

СПИНОВЫЙ РЕЗОНАНС ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaSb-InAs-GaSb

С.А.Емельянов¹⁾, Я.В.Терентьев, А.П.Дмитриев, Б.Я.Мельцер

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН

194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 6 августа 1998 г.

После переработки 26 октября 1998 г.

В полуметаллической квантовой яме GaSb-InAs-GaSb обнаружен резонанс фотоэдс индуцируемой дальним ИК светом в присутствии магнитного поля, параллельного плоскости ямы. Предполагается, что эффект связан с оптическими переходами между спиновыми подуровнями первого уровня размерного квантования.

PACS: 71.20.-b, 78.30.-j

До сих пор спиновый резонанс наблюдался только в структурах типа GaAs-AlGaAs или GaInAs-InP, где двумерный электронный газ является слабо вырожденным. Резонанс проявлялся в виде индуцируемой СВЧ излучением небольшой особенности проводимости, возникающей на фоне осцилляций Шубникова – де Гааза (см., например, [1,2]).

В настоящей работе сообщается о наблюдении спинового резонанса электронов в полуметаллических квантовых ямах GaSb-InAs-GaSb. Резонанс наблюдался при исследовании фотоэдс, индуцируемой дальним ИК светом в присутствии внешнего магнитного поля, параллельного плоскости ямы.

Эксперименты проводились на структурах с одиночными квантовыми ямами толщиной 20 нм, выращенных методом МПЭ. Для устранения эффектов, связанных с гибридизацией зоны проводимости InAs с валентной зоной GaSb, яма была отделена от слоев GaSb барьером из AlSb толщиной 10 нм. Характерная концентрация и подвижность электронов в яме были равны соответственно $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $7000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$ и $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $9000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$. В яме имелось сильное (до 10^5 В/см) встроенное электрическое поле, существование которого характерно для структур такого типа [3].

Источником излучения служили импульсные газовые лазеры на NH_3 и D_2O с оптической накачкой CO_2 -лазером. Длина волны света, длительность импульса и максимальная интенсивность излучения составляли соответственно 90.6 мкм, 40 нс и 1500 Вт/см^2 для NH_3 -лазера и 385 мкм, 100 нс и 100 Вт/см^2 для D_2O -лазера. Эксперименты проводились при $T = 4, 2 \text{ К}$ в присутствии внешнего магнитного поля, параллельного плоскости ямы. Неполаризованное излучение направлялось по нормали к поверхности образца. Измерялся индуцируемый светом фототок, возникающий в плоскости ямы перпендикулярно магнитному полю. Кинетика измеряемой эдс соответствовала кинетике возбуждающего лазерного импульса. Геометрия эксперимента представлена на вставке к рис.1.

На рис.1 приведены экспериментальные зависимости величины фотоэдс от магнитного поля, полученные на $\lambda = 90.6 \text{ мкм}$ при двух различных интенсивностях

¹⁾ e-mail: sergey.emelyanov@pop.ioffe.rssi.ru

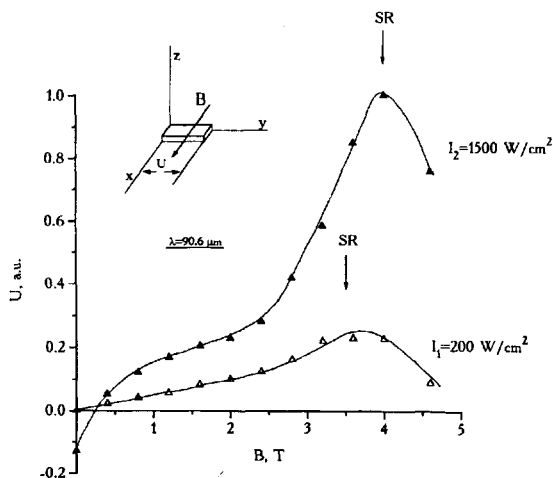


Рис.1. Зависимость фотоэдс от магнитного поля для излучения с длиной волны 90.6 мкм при двух различных значениях интенсивности возбуждающего излучения. На вставке показана геометрия эксперимента

излучения. Видно, что имеет место резонанс фотоэдс, который с ростом интенсивности возбуждения смещается в сторону больших магнитных полей. Изменение направления света на обратное не меняет знака эдс. Обнаруженный резонанс мы связываем с оптическими переходами электронов между спиновыми подуровнями первого уровня размерного квантования в яме. Известно, что в квантовых ямах со встроенным электрическим полем, даже в отсутствие внешнего магнитного поля, вырождение по спину снято вследствие спин-орбитального взаимодействия (так называемое, нулевое спиновое расщепление). Энергетический спектр электронов в плоскости двумерного газа (XY), согласно [4], имеет вид

$$\epsilon^{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm ak, \quad (1)$$

где a – константа спин-орбитального взаимодействия, зависящая от величины встроенного поля. Таким образом, уже в отсутствие внешнего магнитного поля энергетический спектр в плоскости XY состоит из двух ветвей, соответствующих двум противоположным направлениям спина: вдоль или против вектора магнитного поля, возникающего в системе координат электрона, движущегося в сильном встроенном электрическом поле. Очевидно, что прямые оптические переходы могут совершать лишь те электроны, которые имеют энергию, близкую к энергии Ферми. Из (1) следует, что величина нулевого спинового расщепления в окрестности уровня Ферми равна $2ak_F$. Для грубой оценки энергии кванта $\hbar\omega_0$, который может резонансно поглощаться уже в нулевом магнитном поле, воспользуемся значением константы спин-орбитального расщепления, полученным из магнитотранспортных измерений для структур такого типа [3]: $\alpha = 0.9 \cdot 10^{-9}$ эВ·см. Пренебрегая непараболичностью спектра и полагая $\epsilon_F = 70$ мэВ и $m^* = 0.056m_0$ (значение эффективной массы электрона вблизи уровня Ферми, согласно [5]), получим $\hbar\omega_0 = 2ak_F \sim 6$ мэВ. Это соответствует энергии кванта излучения дальнего ИК диапазона. Энергетический спектр и схема возможных оптических переходов в нулевом внешнем магнитном поле приведены на рис. 2а.

При приложении внешнего магнитного поля B в плоскости двумерного газа, скажем, по оси X спектр приобретает вид:

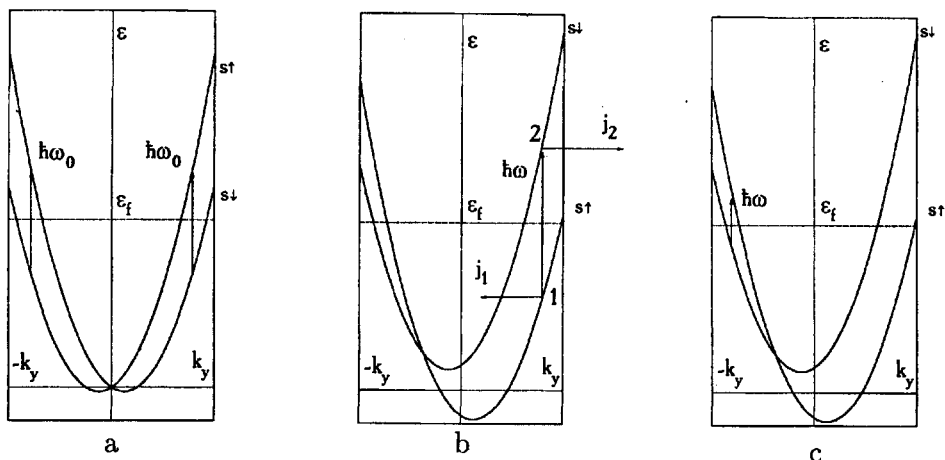


Рис.2. а) Энергетический спектр электронов в квантовой яме с "встроенным" электрическим полем. Вертикальными стрелками обозначены возможные резонансные оптические переходы в нулевом магнитном поле. б) Энергетический спектр электронов в плоскости квантовой ямы в направлении Y при наличии внешнего магнитного поля, направленного вдоль X . Вертикальной стрелкой обозначен резонансный оптический переход при поглощении света с длиной волны 90,6 мкм. Горизонтальные стрелки указывают направление элементарных токов j_1 и j_2 , возникающих вследствие этого перехода. в) Энергетический спектр и схема резонансных оптических переходов при поглощении света с длиной волны 385 мкм

$$\epsilon^{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \sqrt{a^2 k_x^2 + (ak_y + \frac{1}{2}g\mu_B B)^2}. \quad (2)$$

Теперь спины ориентированы по направлению результирующего магнитного поля, являющегося суммой внешнего магнитного поля и поля, возникающего за счет движения электрона в сильном встроенном электрическом поле. Из (2) видно, что спектр стал асимметричным в направлении Y (рис.2б).

Оптические переходы возможны только для электронов с энергией, близкой к энергии Ферми, для которых выполняется условие: $k_x^2 + k_y^2 = k_F^2$. С учетом (2) условие резонанса на частоте ω имеет вид:

$$(\hbar\omega)^2 = (2ak_F)^2 + (g\mu_B B)^2 + 4g\mu_B B a k_y, \quad (3)$$

где k_y может принимать значения от $-k_F$ до k_F . Из (3) следует, что резонансное поглощение света может иметь место в диапазоне частот возбуждающего излучения от

$$\omega_{min} = \frac{1}{\hbar}|2ak_F - g\mu_B B| \text{ до } \omega_{max} = \frac{1}{\hbar}|2ak_F + g\mu_B B|.$$

Рассмотрим теперь реализуемую в эксперименте ситуацию, когда энергия кванта фиксирована (в нашем случае $\hbar\omega = 13.7$ мэВ), а B возрастает от нулевого значения. Резонансное поглощение будет иметь место, начиная с $B^* = (g\mu_B)^{-1}(\hbar\omega - 2ak_F)$. В этом случае в поглощении участвуют электроны с $k_y \approx k_F$. Соответствующий оптический переход показан на рис.2б. При дальнейшем увеличении B резонансные условия будут выполняться уже для электронов с $k_x \neq 0$ и, соответственно, с $k_y < k_F$. В результате в актуальном диапазоне магнитных полей контур резонанса

поглощения должен иметь форму размытой ступени. Однако экспериментальное наблюдение такого резонанса, по-видимому, весьма затруднительно из-за относительно большой величины нерезонансного поглощения.

Перейдем теперь к обсуждению наблюдаемого в эксперименте резонансного фототока и рассмотрим сначала случай магнитных полей, близких к B^* . Этот ток является разностью двух элементарных токов j_1 и j_2 , образующихся при оптическом переходе $1 \rightarrow 2$ (см. рис.2b). Токи j_1 и j_2 не равны друг другу, так как скорость, время релаксации импульса и эффективная масса электрона в точках 1 и 2 различаются. Поэтому в отсутствие случайной компенсации будет иметь место отличный от нуля результирующий ток. Из рис.2b видно также, что важная особенность схемы оптических переходов в исследуемой системе состоит в том, что переход электрона с импульсом $(k_x; k_y)$ не сопровождается симметричным переходом электрона с импульсом $(k_x; -k_y)$ или близким к нему, как это обычно имеет место при образовании малоинерционных токов (например, так называемых токов увлечения). Это, на наш взгляд, и является причиной того, что в эксперименте резонансный фототок может быть выделен на фоне нерезонансного фототока.

Проанализируем теперь форму резонансной кривой фотоэдс. Используя (2) и (3), нетрудно убедиться, что в условиях, когда $\hbar\omega$ несколько больше $2ak_F$, с увеличением магнитного поля свыше B^* разность проекций скоростей в точках 2 и 1 на ось Y будет уменьшаться, что, в свою очередь, должно привести к уменьшению результирующего тока. Таким образом, можно ожидать, что в отличие от резонанса поглощения резонанс фотоэдс будет представлять собой некоторую кривую с максимумом в точке B^* . Если же учесть, что, из-за сильной непараболичности спектра эффективная масса в точке 2 больше, чем в точке 1, а время релаксации импульса может оказаться, напротив, меньше (последнее, по-видимому, справедливо лишь при достаточно больших $\hbar\omega$, когда преобладает рассеяние на акустических фононах), то результирующий ток может не только заметно уменьшиться, но даже изменить свой знак.

Следуя предположению, что наблюдаемая в эксперименте фотоэдс достигает максимума при $B = B^*$, можно оценить константу спин-орбитального расщепления. Учитывая, что в эксперименте $B^* \cong 3.5$ Тл, и полагая для грубой оценки $g = -15$ (как в объемном InAs) и $m^* = 0.056m_0$, получаем $a = 1.5 \cdot 10^{-9}$ эВ·см, что находится в разумном соответствии с результатами [3]. Соответствующее значение величины $2ak_F$ составляет приблизительно 10 мэВ, что вполне согласуется с излагаемыми представлениями.

Перейдем к вопросу о смещении положения резонанса с увеличением интенсивности возбуждения. До сих пор мы полагали, что в резонансном поглощении могут участвовать лишь электроны с энергией ϵ_F (точнее, все электроны с энергией от $\epsilon_F - \hbar\omega$ до ϵ_F). Это справедливо лишь в случае достаточно низкой электронной температуры, когда $kT < 2ak_F$. В то же время, известно, что излучение дальнего ИК диапазона весьма эффективно разогревает электронную подсистему (см., например, [6]). При реализуемых в эксперименте интенсивностях излучения (до 1.5 кВт/см²) можно ожидать, что характерный масштаб спада функции распределения составит несколько десятков миллиэлектронвольт. Очевидно, что для такой размытой функции распределения при выполнении соответствующих резонансных условий, наиболее интенсивно будут происходить оптические переходы с начальной энергией,

существенно меньшей, чем ϵ_F . Это должно привести к тому, что при $\hbar\omega > 2ak_F$ с ростом интенсивности излучения положение резонанса фотоэдс будет смещаться в сторону больших магнитных полей.

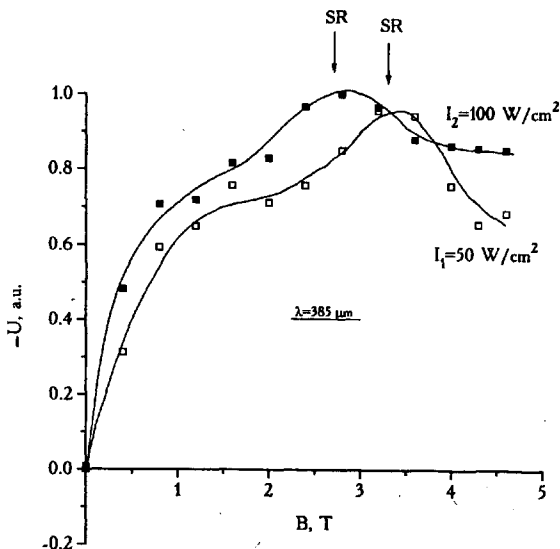


Рис.3. Зависимость фотоэдс от магнитного поля, полученная на длине волны 385 мкм при двух различных значениях интенсивности возбуждающего излучения

С целью проверки предлагаемой интерпретации резонанса были поставлены дополнительные эксперименты по измерению зависимости фотоэдс от внешнего магнитного поля при возбуждении излучением с длиной волны 385 мкм, то есть в условиях, когда $\hbar\omega < 2ak_F$. Результаты представлены на рис.3. Видно, что здесь также наблюдается резонансная фотоэдс. При этом обращают на себя внимание следующие ее особенности: (i) положение резонанса по магнитному полю (по крайней мере, при относительно небольших интенсивностях) слабо отличается от положения аналогичного резонанса на $\lambda = 90.6$ мкм, несмотря на различие в энергии кванта приблизительно в 4 раза; (ii) резонанс на $\lambda = 385$ мкм существенно менее выражен, чем на $\lambda = 90.6$ мкм, а соответствующие резонансные фотоэдс имеют противоположные знаки; (iii) с ростом интенсивности возбуждения на $\lambda = 385$ мкм смещение резонанса происходит в сторону *меньших* магнитных полей.

По нашему мнению, перечисленные выше особенности образования резонансной фотоэдс на $\lambda = 385$ мкм достаточно хорошо согласуются с предлагаемой моделью. Действительно, в соответствии с ней положение резонанса по магнитному полю определяется по существу модулем разности $\hbar\omega$ и $2ak_F$. Таким образом, резонансы на частотах ω_1 и ω_2 будут наблюдаться при близких значениях магнитных полей, если значение $2ak_F$ будет близко к величине $1/2(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2)$. В нашем случае это условие означает $2ak_F \approx 8.5$ мэВ, что хорошо согласуется с приведенной выше оценкой этой величины из положения максимума резонанса на $\lambda = 90.6$ мкм. Тот факт, что амплитуда резонанса на $\lambda = 385$ мкм заметно меньше, чем на $\lambda = 90.6$ мкм, также представляется вполне объяснимым, поскольку в первом случае резонансный переход сопровождается значительно меньшим изменением энергии электрона и, соответственно, меньшим изменением значений параметров электрона в начальной и конечной точках перехода. При этом из сравнения рис.2b и рис.2c видно, что про-

екции на ось Y скоростей в начальной и конечной точках резонансного перехода на $\lambda = 385$ мкм имеют знак, обратный по отношению к случаю возбуждения на $\lambda = 90.6$ мкм, чем, по-видимому, и объясняется различие в знаках резонансной фотодс. Что касается смещения положения резонанса, то нетрудно убедиться, что при $\hbar\omega < 2ak_F$ резонансные условия для электронов с энергией, меньшей чем ϵ_F , реализуются, в отличие от случая $\hbar\omega > 2ak_F$, при меньших значениях магнитного поля. В соответствии с излагаемыми представлениями, это означает, что с ростом интенсивности возбуждения резонанс должен смещаться в сторону меньших полей, что и наблюдается в эксперименте.

В заключение оценим абсолютную величину резонансного тока. Пренебрегая для оценок различием в массах и временах релаксации в точках 1 и 2, для j нетрудно получить

$$j = \frac{2}{\pi} \frac{e}{\hbar^2} \int d^2k \tau M^2 \delta(\epsilon_+(k) - \epsilon(k) - \hbar\omega) \theta(\epsilon_+(k) - \epsilon_F) \theta(\epsilon_F - \epsilon_-(k)) \times \\ \times \frac{a(ak_y + \frac{1}{2}g\mu_B B)}{\sqrt{a^2k_x^2 + (ak_y + \frac{1}{2}g\mu_B B)^2}}, \quad (4)$$

где M – матричный элемент оптического перехода, τ – время релаксации импульса, $\theta(\epsilon - \epsilon_F)$ – функция распределения Ферми, $\theta(\epsilon - \epsilon_F) = 1$ при $\epsilon < \epsilon_F$ и $\theta(\epsilon - \epsilon_F) = 0$ при $\epsilon > \epsilon_F$. В случае неполяризованного излучения для квадрата матричного элемента резонансного перехода можно получить $M^2 = e^2 E_0^2 a^2 / 8\hbar^2 \omega^2$, где E_0 – амплитуда электрического поля световой волны.

Вообще говоря, вычисление плотности тока по формуле (4) требует численного интегрирования, однако в данной работе мы ограничимся лишь оценкой максимального значения тока по порядку величины. Для $\lambda = 90.6$ мкм эта оценка дает величину 1 мкА/см, тогда как в эксперименте поверхностная плотность резонансного тока на данной длине волны при интенсивности излучения 200 Вт/см² составила приблизительно 4 мкА/см. По нашему мнению, это также свидетельствует в пользу предлагаемой интерпретации экспериментальных результатов.

Работа частично финансировалась Российским фондом фундаментальных исследований (грант #97-02-18355), а также в рамках Программы Миннауки РФ, Физика твердотельных наноструктур (проект #97-1035).

-
1. M.Dobers, K.v.Klitzing, and G.Weimann, Solid State Comm. **70**, 41 (1989).
 2. M.Dobers, J.P.Vieren, Y.Guldner et.al., Phys. Rev. **B40**, 8075 (1989).
 3. J.Luo, H.Munekata, F.F.Fang, and P.J.Stiles, Phys. Rev. **B38**, 10142 (1988), ibid **B41**, 7685 (1990).
 4. Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
 5. L.S.Kim, H.D.Drew, H.Munekata et.al., Solid State Comm. **66**, 873 (1988).
 6. С.Д.Ганичев, А.П.Дмитриев, С.А.Емельянов и др., ЖЭТФ **90**, 445 (1986).