

Аномальное спиновое расщепление электронов в InAs в условиях инжекционной накачки

© Я.В. Терентьев[†], О.Г. Люблинская, А.А. Торопов, В.А. Соловьев,
С.В. Сорокин, А.А. Усикова, С.В. Иванов

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

(Получена 9 октября 2006 г. Принята к печати 17 октября 2006 г.)

Экспериментально исследована электро- и фотолюминесценция объемного InAs *n*-типа с высокой концентрацией доноров ($N_d \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) в магнитном поле в геометрии Фарадея. В условиях электрической инжекции энергия пика электролюминесценции превышает ширину запрещенной зоны E_g . При приложении магнитного поля энергия пика становится меньше E_g , и он расщепляется на две циркулярно-поляризованные компоненты. Расщепление зависит от тока инжекции и в средних магнитных полях (около 2Т) может значительно превышать расчетное значение, соответствующее известной величине *g*-фактора электронов в InAs. Эффект объясняется разной степенью магнитного вымораживания для электронов с разной ориентацией спина. Существование максимума в зависимости степени поляризации фотолюминесценции от магнитного поля, а также поведение ширины линии фотолюминесценции подтверждают предложенную модель.

PACS: 71.70.Ej; 78.55.Cr; 78.60.Fi

1. Введение

InAs является многообещающим материалом для применения в области спинтроники благодаря большой величине *g*-фактора электрона, обусловленной сильным спин-орбитальным взаимодействием. Более того, широкие InAs-квантовые ямы демонстрируют дополнительное увеличение *g*-фактора благодаря обменному взаимодействию [1]. До сих пор спиновое расщепление электронов в InAs экспериментально исследовалось в основном с помощью магнитотранспортных измерений, позволяющих лишь косвенно судить об энергетическом спектре носителей и не отражающих его тонкие особенности.

Наша статья основана на измерениях циркулярно-поляризованных спектров электро- и фотолюминесценции (ЭЛ и ФЛ), позволяющих детально исследовать поведение спиновых подуровней электронов. Изучались образцы InAs, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Характерной особенностью этого материала является высокая остаточная концентрация донорных центров ($\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$), имеющая место даже без специального легирования. Этим обусловлено образование примесной зоны вблизи дна зоны проводимости. Как будет показано далее, данное обстоятельство может приводить к аномально большому расщеплению спиновых подуровней электрона в магнитном поле.

2. Экспериментальные образцы и методика измерений

Образцы выращивались методом МПЭ. Структуры для ФЛ измерений содержали слой InAs толщиной $\sim 0.2 \text{ мкм}$, ограниченный AlInAs-барьерами (тол-

щина 10 нм) для эффективной локализации неравновесных электронов и дырок. Образцы для инжекционной накачки имели диодную структуру, зонная диаграмма которой приведена на рис. 1. Активная область из объемного InAs (толщина 0.3 мкм) заключена в обкладки *p*-AlGaAsSb : Be ($p \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и *n*-CdMg(Mn)Se:Cl ($n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$). InAs намеренно не легировался, однако фоновая концентрация электронов, измеренная с помощью эффекта Холла, составляла $n \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = 80 \text{ К}$. Тонкий ($\sim 30 \text{ нм}$) слой InAs, прилегающий к *p*-AlGaAsSb, был также сильно легирован Be, чтобы удалить *p*-*n*-переход от гетерограницы. Асимметричные обкладки AlGaAsSb и CdMg(Mn)Se образуют высокие потенциальные барьеры для электронов и дырок соответственно, что обеспечивает хорошую локализацию инжектированных носителей в активной области. Область II-VI обкладки, содержащая Mn, была отделена от InAs немагнитным буфером CdMgSe с толщиной 4 нм для

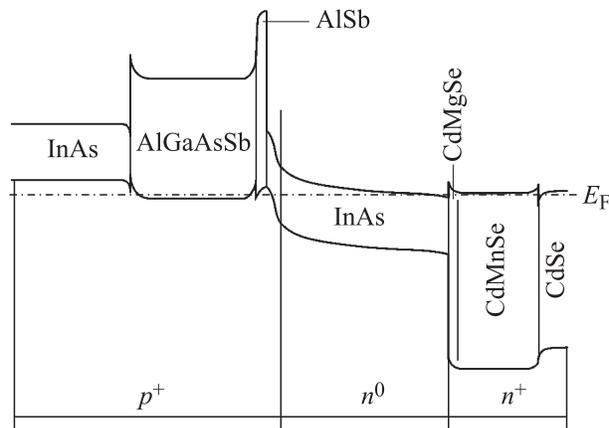


Рис. 1. Зонная диаграмма диодной структуры для измерения ЭЛ.

[†] E-mail: yakov.terentyev@mail.ioffe.ru

исключения возможности обменного взаимодействия магнитных ионов Mn^{2+} и электронов в InAs. Отметим сразу, что заметного вклада в ЭЛ спин-ориентированных электронов, инжектированных из области разбавленного магнитного полупроводника, обнаружено не было.

Из выращенных структур методом фотолитографии и химического травления были изготовлены круглые мезы с кольцевым контактом, имеющие диаметр 240 и 120 мкм. Образцы помещались в оптический гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом. Измерялись спектры циркулярно-поляризованной ФЛ и ЭЛ в магнитном поле B до 4 Т в геометрии Фарадея при $T = 2$ К. Для регистрации спектров использовался решеточный монохроматор с InSb-фотодиодом, охлаждаемым жидким азотом. Циркулярно-поляризованные спектры выделялись с помощью ромба Френеля и линейного поляризатора (металлическая сетка, нанесенная на полимерную пленку). ФЛ возбуждалась излучением полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 809$ нм. Измерения производились методом синхронного детектирования с частотой модуляции 300 Гц.

3. Экспериментальные результаты по ФЛ и их обсуждение

На рис. 2, *a* представлена серия спектров ФЛ для разных значений магнитного поля. Во всех спектрах наблюдаются два пика. Первый, обозначенный на рисунке как D, хорошо описывается одиночным гауссовым контуром с максимумом при энергии $E = 415$ мэВ ($B = 0$). Это значение энергии на 2 мэВ меньше ширины запрещенной зоны (416.75 мэВ [2]). Мы считаем, что данный пик отвечает рекомбинации электрона, локализованного

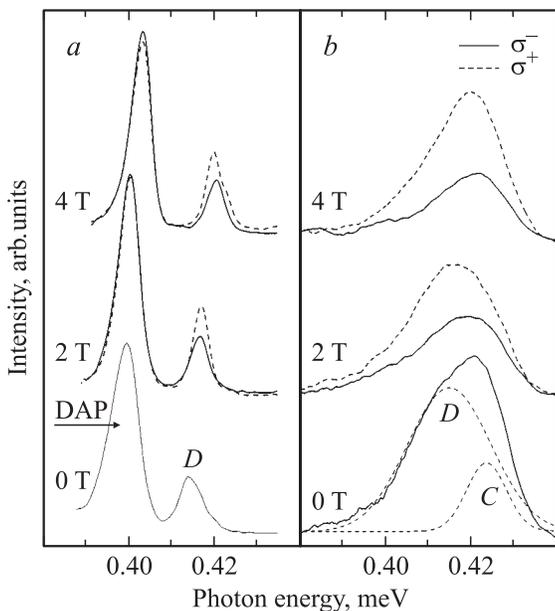


Рис. 2. Циркулярно-поляризованные спектры ФЛ (*a*) и ЭЛ (*b*) для некоторых значений магнитного поля.

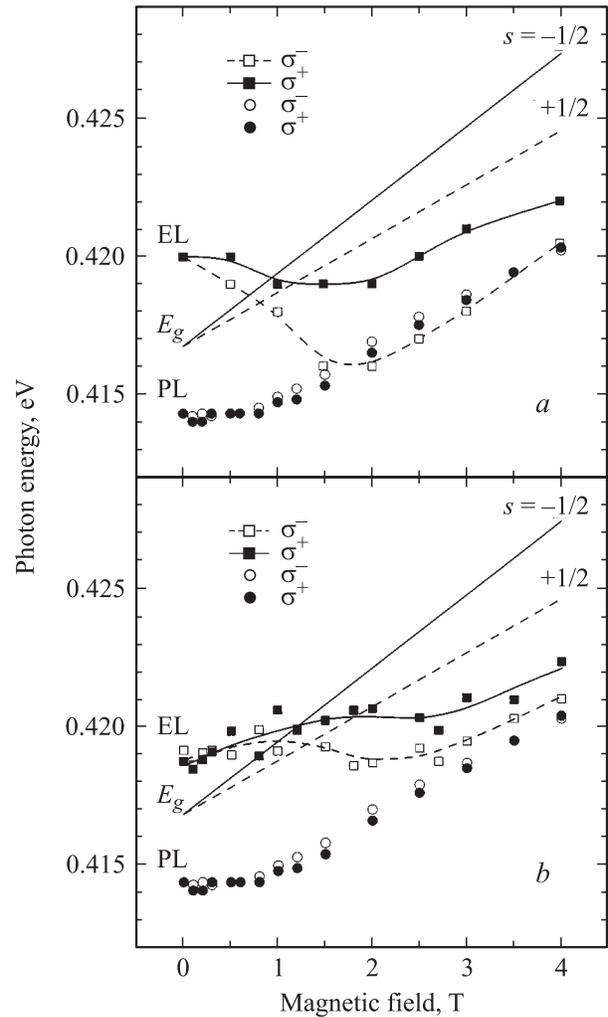


Рис. 3. Зависимость энергии пиков фотолюминесценции (PL) и электролюминесценции (EL) от магнитного поля. Интенсивность накачки ФЛ $G_1 \approx 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($\sim 4 \text{ Вт/см}^2$), ЭЛ: *a* — $G_2 \approx 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($\sim 150 \text{ А/см}^2$), *b* — $G_3 \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($\sim 800 \text{ А/см}^2$). E_g — расчетное значение запрещенной зоны InAs для разных проекций спина электрона (s).

на мелком доноре, и свободной дырки. Вторая линия ФЛ, сдвинутая относительно первой на 15 мэВ в длинноволновую сторону, соответствует донорно-акцепторной рекомбинации (DAP). В дальнейшем мы будем обсуждать только поведение линии D.

На рис. 3 показана зависимость положения максимума пика D (обозначение на рисунке — PL) для обеих циркулярных поляризаций излучения σ^+ и σ^- от величины магнитного поля, а также теоретическая зависимость $E_g(B)$, рассчитанная в линейном приближении по формуле $E_g = E_{g0} + 1/2\hbar\omega_c \pm 1/2g_e\mu_B B$, где E_{g0} — ширина зоны в нулевом поле, $\omega_c = eB/m_e$ — циклотронная частота электрона, g_e — электронный g -фактор, μ_B — магнетон Бора (допустимость такого приближения была продемонстрирована экспериментами по исследованию магнитоотражения от InAs в работе [2]). Видно, что при

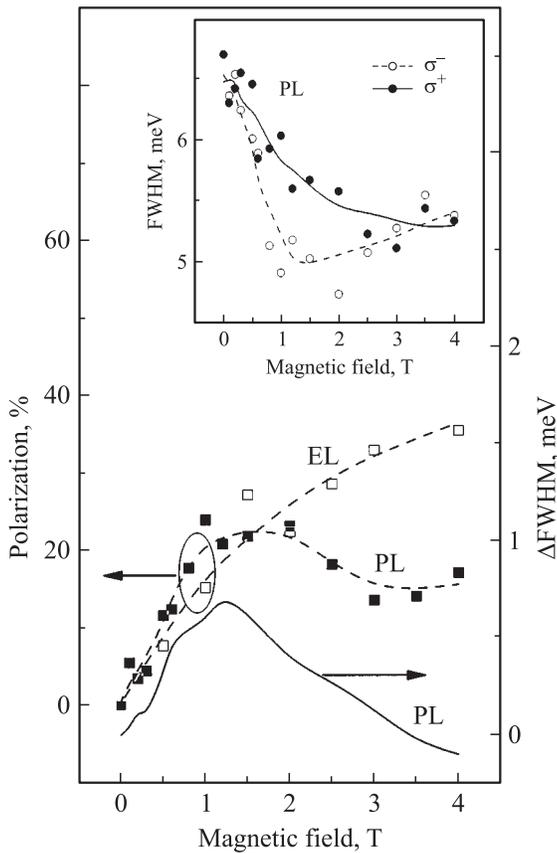


Рис. 4. Степень циркулярной поляризации ФЛ (PL) и ЭЛ (EL) ($G_2 \approx 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), $(I^{\sigma^-} - I^{\sigma^+}) / (I^{\sigma^-} + I^{\sigma^+})$, %, где I^{σ^-} (I^{σ^+}) — максимальные значения интенсивности σ^- (σ^+) поляризованных пиков; разность ширины σ^+ - и σ^- -пиков ФЛ ΔFWHM . Пунктирные кривые проведены для глаз, сплошная кривая построена исходя из усредненных данных по ширине пика PL для двух поляризаций, приведенных на вставке к рисунку.

приложении магнитного поля диамагнитный сдвиг пика D оказывается меньше, чем увеличение E_g , т.е. энергия ионизации доноров E_d увеличивается с ростом магнитного поля. При этом основной прирост E_d приходится на область полей до 2 Т, где $1/2\hbar\omega_c < E_d$. Такое поведение E_d характерно для эффекта магнитного вымораживания электронов [3]. Магнитное поле сжимает волновую функцию электрона в плоскости, перпендикулярной \mathbf{B} , и она приобретает сигарообразную форму, вытянутую в направлении поля. Это изменение формы волновой функции сопровождается увеличением энергии ионизации донора и перераспределением носителей между зоной проводимости и состояниями, связанными на донорах. В нашем случае процесс магнитного вымораживания значительно отличается от простейшей модели, в которой рассматриваются изолированные доноры. Как уже отмечалось, концентрация электронов в образцах, измеренная с помощью эффекта Холла, при $T = 80 \text{ К}$ составляла $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, концентрация доноров N_d превышает $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (большая величина

пика DAP свидетельствует о высокой степени компенсации), и $a_B N_d^{1/3} > 1$, где a_B — радиус Бора (в InAs $a_B \approx 27 \text{ нм}$). Это означает наличие сильного перекрытия волновых функций электронов, локализованных на соседних донорах, что приводит к возникновению примесной зоны. Однако при некотором критическом значении магнитного поля объем связанного состояния $\pi\lambda^2 a_B$, где λ — магнитная длина $(\hbar c / eB)^{1/2}$, становится меньше среднего объема примесного центра $1/N_d$, что означает исчезновение перекрытия волновых функций. Возникают изолированные локализованные состояния с энергией связи, увеличивающейся с магнитным полем (см. работу [4] и ссылки к ней). В нашем случае критическое поле составляет $\sim 2 \text{ Т}$. Следовательно, в относительно слабых полях ($< 2 \text{ Т}$) начальные состояния оптических переходов, наблюдаемых в ФЛ экспериментах, принадлежат примесной зоне.¹ В более сильных полях зона трансформируется в состояния изолированных доноров.

Мы не обнаружили расщепления линии ФЛ на циркулярно-поляризованные компоненты при приложении магнитного поля, хотя наблюдаемая люминесценция и имела некоторую степень σ^- -поляризации (рис. 4). Поэтому мы связываем наблюдаемый пик ФЛ с основным состоянием донора, в котором электрон имеет спин $s = +1/2$, в соответствии с отрицательной величиной g -фактора, но с заметным подмешиванием другого спинового состояния.

4. Экспериментальные результаты по ЭЛ и их обсуждение

ЭЛ эксперименты выполнялись на мезодиодных структурах с диаметром 250 и 120 мкм. Более высокий уровень возбуждения люминесценции достигался на мезах с меньшим диаметром. На рис. 2, *b* видно, что в нулевом поле контур ЭЛ является суперпозицией двух линий. Положение первой совпадает с пиком D, наблюдаемым в ФЛ. Вторая компонента (C) с энергией, превышающей E_g , отвечает рекомбинации свободных электронов. Это говорит о значительно более высокой степени заполнения примесной зоны по сравнению со случаем фотовозбуждения. Действительно, скорость инжекционной накачки составляла $\sim 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что на 2 порядка больше, чем при фотовозбуждении. Если предположить, что время жизни неравновесных носителей составляет $\sim 1 \text{ нс}$, что заведомо меньше реальной величины, то их расчетная концентрация должна быть порядка N_d или выше. Следовательно, предположение о сильном заполнении примесной зоны является реалистичным. Кроме того, в этом случае должна происходить модификация самой примесной зоны, описать которую можно, лишь решив самосогласованную задачу. Однако

¹ Как было показано в работе [5], обменное взаимодействие между перекрывающимися состояниями приводит к образованию комплексов из двух доноров с синглетным основным состоянием. Это должно приводить к небольшому сдвигу пика ФЛ в длинноволновую область.

и без количественных расчетов очевидно, что подобная модификация, вызванная более сильным перекрытием волновых функций, должна сопровождаться увеличением концентрации электронов в зоне проводимости. Появление компоненты С в спектре ЭЛ объясняется этим процессом. Приложение магнитного поля приводит к исчезновению линии С и красному сдвигу контура ЭЛ так, что энергия фотона становится меньше E_g (рис. 3),² т.е. начальное состояние оптического перехода опускается ниже дна зоны проводимости.

Такое поведение ЭЛ объясняется эффектом магнитного вымораживания для случая, когда примесная зона перекрывается с зоной проводимости. Сжатие волновых функций электронов приводит к исчезновению их перекрытий и отщеплению примесной зоны от зоны проводимости. При некотором значении магнитного поля примесная зона трансформируется в набор энергетических уровней изолированных доноров, что и наблюдается в эксперименте. Действительно, положение σ^- поляризованного пика стремится к пику D, наблюдаемому в ФЛ и соответствующему оптическим переходам из основного состояния изолированных доноров. В полях свыше 2 Т положения пиков практически совпадают. Линия ЭЛ, имеющая σ^+ -поляризацию, сдвигается медленнее и в больших полях имеет энергию, соответствующую $g \approx -15$. В промежуточных полях (~ 2 Т) экспериментально наблюдаемое расщепление пика ЭЛ примерно вдвое превышает спиновое расщепление электронов в зоне проводимости. Для объяснения этого факта можно предположить, что скорости магнитного вымораживания для электронов со спинами вверх и вниз неодинаковы. Это означает также различие в объемах локализации для состояний электронов с разной ориентацией спина. Уровень инжекционной накачки в представленных экспериментах достаточен для того, чтобы обеспечить высокую степень заполнения примесной зоны. При большем токе степень заполнения и, следовательно, перекрытие волновых функций должны быть больше. Очевидно, что для перехода первоначально перекрывающихся состояний в изолированные потребуются более сильное магнитное поле. Данные эксперимента подтверждают эту модель. При уровне накачки $G \approx 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (рис. 3, а) состояния электрона с $s = +1/2$, ответственные за σ^- -пик, трансформируются в изолированные состояния при $B \sim 2$ Т, тогда как имеющие спин $s = -1/2$ — при $B = 3-4$ Т. При увеличении интенсивности накачки для вымораживания необходимо более сильное магнитное поле (рис. 3, б).

² В магнитных полях меньше ~ 1 Т вклад компоненты С важен, и пик ЭЛ сильно асимметричен. В этом случае мы определяем положение пика как энергию, соответствующую максимуму спектра излучения. В больших полях контур хорошо описывается кривой Гаусса (точнее, контур слегка асимметричен из-за незначительного вклада линии DAP, не приводящего к заметному сдвигу максимума). Для поиска положения максимума и аппроксимации кривой Гаусса использовалась стандартная программа Origin 7. Погрешность составляла не более ± 0.5 мэВ.

Предложенная модель находится также в согласии с результатами измерения ФЛ. В частности, она объясняет наличие максимума в зависимости степени поляризации ФЛ от магнитного поля (рис. 4). Линия ФЛ возникает за счет рекомбинации электронов, находящихся на нижнем энергетическом уровне, т.е. имеющих спин $s = +1/2$, с сильным подмешиванием состояний с $s = -1/2$. Если носители со спином $+1/2$ вымораживаются магнитным полем быстрее, чем с $s = -1/2$, то в не очень сильных магнитных полях доля изолированных доноров с $s = +1/2$ должна быть больше. Разумно также предположить, что время спиновой релаксации для электронов, локализованных на изолированных донорах, больше, чем у перекрывающихся состояний. Действительно, первые имеют меньший объем локализации и, следовательно, меньшую вероятность рассеяния. Следовательно, вклад состояний с $s = +1/2$ в поляризацию ФЛ будет доминировать до тех пор, пока с ростом магнитного поля состояния с $s = -1/2$ также не станут изолированными. Таким образом, в магнитном поле поляризация будет сначала расти, затем в достаточном сильном поле, когда разница времен релаксации сократится, степень поляризации тоже уменьшится. При дальнейшем увеличении поля поляризация испытывает монотонный рост за счет увеличения спинового расщепления.

Можно предположить, что в исследуемых образцах, имеющих достаточно высокую концентрацию заряженных центров различной природы, ширина пика (определим ее как full width at half maximum (FWHM) — ширину пика на половине высоты) будет в значительной мере определяться неоднородным уширением за счет рассеяния электронов на таких центрах. Следовательно, FWHM будет тем меньше, чем меньше объем локализации электрона, т.е. выше степень магнитного вымораживания. Из вставки к рис. 4 видно, что в обеих поляризациях с ростом магнитного поля FWHM действительно уменьшается (незначительный рост полуширины σ^- поляризованного пика в области больших полей находится в пределах погрешности измерения, составляющей ± 0.5 мэВ). В слабых полях σ^- -пик сужается заметно быстрее, чем σ^+ , следовательно электроны с $s = +1/2$ вымораживаются магнитным полем эффективнее. В полях 1.5–2 Т разница ширин Δ FWHM достигает максимума, затем уменьшается, и при $B > 3$ Т приближается к нулю. Согласно предложенной модели, ФЛ будет иметь пик поляризации при таком значении магнитного поля, когда различие в степени магнитного вымораживания электронов с разными спинами максимально. Эксперимент демонстрирует ожидаемую корреляцию между поляризацией ФЛ и величиной Δ FWHM (рис. 4).

Пик ЭЛ оказывается существенно более широким (FWHM ≈ 20 мэВ), чем линия ФЛ. Выяснение механизма дополнительного уширения требует дальнейших исследований. К сожалению, относительно большая погрешность в определении FWHM пика ЭЛ не позволяет детально проанализировать ее зависимость от

поля. Имеющиеся экспериментальные данные уверенно свидетельствуют лишь о росте степени циркулярной поляризации ЭЛ с магнитным полем.

5. Заключение

Обнаружено аномально большое спиновое расщепление электронов в InAs в условиях инжекционной накачки. Эффект объясняется спин-зависимым магнитным вымораживанием электронов, связанных на донорах. Анализ зависимости степени циркулярной поляризации и ширины линии ФЛ от магнитного поля подтверждает эту модель.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-17279-а). А.А. Торопов благодарит за поддержку „Фонд содействия отечественной науке“.

Список литературы

- [1] L.L. Chang, E.E. Mendez, N.J. Kawai, L. Esaki. Surf. Sci., **113**, 306 (1982).
- [2] Y. Lacroix, S.P. Watkins, C.A. Tran, M.L.W. Thewalt. J. Appl. Phys., **80**, 6416 (1996).
- [3] Y. Yafet, R.W. Keyes, E.N. Adams. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 137 (1956).
- [4] M.I. Dyakonov, A.L. Efros, D.L. Mitchell. Phys. Rev., **180**, 813 (1968).
- [5] I.V. Ponomarev, V.V. Flambaum, A.L. Efros. Phys. Rev. B, **60**, 5485 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

Anomalous spin splitting of electrons in InAs under electrical injection conditions

Ya.V. Terent'ev, O.G. Lyublinskaya, A.A. Toropov,
V.A. Solov'ev, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Electro- and photoluminescence (EL and PL) from *n*-type InAs with a high concentration of donors ($N_d \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) has been studied experimentally in magnetic fields in Faraday geometry. Under electrical injection conditions the EL peak energy exceeds the band gap energy E_g . When the magnetic field is applied, the peak energy drops below E_g and the peak splits into two circular polarized terms. The splitting depends on the injection current and in moderate magnetic fields (about 2 T) may remarkably exceed the value calculated using the well-known value of the electronic *g*-factor in InAs. The effect is explained in terms of different magnetic freeze-out rates for electrons with the opposite spin directions. Emerging of the maximum in PL polarization in a moderate magnetic field and the behavior of the line width versus magnetic field confirm the suggested model.