцилляциям фототока в наших экспериментах.

В заключение авторы выражают благодарность С.Э.Есипову за полезные обсуждения и А.В.Малывкину за предоставление перестраиваемого CO₂-лазера.

Литература

1. Зверев В.Н., Шовкун Д.В. ЖЭТФ, 1984, 87, 1745.
2. Stillman G.E., Wolfe C.M., Dimmock J.O. Solid. State Comm., 1969, 7, 921.
3. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1974.
4. Зверев В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 144.
5. Цильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
6. Hasegawa H., Howard R.E. J. Phys. Chem. Solids, 1961, 21, 179.
7. Perkowitz S. J.Appl. Phys., 1969, 40, 3751.
8. Полуэктов И.А., Попов Ю.М. ФТТ, 1966, 8, 345.