

ФОТОТОК УВЛЕЧЕНИЯ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ В ОБЛАСТИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА И ЕГО ПЕРВОЙ СУБГАРМОНИКИ

*А.П.Дмитриев, С.А.Емельянов, С.В.Иванов, П.С.Копьев,
Я.В.Терентьев, И.Д.Ярошецкий*

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР
194021, Санкт-Петербург*

Поступила в редакцию 11 сентября 1991 г.

Исследован ток, обусловленный импульсом фотона $\hbar\kappa$ в полуметаллической квантовой яме GaSb/InAs/GaSb, в магнитном поле перпендикулярном $2D$ -слою. Фототок регистрировался в плоскости $2D$ -слоя в направлении света или в перпендикулярном ему направлении. В обоих случаях обнаружены ярко выраженные резонансы фототока как в области циклотронного резонанса, так и в области его первой субгармоники. В то же время резонанс в поглощении наблюдался только на основной частоте. Предложена классическая теория описывающая экспериментальные результаты. В модели квантовых переходов резонансные токи при $H = \frac{1}{2}H_c$ интерпретируются как еще одно проявление обнаруженного недавно явления - интерференционного резонансного фототока ¹.

В настоящей статье сообщается об обнаружении сильных сравнимых по величине резонансов тока увлечения в области циклотронного резонанса (ЦР) и его первой субгармоники. Показано, что резонанс на основной частоте связан с эффектом увлечения ², который обусловлен световым давлением при сильном резонансном поглощении света. Резонанс в области первой субгармоники может быть интерпретирован как результат квантовой интерференции резонансного квадрупольного и нерезонансного дипольного переходов через уровень. Последний разрешен в меру взаимодействия электронов с полем примесей.

В экспериментах использовались образцы с одиночной квантовой ямой GaSb/InAs/GaSb, выращенные методом молекулярно лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Исследовались структуры со следующими основными параметрами: $d_z = 200\text{Å}$; $n_s = 1,1 \cdot 10^{12}\text{см}^{-2}$, $\mu = 5 \cdot 10^4\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 77\text{ К}$ ³. Геометрия эксперимента показана на вставке к рисунку. Свет вводился в образец под острым углом ($\sim 10^\circ$) с помощью призмы, находящейся в оптическом контакте с образцом. Образец помещался в полость сверхпроводящего соленоида при $T = 4,2\text{ К}$. Источником света служил импульсный D₂O-лазер с оптической накачкой (конструкция изложена в ⁴). Длина волны света составляла 385 мкм (энергия кванта $\hbar\omega = 3,2\text{ мэВ}$), длительность импульса - 100 нс, интенсивность неполяризованного света внутри образца $I = 3\text{ кВт}/\text{см}^2$. Измерялись фототоки, протекающие в плоскости $2D$ -слоя: либо продольный по отношению к свету фототок j_y (контакты $a - a$ на вставке к рисунку), либо поперечный фототок j_x (контакты $b - b$).

Результаты измерений для фототоков j_y и j_x представлены на рис.а, б. Там же для сравнения приведена зависимость резонансного коэффициента поглощения света, измеренная на том же самом образце (рис.в), причем положение линии ЦР по магнитному полю согласуется с данными других авторов ^{5,6}. Из сравнения видно, что фототоки j_y и j_x имеют ярко выраженные особенности не только в области ЦР, но и в области первой субгармоники ЦР, где резонанс поглощения отсутствует. Кроме того в области субгармоники

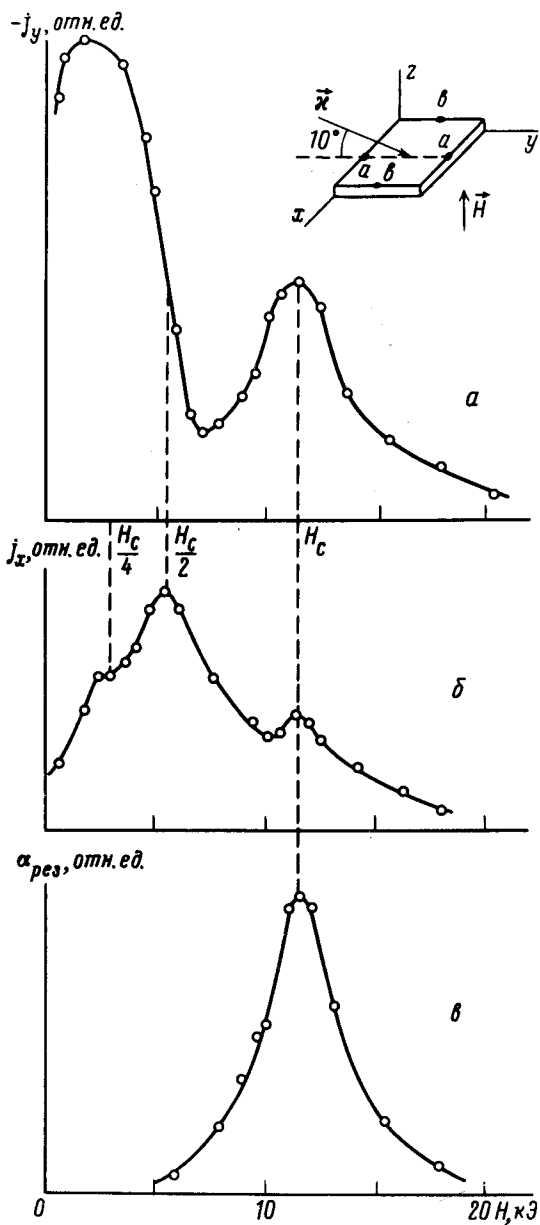


Рис. 1. *a* - Зависимость продольного по отношению к свету фототока j_y (контакты $a - a$) от магнитного поля. *b* - Зависимость поперечного фототока j_x (контакты $b - b$) от магнитного поля. *в* - Зависимость резонансного коэффициента поглощения от магнитного поля при нормальном падении света. На вставке к рисунку указана геометрия экспериментов по измерению фототоков j_y и j_x . Знаки фототоков на рисунке даны в соответствии с направлением осей и магнитного поля на вставке

резонансный ток j_y имеет двухполярный характер. Отметим также, что оба тока нечетны по волновому вектору света, а при обращении направления магнитного поля H ток j_x меняет знак, а j_y - не меняет.

Для объяснения полученных результатов мы воспользовались классическим кинетическим уравнением, т.к. в условиях эксперимента энергия Ферми $\epsilon_F \gg \hbar\omega$. Кроме того для простоты мы ограничились τ -приближением для интеграла столкновений и не учитывали разогрев.

Расчет показал, что оба тока испытывают резонансы не только на основной частоте ЦР (когда $H = H_c$, где $H_c = \frac{\omega m^* c}{e}$), но и в области его первой субгармоники ($H = \frac{1}{2}H_c$). Для резонансных вкладов в фототоки j_y и j_x в образце конечных размеров (режим короткого замыкания) получаем:

$$j_{y0} = -\kappa \frac{eE^2 c^2 n_s}{8\omega d_z} \frac{1}{H_\tau^2 + \delta_0^2}; \quad H_\tau = \frac{mc}{e\tau}; \quad \delta_0 = |H| - H_c \quad (1)$$

$$j_{x0} = -\kappa \frac{H}{|H|} \frac{eE^2 c^2 n_s}{16\omega_\tau d_z} \frac{H_\tau^2}{H^2} \frac{1}{H_\tau^2 + \delta_0^2}; \quad \frac{1}{\omega_\tau} = \epsilon_F \frac{d\tau}{d\epsilon} \Big|_{\epsilon_F} \quad (2)$$

$$j_{y1} = \kappa \frac{eE^2 c^2 n_s}{32\omega_\tau d_z} \frac{1}{H^2} \frac{H_\tau \delta_1}{\frac{1}{4}H_\tau^2 + \delta_1^2}; \quad \delta_1 = |H| - \frac{1}{2}H_c \quad (3)$$

$$j_{x1} = \kappa \frac{H}{|H|} \frac{eE^2 c^2 n_s}{64\omega_\tau d_z} \frac{H_\tau^2}{H^2} \frac{1}{\frac{1}{4}H_\tau^2 + \delta_1^2}, \quad (4)$$

где E - амплитуда электрического поля световой волны, τ - время релаксации импульса. Существенно, что τ возрастает с ростом энергии ϵ , т.к. в нашем случае доминирует рассеяние на заряженных примесях.

Из (1)-(4) видно, что продольные фототоки - четны, а поперечные - нечетны по H . Резонансы j_{y0} , j_{x0} и j_{x1} имеют лоренцевскую форму линии ($j \sim \frac{1}{\delta^2}$), а фототок $j_{y1} \sim 1/\delta$. Все токи линейны по κ .

Следует отметить, что в эксперименте, помимо относительно малой величины, резонанс j_{x0} имеет знак противоположный теоретически предсказанному. Это, по-видимому, связано с тем, что формулы (1)-(4) не учитывают разогрева электронов, т.е. они получены в линейном по интенсивности приближении. Квадратичный же по I вклад в j_{x0} дает добавку противоположного знака, поэтому при достаточно большой интенсивности возбуждения (в эксперименте $I \sim 3$ кВт/см²) знак резонанса может измениться. В то же время можно показать, что разогревные эффекты на знаки остальных резонансов не влияют. Отметим также, что в эксперименте наблюдается слабый резонанс тока j_x при $H = \frac{1}{4}H_c$ (см. рис.б). Возможно, что это есть проявление третьей субгармоники, которая, однако, как и вторая, пропорциональна κ^3 . С другой стороны здесь не исключено и заметное влияние нелинейных механизмов, подробный анализ которых выходит за рамки работы.

Фототок j_{y0} обусловлен эффектом светового давления и пропорционален резонансному коэффициенту поглощения. Физический смысл резонансов тока в области первой субгармоники удобнее пояснить на языке квантовых переходов между уровнями Ландау. Ясно, что эти резонансы отвечают переходам через уровень, т.е. переходам $N \rightarrow N + 2$. Если не учитывать взаимодействие электронов с примесями, то такой переход возможен лишь в квадрупольном приближении¹⁾. Его амплитуда пропорциональна κ , а вероятность, следовательно, пропорциональна κ^2 . В результате для токов получим: $j_{y1}, j_{x1} \sim \kappa^3$.

Если учесть взаимодействие с примесями, то картина качественно изменится. В этом случае к волновым функциям N -го и $N + 2$ -го уровней "подмешиваются" волновые функции $N + 1$ -го уровня, что особенно заметно при относительно слабых магнитных полях⁵. В меру этого становится возможным нерезонансный дипольный переход $N \rightarrow N + 2$. Его интерференция с резонансным квадрупольным переходом приводит к фототоку, величина которого пропорциональна κ .

Из приведенного рассуждения видно, что образование линейных по κ фототоков в области первой субгармоники ЦР есть, по существу, одно из

¹⁾Вклад механизмов, разрешающих такой переход в дипольном приближении (например, непараболичность зон) пренебрежимо мал, о чем свидетельствует отсутствие соответствующего резонанса в поглощении.

проявлений обнаруженного недавно явления - квантово-интерференционного резонансного фототока ¹. В этой работе речь шла об интерференционном фототоке, пропорциональном $1/\Delta$, где Δ - отстройка от резонанса. Интерференция оптических переходов может, однако, привести и к фототоку с лоренцевской формой линии: $j \sim 1/\Delta^2$. Действительно, обозначим через P амплитуду нерезонансного перехода, а через $\frac{R}{\Delta+i\Gamma}$ - амплитуду интерферирующего с ним резонансного перехода (Γ - ширина уровня). Интерференционная часть W_I полной вероятности перехода будет иметь вид:

$$W_I = \frac{P^* R}{\Delta + i\Gamma} + \frac{P R^*}{\Delta - i\Gamma}.$$

Пусть матричные элементы P и R сдвинуты по фазе относительно друг друга на величину φ . Тогда:

$$W_I = |R| \cdot |P| \cdot \left(\frac{e^{i\varphi}}{\Delta + i\Gamma} + \frac{e^{-i\varphi}}{\Delta - i\Gamma} \right) = |R| \cdot |P| \frac{2\Delta \cos \varphi + 2\Gamma \sin \varphi}{\Delta^2 + \Gamma^2}.$$

Видно, что $W_I \sim 1/\Delta$ только если $\varphi = 0; \pi; \dots$. Напротив, в случае $\varphi = \pi/2; 3\pi/4; \dots$ вероятность $W_I \sim \frac{1}{\Delta^2 + \Gamma^2}$. Во всех остальных случаях имеются оба слагаемых. Разумеется, при достаточном удалении от центра линии ($\Delta \gg \Gamma$) асимметричный вклад будет превалировать, если $\cos \varphi$ не очень мал.

В описанных здесь экспериментах Γ сравнительно велика и могут быть существенны оба слагаемых. При этом, как видно из приведенного выше классического расчета, в случае тока j_{y1} главным оказывается асимметричное слагаемое пропорциональное $1/\Delta$, а для тока j_{x1} - лоренцевское слагаемое пропорциональное $1/\Delta^2$.

-
1. Дмитриев А.П., Емельянов С.А., Терентьев Я.В., Ярошецкий И.Д. ЖЭТФ, 1991, 99, 619.
 2. Данишевский А.М., Кастальский А.А., Рывкин С.М., Ярошецкий И.Д. ЖЭТФ, 1970, 58, 544; Гринберг А.А. ЖЭТФ, 1970, 58, 989; Gibson A.F., Kimmitt M.F., Walker A.C. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 75.
 3. Копьев П.С., Иванов С.В., Леденцов Н.Н. и др. ФТП, 1990, 24, 717.
 4. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ярошецкий И.Д. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 297.
 5. Heitmann D., Ziesmann M., Chang L.L. Phys. Rev. B, 1986, 34, 7463.
 6. Kim L.S., Drew H.D., Munekata H. et al. Sol. St. Comm., 1988, 66, 873.