Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 9, стр. 470 - 473 10 мая 1991 г.

ОСОБЕННОСТИ ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaSb - InAs - GaSb

Ю.Л.Иванов, П.С.Копьев, С.Д.Сучалкин, В.М.Устинов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР
194021, Ленинград

Поступила в редакцию 11 марта 1991 г.
10 апреля 1991 г.

Система GaSb - InAs - GaSb давно привлекает внимание благодаря ряду интересных, свойств, например таких, как переход из полупроводникового в полуметаллическое состояние, когда толщина слоя InAs становится больше 100Å [1,2]. Исследования циклотронного поглощения слоя InAs толщиной 200 Å в GaAs [2] показали наличие электронов и дырок с эффективными массами $m = 0,037m_0$ и $m = 0,35m_0$, причем концентрация дырок сильно зависит от величины приложенного магнитного поля и становится равной нулю когда оно достигает значения приблизительно 7,6T.

В настоящей статье сообщается о наблюдении расщепления линии циклотронного поглощения в системе GaSb - InAs - GaSb. В качестве источника излучения использовался германиевый циклотронный лазер с плавной перестройкой частоты, что позволяло регистрировать поглощение при любых энергиях квантов в диапазоне перестройки лазера. Излучение регистрировалось фотоприемником на основе германия, легированного галлием. Ввиду того, что чувствительность фотоприемника в исследуемом диапазоне сильно зависит от частоты, эксперимент проводился при фиксированной энергии кванта лазерного излучения и развертке магнитного поля образца.

Структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих GaAs подложках. Толщины буферного слоя GaSb, InAs квантовой ямы и верхнего слоя GaSb составляли 1 мкм, 200Å и 200Å соответственно. Подвижности электронов в двух исследованных образцах с концентрацией $\sim 9 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ составляли $5 \cdot 10^4$ см^2/В ·с и $1,1 \cdot 10^5$ см^2/В · с при 4,2K. Увеличение подвижности было достигнуто введением узкой (20 Å) InAs квантовой ямы перед 200 Å квантовой ямой с двумерными носителями [3].

На рис. 1 представлены зависимости поглощения от магнитного поля, снятые в геометрии Фарадея при различных значениях энергии кванта лазерного излучения. Характерной особенностью кривых является расщепление линии циклотронного поглощения на две, отстоящие друг от друга на расстоянии 2 - 2,8 кГс. Соотношение интенсивностей этих линий сильно зависит от энергии кванта зондирующего излучения, которая изменялась в пределах от 8 до 9,5 мэВ.

Эксперименты, проведеные на различных образцах обнаруживают сходное поведение линий. Для выяснения характера поглощения образец поворачивался в магнитном поле (нормаль к поверхности образца составляла угол 45° с направлением поля). Наблюдения в этой геометрии показали, что положения обоих пиков определяются составляющей магнитного поля, перпендикулярной к плоскости слоя InAs. Этот факт свидетельствует о том, что поглощение действительно связано с двумерной системой носителей заряда.

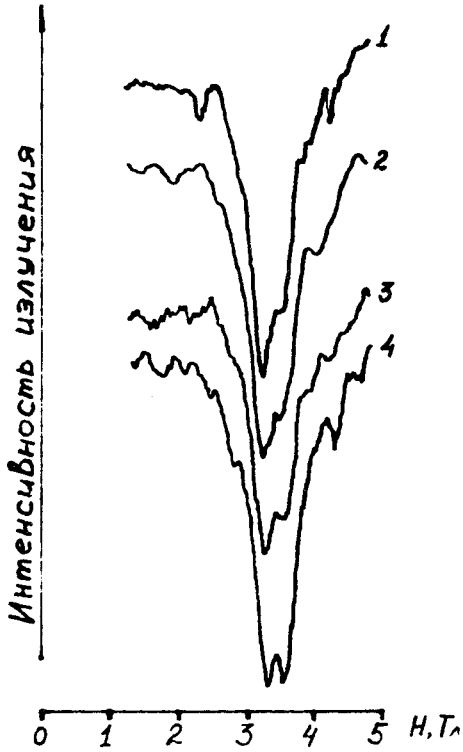

Рис. 1. Циклотронное поглощение в двумерных системах GaSb - InAs - GaSb: (образец с подвижностью $\mu = 110000$ см/В·с) кривым соответствуют энергии квантов зондирующего излучения, мэВ: *1* - 8,76; *2* - 8,84; *3* - 8,91; *4* - 9,0

Для объяснения эффекта расщепления линии циклотронного поглощения была привлечена модель Рашбы [4]. Согласно этой модели в несимметричной яме системы GaSb - InAs - GaSb происходит снятие спинового вырождения, обусловленное встроенным электрическим полем, направленным перпендикулярно плоскости ямы. Вследствие этого спектр электронов представлен двумя ветвями, отвечающими различным направлениям спина, энергетический зазор между которыми увеличивается с ростом величины волнового вектора, направленного вдоль слоя. Закон дисперсии в этом случае имеет следующий вид:

$$E^{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k,$$

где k - модуль составляющей волнового вектора, параллельной плоскости слоя; α - коэффициент, который определяется свойствами конкретной системы [5]. Этот факт, в свою очередь, обусловливает существование двух серий уровней Ландау

$$\epsilon_n^{\pm} = \hbar\omega^*(n \pm \sqrt{\delta^2 + \gamma^2 n}; \qquad n \geq 0$$

с различными энергиями циклотронных переходов. Здесь $\epsilon_n^{\pm}$ - энергия n-ного уровня Ландау (знаки "+" и "−" отвечают различным направлениям спина); $\omega^* = eH/m^*c$; $\delta = \frac{1}{2}(1 - gm^*/2m_0)$; $\gamma = \frac{2}{\hbar}(m^*\alpha^2/2\hbar\omega^*)^{1/2}$; m_0 - масса сво-

бодного электрона; "g" – g-фактор. В результате в циклотронном поглощении проявляются две линии, связанные с переходами в этих сериях.

Зная разность энергий двух линий циклотронного поглощения можно оценить параметр спинового расщепления. Оказалось, что $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-9}$эВ· см. Эта величина находится в разумном согласии с данными работы [6].

Зависимость интенсивностей линий от энергии кванта зондирующего излучения можно объяснить изменением положения соответствующих уровней Ландау относительно уровня Ферми, при котором изменяется соотношение заселенностей уровней. При этом следует учитывать то обстоятельство, что уровни Ландау в системе GaSb - InAs - GaSb сильно неэквидистантны.

Заметим, что расщепление линии циклотронного поглощения в гетероструктурах GaSb - InAs - GaSb впервые наблюдалось в [7]. Однако, в этой работе привлекается совсем иной механизм для объяснения этого расщепления, связанный с заполнением двух подзон размерного квантования. Как показывают расчеты, в квантовой яме шириной 200Å заполнена лишь одна подзона, что согласуется, например, с [8]. Поэтому механизм, предложенный в [7], не может быть использован для объяснения изложенных результатов.

Наличие двух серий уровней Ландау подтверждается характерными биениями в осцилляциях Шубникова - де Гааза в относительно слабых магнитных полях (см. рис. 2). Осцилляции проявлялись в колебаниях напряжения на контактах образца, выполненного в форме диска Корбино, при протекании через него постоянного тока. К сожалению, наличие только одного узла в наблюдаемых биениях не позволяет оценить разность концентраций электронов в подзонах с разной ориентацией спина и, следовательно, величину α.

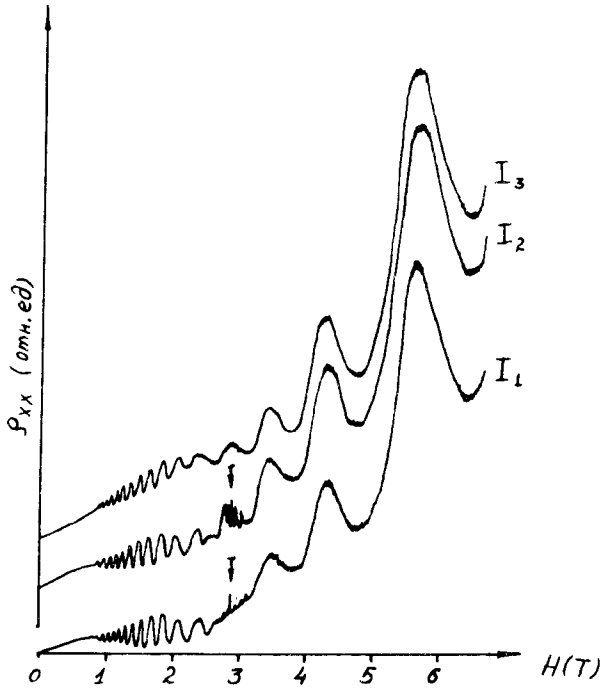

Рис. 2. Осцилляции Шубникова - де Гааза. Кривым соответствуют токи через образец, мкА: $I_1 - 0,1$; $I_2 - 0,15$; $I_3 - 0,25$. Стрелками указаны места неустойчивости

При наблюдении осцилляций Шубникова - де Гааза была обнаружена неустойчивость, которая проявляется в скачках напряжения вблизи узла осцилляций. Характерной особенностью неустойчивости является оптимальное значение тока, при котором она выражена наиболее ярко. Заметим, что при увеличении тока от 0,1 до 0,25 мкА резко увеличивается напряжение на образце в пределах первого периода биений и уменьшается их относительная амплитуда. Наконец, при токах более 1 мкА биения исчезают. Этот факт свидетельствует о процессах разогрева электронов, при которых может изменяться соотношение их времен релаксации в расщепленных по спину подзонах. Неустойчивость может быть связана с этим разогревом и является следствием "перескока" напряжения между двумя устойчивыми состояниями в узле биений. Более подробный анализ обнаруженной неустойчивости требует дальнейших экспериментов.

В заключение авторы выражают благодарность Дьяконову М.И. за обсуждение результатов.

Литература

1. Maan J.S., Guildner Y., Vieren J.P. et al. Sol. St. Comm., 1981, 39, 683.
2. Kim L.S., Drew H.D., Munekata H. et al. Sol. St. Comm., 1988, 66, 873.
3. Копьев П.С., Иванов С.В., Леденцов Н.Н. и др. ФТП, 1990, 24, 717.
4. Рашба Э.И. ФТТ, 1960, 2, 1224.
5. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 66.
6. Luo J., Munekata H., Fang F.F., Stiles P.J. Phys. Rev. B, 1990, 41, 7685.
7. Guidner Y., Vieren J.P., Voisin P. et al. Sol. St. Com., 1982, 41, 755.
8. Chang L.L., Kawai N.J., Mendez E.E. et al. Appl. Phys. Lett., 1981, 38, 30.