

# Циклотронный резонанс в гетероструктурах с квантовыми ямами InSb/AlInSb

© Ю.Б. Васильев<sup>¶</sup>, F. Gouider<sup>†</sup>, G. Nachtwei<sup>†</sup>, P.D. Buckle<sup>‡</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>†</sup> Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Braunschweig, D-38106 Braunschweig, Germany

<sup>‡</sup> QinetiQ Ltd, Malvern WR14 3PS, United Kingdom

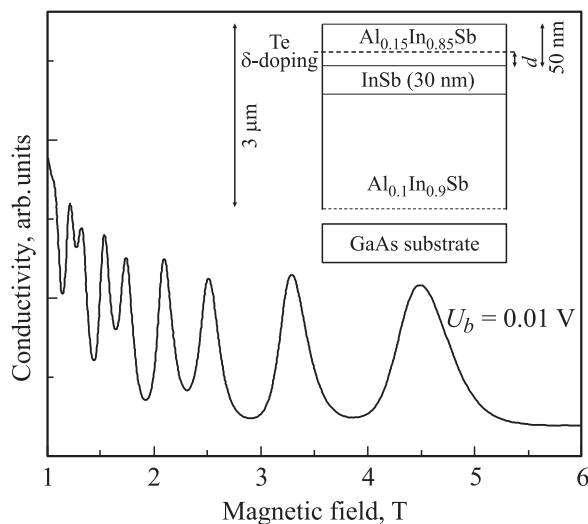
(Получена 8 апреля 2010 г. Принята к печати 12 апреля 2010 г.)

Проведены исследования поглощения двумерных электронов в квантовых ямах на основе InSb в квантовых магнитных полях в терагерцовой области спектра. В качестве источника излучения использовался циклотронный лазер на *p*-Ge. Из спектров циклотронного резонанса определена эффективная масса носителей на уровне Ферми, равная  $0.0219m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона). Показано, что спектр электронов описывается моделью Кейна в широком диапазоне магнитных полей. В слабых магнитных полях наблюдается anomalously сильное расщепление линии циклотронного резонанса, не связанное с непараболическостью зоны проводимости InSb, которое может быть объяснено эффектом спин-орбитального взаимодействия.

Благодаря узкой запрещенной зоне кристаллы InSb характеризуются уникальными параметрами: рекордно малой эффективной массой электронов, большой величиной *g*-фактора, сильной непараболическостью зоны проводимости. Несмотря на это, подробные исследования свойств двумерного электронного газа в квантовых ямах InSb не проводились. Это связано с тем, что до последнего времени качество структур на основе InSb было низким по сравнению с другими гетероструктурами. С появлением новых технологий удалось вырастить квантовые ямы InSb/AlInSb с высокоподвижным электронным газом [1]. В данной работе приводятся результаты исследования терагерцового поглощения в условиях циклотронного резонанса (ЦР) электронов в таких квантовых ямах. Показано, что спектр электронов описывается моделью Кейна в широком диапазоне магнитных полей. В то же время в слабых магнитных полях наблюдается anomalously сильное расщепление линии ЦР, которое может быть объяснено эффектом спин-орбитального взаимодействия. Исследуемые гетероструктуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Активная часть структуры (рис. 1) состоит из нижнего барьерного слоя  $\text{Al}_{0.10}\text{In}_{0.90}\text{Sb}$  толщиной 3 мкм, одиночной квантовой ямы InSb толщиной 30 нм и верхнего барьера  $\text{Al}_{0.15}\text{In}_{0.85}\text{Sb}$  толщиной 50 нм, который содержит  $\delta$ -слой примеси Te на расстоянии 30 нм от края квантовой ямы. Использовались две формы образцов: прямоугольные размером  $4 \times 4$  мм для измерения поглощения и образцы, выполненные в виде дисков Корбино, для измерения магнитопроводимости. Из осцилляций магнитопроводимости при напряжении  $U_b = 0.01$  В (рис. 1) были оценены плотность и подвижность электронного газа:  $n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  соответственно. Величина подвижности также оценивалась из значений магнитопроводимости вблизи нулевого магнитного поля

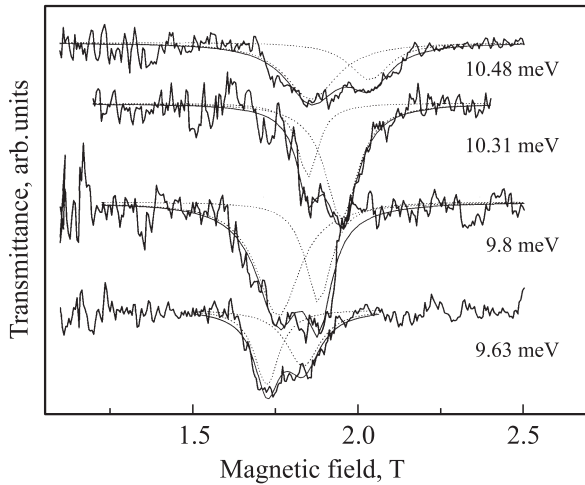
для образцов в геометрии диска Корбино [2]. Измерения поглощения проводились при температуре  $T = 4$  К с помощью терагерцового циклотронного лазера на *p*-Ge [3] при фиксированной энергии излучения лазера и развертке магнитного поля в образце в геометрии Фарадея.

Спектры циклотронного резонанса были получены для нескольких значений энергии излучения лазера. На рис. 2 приведены зависимости величины сигнала фотодетектора, регистрирующего проходящее через квантовую яму излучение, от величины магнитного поля в образце. Все измеренные зависимости оказались схожими по форме, содержащими два пика поглощения. Как и ожидалось, положение линии поглощения смещается по магнитному полю с изменением энергии зондирующего излучения. На рис. 2 также представлены результаты под-



**Рис. 1.** Типичная зависимость проводимости от магнитного поля для образца с квантовой ямой InSb/AlInSb, изготовленного в виде диска Корбино. На вставке — схема гетероструктуры, указаны толщины слоев.

<sup>¶</sup> E-mail: yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

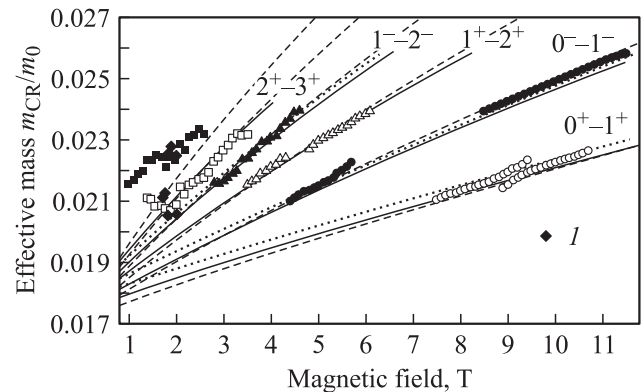


**Рис. 2.** Спектры циклотронного резонанса для различных энергий квантов зондирующего излучения в диапазоне от 9,63 до 10,48 мэВ (энергии указаны). Приведены результаты аппроксимации экспериментальных кривых двумя лоренцианами.

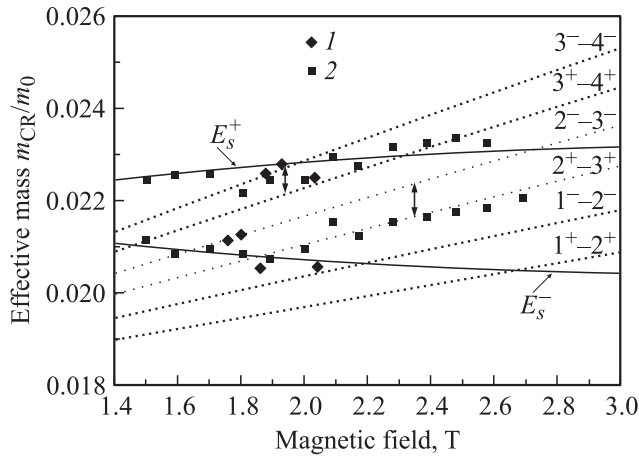
гонки спектра с помощью двух лоренцианов. Сильное расщепление линии ЦР наблюдается даже в наименьших магнитных полях, используемых в эксперименте. Как и в работах [4,5], мы связываем наблюдаемое расщепление с переходами между соседними уровнями Ландау с сохранением направления спина. Как известно, состояния двумерного электронного газа в квантовой яме InSb квантуются в направлении роста кристалла  $z$  (перпендикулярно плоскости электронного газа), образуя подзоны размерного квантования. Если приложить магнитное поле  $B$  в направлении  $z$ , то движение электронов в плоскости становится квантованным и в пределах каждой из подзон размерного квантования образуются уровни Ландау, разделенные энергией циклотронного резонанса. Дополнительно каждый уровень Ландау за счет эффекта Зеемана расщеплен на два спиновых подуровня, отстоящих друг от друга на величину энергии Зеемана:  $E_z = \pm g\mu_B B/2$ . Здесь  $g$  — эффективный  $g$ -фактор (фактор Ланде) и  $\mu_B$  — магнетон Бора. Поглощение при ЦР может происходить на переходах между соседними уровнями Ландау с сохранением спина. Возможность наблюдения расщепления линии ЦР электронов по спину определяется не самим значением энергии Зеемана  $E_z$  напрямую, а величиной разности энергии Зеемана  $\Delta E_z$  для соседних уровней Ландау, на которых происходит поглощение. Одним из факторов, определяющих такую разность, является непараболичность зоны проводимости. С уменьшением ширины запрещенной зоны в полупроводниках непараболичность зоны проводимости возрастает, что делает узкозонные полупроводниковые структуры пригодными для подобных исследований (см., например, [6,7]). В этом случае  $\Delta E_z$  растет с увеличением энергии Зеемана и соответственно величины магнитного поля. Кроме непараболичности на расщепление линии ЦР электронов по спину большое влияние оказы-

вает спин-орбитальное взаимодействие (СОВ). В этом случае спектр электронов может быть расщеплен по спину без магнитного поля [8]. В полупроводниковых гетероструктурах величина СОВ может быть достаточно большой. Согласно механизму Рашбы, она определяется в первую очередь степенью асимметрии квантовой ямы, а не значением магнитного поля. Ранее влияние эффекта СОВ на спектры ЦР было обнаружено в структурах InAs/AlGaSb [9]. Циклотронный резонанс дает возможность прямого измерения разности циклотронных энергий в спин-расщепленных подзонах при условии, что влияние спин-орбитального взаимодействия на спектры ЦР достаточно сильное по сравнению с влиянием непараболичности зоны проводимости.

Для того чтобы понять, каким механизмом определяется расщепление в квантовых ямах InAs/AlInSb, мы провели расчеты спектра для модели Кейна, в которой главную роль играет непараболичность зоны проводимости, и для модели Рашбы, описывающей спин-орбитальное взаимодействие. Мы рассчитали зависимости эффективной массы от величины магнитного поля и сравнили результаты расчетов с результатами измерений ЦР, проведенными в широком диапазоне магнитных полей с помощью фурье-спектрометра [4]. На рис. 3 приведены значения эффективной массы электронов  $m_{CR}/m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), полученные в измерениях по поглощению на ЦР в работе [4], в которой обнаружены две линии ЦР, соответствующие переходам между расщепленными по спину уровнями Ландау, и это объясняется непараболичностью зоны проводимости. Также на рис. 3 приведены рассчитанные зависимости для эффективной массы от величины магнитного поля. Для упрощения таких расчетов вместо



**Рис. 3.** Результаты расчетов эффективной массы электронов в квантовой яме InSb/AlInSb с помощью шестизонной модели Кейна для переходов между различными уровнями Ландау (штриховые линии), а также результаты расчетов [4] в предположении линейной зависимости  $g$ -фактора от магнитного поля (сплошные линии) и для линейной зависимости эффективной массы от магнитного поля (пунктирные линии). Эксперимент (точки): 1 — данные измерений с помощью циклотронного лазера; остальные — данные работы [4], полученные с помощью фурье-спектрометра.



**Рис. 4.** Расчет эффективной массы электронов с помощью модели Рашбы (сплошные линии  $E_s^+$ ,  $E_s^-$ ) и для модели Кейна (пунктирные линии). Эксперимент (точки): 1 — данные, полученные с помощью циклотронного лазера; 2 — данные работы [4], полученные с помощью фурье-спектрометра.

полной восьмизонной **kp**-модели в работе [4] использовалась приближенная формула для эффективной массы

$$m_{CR} \approx m \left( 1 + \alpha \frac{E_e}{E_g} \right), \quad (1)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $m$  — эффективная масса электронов на дне зоны проводимости,  $E_e$  — энергия электронов.

Использование нескольких подгоночных параметров приводит к неоднозначному определению величины  $\alpha$ , и в работе [4] для коэффициента  $\alpha$  выбрано заниженное значение, равное 1.16. Простые оценки показывают, что  $\alpha = 2$ . Проще всего это можно показать, используя данные измерений осцилляций Шубникова–де-Гааза. Из периода осцилляций Шубникова–де-Гааза легко определить концентрацию электронов и положение уровня Ферми. Величина циклотронной массы нами определена экспериментально по положению пика циклотронного резонанса:  $m_{CR} = 0.0219m_0$ . Используя эту величину, из формулы (1) легко найти:  $\alpha = 2$ . Чтобы избежать подобных неопределенностей в нашем расчете, мы используем точную формулу без всяких подгоночных параметров.

Для узкозонных материалов, к которым относится и InSb, электронный спектр с хорошей точностью описывается шестизонной моделью Кейна, в рамках которой энергию электронов  $E_e$  можно представить в виде [10]

$$E_e = \frac{E_g}{2} \sqrt{1 + \frac{4}{E_g} [E_0 + \hbar\omega_c (n + 1/2 + s/2)]}. \quad (2)$$

В этой формуле начало системы координат соответствует середине запрещенной зоны,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $E_0$  — энергия уровня размерного квантования в квантовой яме,  $\hbar\omega_c = \hbar eB/m_{CR}c$  — циклотронная энергия,  $n \geq 0$  — номер уровня Ландау,  $s = \pm 1/2$  — проекция спина на ось магнитного поля.

Используя формулу (2), можно рассчитать эффективную массу электронов, участвующих в циклотронных переходах между различными парами соседних уровней Ландау. Рассчитанные таким образом эффективные массы для разных пар уровней Ландау как функции магнитного поля представлены на рис. 3 (штриховые линии), где также приведены значения массы электронов, измеренные по циклотронному резонансу в работе [4], и кривые, полученные при использовании приближенной формулы  $m_{CR} = m(1 + \alpha E_e/E_g)$ . Расчет по формуле (2) дает отличное совпадение теоретических и экспериментальных данных, как видно из рис. 3, без использования подгоночных параметров. Из рис. 3 следует, что все данные при магнитных полях выше 2.5 Тл (переходы с номерами уровней Ландау  $2^+ - 3^+$  и с более низкими номерами) объясняются эффектом непараболичности зоны проводимости. В то же время в более слабых полях расщепление линии ЦР значительно превышает расчетное. На рис. 4 отложены значения циклотронной массы для слабых магнитных полей в большем масштабе. Видно, что расщепление не только не совпадает с расчетными значениями, но и значительно превосходит расщепление, измеренное в более сильных полях. Стрелки показывают расчетную энергию расщепления согласно модели Кейна, которая в разы меньше измеренной в спектрах ЦР. Очевидно, что это расщепление невозможно объяснить непараболичностью, поскольку величина расщепления в этом случае должна увеличиваться с ростом магнитного поля.

Для объяснения данных ЦР в слабых магнитных полях (меньше 2.5 Тл) мы привлекли модель Рашбы. Согласно модели Рашбы, закон дисперсии для электронов с учетом спин-орбитального взаимодействия состоит из двух ветвей:

$$E_e^\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha_{so} k. \quad (3)$$

Здесь  $k$  — двумерный квазиимпульс. В магнитном поле каждая из ветвей спектра расщепляется на уровни:

$$E_e^\pm = \hbar\omega_c (s \pm \sqrt{\delta^2 + \gamma^2 s^2}), \quad (4)$$

где  $s$  — целые числа ( $s > 1$ ),

$$\delta = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{gm}{2m_0} \right), \quad \gamma = 2\sqrt{\Delta/\hbar\omega_c},$$

$\Delta$  — энергия спин-орбитального расщепления. Переходы происходят внутри каждой из ветвей (с сохранением спина), и с ростом магнитного поля, когда  $\hbar\omega_c \gg \Delta$ , энергия переходов стремится к циклотронной энергии. Данные расчетов по формуле (4) приведены на рис. 4 (кривые  $E_s^\pm$ ). Хотя в формулу для расчета спектра электронов входит несколько параметров, основное влияние на точность совпадения расчета с экспериментальными данными оказывают величина эффективной массы электронов и энергия спин-орбитального взаимодействия. Экспериментальные данные на рис. 4 наиболее точно описываются зависимостями (4) с величиной энергии  $\Delta = 0.5$  мэВ для обеих кривых. В то

же время оказалось, что значения эффективной массы различаются для ветвей  $E_s^-$  ( $m_s^- = 0.0198m_0$ ) и  $E_s^+$  ( $m_s^+ = 0.024m_0$ ). Интересно отметить, что значения этих эффективных масс отличаются от значения массы на уровне Ферми  $m_F = 0.0219m_0$  на одну и ту же величину:  $m_s^\pm = m_F \pm 0.0021m_0$ . Это можно объяснить тем, что электроны перераспределяются между ветвями, когда минимумы дисперсии этих ветвей смещены по энергии друг относительно друга.

Дополнительным аргументом в пользу модели Рашбы является отсутствие зависимости эффективной массы от номера уровня Ландау в слабых магнитных полях. Действительно, для магнитных уровней со спин-орбитальным взаимодействием эффективные массы одинаковы для всех чисел  $s$ . На рис. 4 показаны зависимости для  $s = 5$  и  $s = 10$ , которые совпадают друг с другом и поэтому сливаются на рисунке. Из данных ЦР можно оценить некоторые параметры спин-орбитального взаимодействия. Так, величине  $\Delta = 0.5$  мэВ соответствует коэффициент  $\alpha_{so} = 6 \cdot 10^{-9}$  эВ · см. Поскольку эффективная масса электронов чрезвычайно мала, то условие равенства циклотронной энергии и энергии спин-орбитального взаимодействия выполняется уже в магнитных полях  $\sim 0.1$  Тл. Поэтому в широком диапазоне магнитных полей спектры ЦР хорошо описываются моделью Кейна, что соответствует экспериментальным результатам. С другой стороны, поскольку спин-орбитальное взаимодействие существенно только в слабых полях, то обнаружить его влияние на осцилляции Шубникова–де-Гааза затруднительно. Возможно, поэтому никаких биений в магнитопроводимости на рис. 1 не наблюдается.

Итак, представлены результаты исследования поглощения двумерных электронов в квантовых ямах на основе InSb в квантующих магнитных полях в терагерцовой области спектра. В качестве источника излучения использовался циклотронный лазер на  $p$ -Ge. Из спектров циклотронного резонанса определена эффективная масса носителей на уровне Ферми, она равна  $0.0219m_0$ . Показано, что спектр электронов описывается моделью Кейна в широком диапазоне магнитных полей. В слабых магнитных полях наблюдается аномально сильное расщепление линии ЦР, не связанное с непараболичностью зоны проводимости InSb, которое можно объяснить эффектом спин-орбитального взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, DFG и программы Российской академии наук.

## Список литературы

- [1] J.M.S. Orr, A.M. Gilbertson, M. Fearn, O.W. Croad, C.J. Storey, L. Buckle, M.T. Emeny, P.D. Buckle, T. Ashley. Phys. Rev. B, **77**, 165 334 (2008).
- [2] C. Schierholz, T. Matsuyama, U. Merkt, G. Meier. Phys. Rev. B, **70**, 233 311 (2004).

- [3] Ю.Л. Иванов, Ю.Б. Васильев. Письма ЖТФ, **10**, 613 (1983).
- [4] J.M.S. Orr, K.-C. Chuang, R.J. Nicholas, L. Buckle, M.T. Emeny, P.D. Buckle. Phys. Rev. B, **79**, 235 302 (2009).
- [5] F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, M. Bugár, J. Königmann, P.D. Buckle, G. Nachtwei. Phys. Rev. B, **81**, 155 304 (2010).
- [6] J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C. Bolognesi, C. Nguyen, H. Kroemer. Sol. St. Commun., **86**, 633 (1993).
- [7] M.J. Yang, R.J. Wagner, B.V. Shanabrook, J.R. Waterman, W.J. Moore. Phys. Rev. B, **47**, 6807 (1993).
- [8] Ю.А. Бычков, Е.И. Рашба. Письма ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).
- [9] Ю.Б. Васильев, С.Д. Сучалкин, С.В. Иванов, Б.Я. Мельцер, П.С. Копьев. Письма ЖЭТФ, **79**, 674 (2004).
- [10] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 82 (1956).

Редактор Л.В. Шаронова

## Cyclotron resonance in heterostructures with InSb/AlInSb quantum wells

Yu.B. Vasilyev, F. Gouider<sup>†</sup>, G. Nachtwei<sup>†</sup>, P.D. Buckle<sup>‡</sup>

Ioffe Physicotechnical Institute  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
<sup>†</sup> Institut für Angewandte Physik,  
Technische Universität Braunschweig,  
D-38106 Braunschweig, Germany  
<sup>‡</sup> QinetiQ Ltd,  
Malvern WR14 3PS, United Kingdom

**Abstract** We carried out terahertz absorption experiments with two-dimensional electrons in InSb quantum wells at quantizing magnetic fields. As a source of radiation we used the  $p$ -Ge cyclotron laser. From cyclotron resonance spectra the effective mass of carriers at Fermi level was determined:  $0.0219m_0$  ( $m_0$  — free electron mass). It is shown, that the electron spectrum is described by the Kane model in a wide range of magnetic fields. In weak magnetic fields a strong splitting of cyclotron resonance line is observed which can be explained by effect of spin-orbit interaction.