

Эффект Рашбы в инверсионных и обогащенных слоях InAs

© В.Ф. Раданцев[¶], И.М. Иванкив*, А.М. Яфясов*^{¶¶}

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
620083 Екатеринбург, Россия

*Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 апреля 2002 г. Принята к печати 3 июня 2002 г.)

В рамках подхода, основанного на сведениях 6×6 и 8×8 кейновских матричных уравнений к уравнению шредингеровского типа, проведены самосогласованные расчеты расщепления Рашбы в инверсионных и обогащенных слоях InAs. Пренебрежение вкладом зоны Γ_7 приводит в InAs к завышению расщепления более чем на 50%. Существенно нелинейный характер зависимости расщепления от двумерного волнового вектора k ограничивает применимость в качестве характеристики величины эффекта параметра Рашбы α (коэффициента при линейном по k члене в спектре), в том числе его значения на уровне Ферми, ввиду сильной зависимости последнего от используемых аппроксимаций для двумерного спектра. Рассчитанные для инверсионного слоя относительные разницы заселенностей спиновых субподзон $\Delta n/n$ в 2–3 раза меньше измеренных Мацуямой и др. [Phys. Rev. B, **61**, 15 588 (2000)]. Результаты проведенного в работе экспериментального исследования обогащенных слоев InAs указывают, что величина $\Delta n/n$ в них не превышает расчетного значения ~ 0.02 . Показана адекватность в рамках использованного подхода описания двумерного спектра, включая спин-орбитальное расщепление, при квазиклассическом квантовании в классически самосогласованном поверхностном потенциале.

Эффект Рашбы (спин-орбитальное расщепление двумерного и одномерного спектров в асимметричных квантовых ямах [1–3]), лежащий в основе идеи создания одного из перспективных приборов спинтроники — спинового полевого транзистора [4], привлекает пристальное внимание как экспериментаторов [5], так и теоретиков [6]. Большинство работ в этой области относятся к гетероструктурам на основе InGaAs с асимметричными квантовыми ямами. Однако в последнее время акцент смещается в сторону МДП структур и материалов с меньшей шириной кейновской щели [7,8]. Благодаря малости эффективных масс, более сильному спин-орбитальному взаимодействию и предельной асимметричности потенциальных ям инверсионных и обогащенных слоев расщепление Рашбы в такой системе должно проявляться наиболее сильно. Полученные в [7] значения параметра Рашбы α для инверсионных слоев InAs не только превышают соответствующие величины в гетероструктурах, но и проявляют существенно более сильную зависимость от приложенного внешнего электрического поля, что является критическим фактором с точки зрения реализации полевого транзистора.

В отличие от гетероструктур, где ограничивающий потенциал зачастую плохо известен, для МДП структур могут быть проведены достаточно надежные теоретические расчеты величины эффекта. Проведенные авторами [7] теоретические оценки α находятся в неплохом согласии с их экспериментом, однако справедливость использованных при расчетах приближений вызывает серьезные сомнения. Это относится как к модели треугольной потенциальной ямы, совершенно неадекватной для приповерхностных квантовых ям в узкощелевых

полупроводниках даже в отношении числа заполненных двумерных подзон, не говоря о весьма чувствительном к форме потенциала эффекту Рашбы, так и к использованию двухзонного приближения, игнорирующего спин-отщепленную валентную зону в исходном объемном гамильтониане, что может существенно сказаться на параметрах потенциала и двумерного спектра, поскольку в InAs спин-орбитальное расщепление валентной зоны $\Delta = \Gamma_8 - \Gamma_7$ близко по величине к кейновской щели $E_g = \Gamma_6 - \Gamma_8$. Используемая авторами линейная по волновому вектору аппроксимация для спин-орбитального расщепления двумерного спектра также не соответствует гамильтониану рассматриваемой системы с насыщающимся по мере роста двумерного волнового вектора k расщеплением [9–11].

В настоящей работе мы представляем результаты самосогласованного расчета двумерного спектра в инверсионных и обогащенных слоях InAs в рамках реалистичной трехзонной кейновской модели при последовательном учете эффектов непараболичности и межзонного перемешивания электростатическим поверхностным потенциалом. Приведены также результаты экспериментального исследования обогащенных слоев в МДП структурах на основе InAs. Теоретическое описание спектра и экспериментально исследуемых параметров двумерных подзон проведено в рамках подхода [10], основанного на сведениях исходного матричного уравнения к уравнению шредингеровского типа. Рассмотрение в последней работе основано, однако, на двухзонном гамильтониане и не дает зависимости величины расщепления Рашбы от параметра Δ , тогда как сам эффект непосредственно обусловлен спин-орбитальным взаимодействием. Справедливость двухзонной модели, соответствующей пределу $\Delta \rightarrow \infty$ и оправданной в случае узко-

[¶] E-mail: victor.radantsev@usu.ru

^{¶¶} E-mail: yafyasov@desse.phys.spbu.ru

щелевых полупроводников типа HgCdTe с $\Delta \gg E_g$, представляется сомнительной, как отмечено выше, в случае двумерных систем на основе InAs, особенно при описании эффектов спинорного типа.

В отсутствие магнитного поля включение в рассмотрение зоны Γ_7 легко вписывается в схему сценария [10] и проблема, как можно показать, сводится к следующему уравнению шредингеровского типа:

$$\frac{d^2\varphi^\pm}{dz^2} + (K^\pm(E, V(z), k))^2\varphi^\pm = 0, \quad (1)$$

$$(K^\pm)^2 = \frac{3E_+E_-}{2P^2} C_{KG} - k^2 - \frac{1}{2E_+} \frac{d^2V}{dz^2} C_{r1} - \frac{3}{4} \left(\frac{1}{E_+} \frac{dV}{dz} \right)^2 C_{r2} \pm \frac{k}{2E_+} \frac{dV}{dz} C_{so}, \quad (2)$$

где P — кейновский матричный элемент оператора импульса,

$$E_+ = E - V(z) + E_g, \quad E_- = E - V(z)$$

(энергии отсчитываются от дна зоны Γ_6), а множители

$$C_{KG} = 1 - \frac{E_\Delta}{3E_\Delta + 2},$$

$$C_{r1} = 1 - \frac{E_\Delta}{(E_\Delta + 1)(3E_\Delta + 2)},$$

$$C_{r2} = 1 - \frac{1}{3} \frac{E_\Delta(4 + 19E_\Delta + 18E_\Delta^2)}{(3E_\Delta + 2)^2(E_\Delta + 1)^2},$$

$$C_{so} = 1 - \frac{E_\Delta(3E_\Delta + 1)}{(E_\Delta + 1)(3E_\Delta + 2)},$$

определяемые только отношением

$$E_\Delta = \frac{E_+}{\Delta},$$

описывают вклад зоны Γ_7 . В отличие от прямого численного интегрирования исходных матричных уравнений, в рамках такого подхода легко выделяются члены, ответственные за эффекты непараболичности (первые два члена, аналог уравнения Клейна–Гордона–Фока в соответствующей релятивистской задаче) и эффекты спинорного типа — резонансное межзонное перемешивание (третий и четвертый члены) и спин-орбитальное расщепление, описываемое последним, линейным по k и электрическому полю членом. С позиций рассматриваемой проблемы важным преимуществом является возможность прямого сравнения с широко используемыми методами, основанными на приближенном описании спин-орбитального расщепления.

В этих методах феноменологический член с параметром Рашбы, линейный по двумерному квазиимпульсу, вводится в законы дисперсии электронного спектра подзон размерного квантования, которые были рассчитаны в пренебрежении спиновыми эффектами.

При $\Delta \rightarrow \infty$ множители C_i в соотношении (2), описывающие эффекты взаимодействия с зоной Γ_7 , равны 1 и, с точностью до обозначений, мы приходим к уравнениям работы [10]. Однако и в другом предельном случае $\Delta \rightarrow 0$ эти множители, за исключением спин-орбитального члена, не претерпевают кардинальных изменений. Множители C_{r1} и C_{r2} при $\Delta = 0$ также равны 1 (при произвольном E_Δ их величина отличается от 1 не более чем на 15%). Для клейн–гордоновского члена зависящий от Δ множитель C_{KG} в пределе $\Delta \rightarrow 0$ равен $3/2$, что соответствует перенормировке массы на дне зоны проводимости при $\Delta \rightarrow 0$ по сравнению со случаем $\Delta \rightarrow \infty$. Таким образом, учет вклада зоны Γ_7 не должен приводить к сильным вариациям параметров двумерных подзон, рассчитанным без учета спин-орбитального расщепления, что и подтверждается численными расчетами (см. далее).

Существенные изменения по сравнению с двухзонной моделью испытывает только спин-орбитальный член. При малых Δ/E_g он линеен по Δ и в пределе $\Delta \rightarrow 0$ расщепление по механизму Рашбы исчезает. Если ввести объемную эффективную массу на дне зоны проводимости

$$m_b = \frac{3\hbar^2 E_g (E_g + \Delta)}{2P^2 (3E_g + 2\Delta)},$$

то нетрудно видеть, что спин-орбитальный член в результирующем эффективном потенциале

$$V_{so} = \frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{k}{2E_+} \frac{dV}{dz} C_{so} = \frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{\Delta(2E_+ + \Delta)}{E_+(E_+ + \Delta)(3E_+ + 2\Delta)} k \frac{dV}{dz} \quad (3)$$

аналогичен по структуре (в пределе больших E_g совпадает) полученному в работах [11,12] в виде поправки к однозонному приближению выражению

$$V_{so} = \alpha k = \alpha_m k \frac{dV}{dz}$$

с зависящим от параметров зонной структуры коэффициентом

$$\alpha_m = \frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{1}{E_g} \frac{\Delta(2E_g + \Delta)}{(E_g + \Delta)(3E_g + 2\Delta)} = \frac{P^2}{3E_g^2} \frac{\Delta(\Delta + 2E_g)}{(\Delta + E_g)^2}. \quad (4)$$

При самосогласованном решении уравнения (1) и уравнения Пуассона использовалась модель ящика с фиктивной задней стенкой, удаленной на расстояние L , намного превышающее дебаевскую длину экранирования (длину Томаса–Ферми в обогащенных слоях) L_D ,

а также с нулевыми граничными условиями для волновой функции на передней (граница раздела с диэлектриком) и задней стенках. Размеры ящика выбирались из условия независимости решений от величины L (как правило, это с высокой точностью выполняется уже при $L \approx 5L_D$). Результаты расчетов для инверсионного канала InAs с $N_A - N_D = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (параметры исследованного в [7] материала) и обогащенного слоя InAs с $N_D - N_A = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (параметры исследованного нами образца — см. далее) представлены на рис. 1–4. Без учета спин-орбитального члена законы дисперсии, рассчитанные как в двух-, так и в трехзонной модели, во всех двумерных подзонах и во всем актуальном

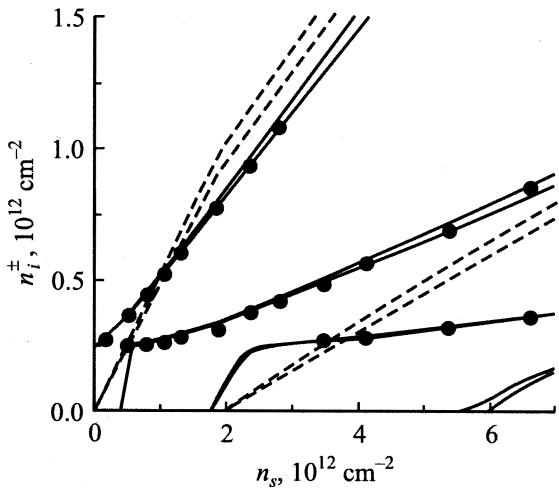


Рис. 1. Расчет заселенности спиновых субподзон в зависимости от полной поверхностной концентрации электронов для обогащенных (сплошные линии) и инверсионных (штриховые) слоев InAs. Точки — эксперимент. Расчет выполнен в рамках трехзонной кейновской модели.

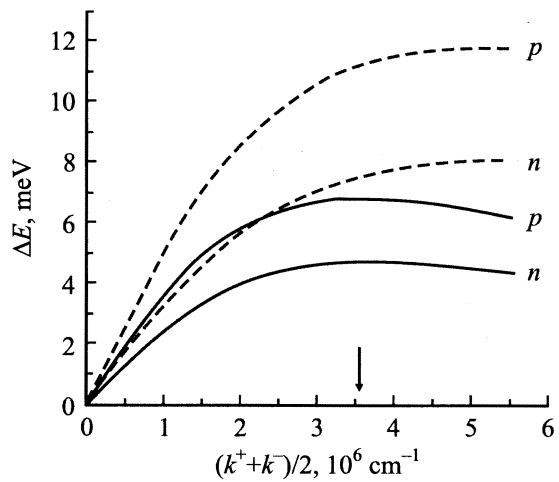


Рис. 2. Расчет энергетического расщепления в зависимости от волнового вектора для основной подзоны обогащенных (n) и инверсионных (p) слоев InAs при $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Стрелка соответствует $k = k_F$. Расчет выполнен по моделям: сплошные линии — трехзонной, штриховые — двухзонной.

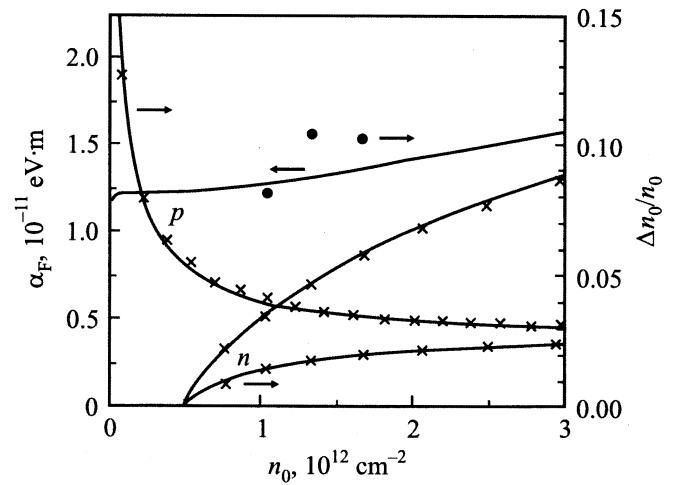


Рис. 3. Концентрационные зависимости $\Delta n_i/n_i$ и параметра Рашбы (в аппроксимации (6)), рассчитанные в рамках трехзонной модели для основной подзоны обогащенных (n) и инверсионных (p) слоев InAs. Точки — экспериментальные значения $\Delta n_i/n_i$ из работы [7]. Кресты — квазиклассический расчет.

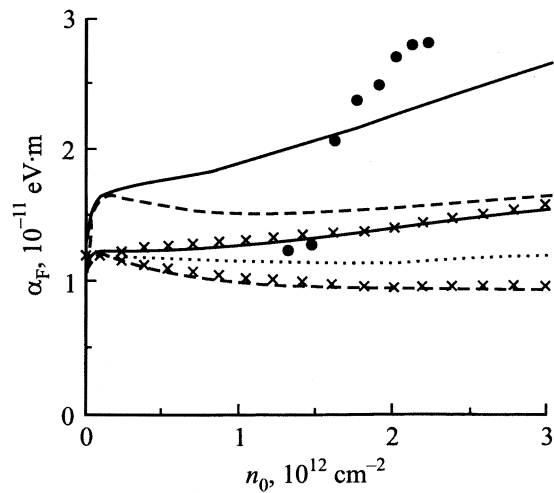


Рис. 4. Концентрационные зависимости параметра Рашбы для основной подзоны, рассчитанные в двухзонном (две верхние кривые) и трехзонном приближениях для инверсионного слоя InAs при использовании аппроксимаций по соотношению (6) — сплошные линии, по соотношению (5) — штриховые и параболической аппроксимации — пунктирные. Точки — данные работы [7]. Кресты — квазиклассический расчет.

интервале изгибов зон и энергий хорошо описываются дисперсионным соотношением кейновского типа (параболическая аппроксимация неудовлетворительна даже при относительно небольших изгибах зон)

$$E_i^+ = \sqrt{(s_i \hbar k)^2 + (m_i s_i^2)^2} - m_i s_i^2 \pm \alpha_i k, \quad (5)$$

где аппроксимирующие спектр параметры — подзонные „массы покоя“ m_i и кейновские скорости s_i однозначно

определяют из расчетных значений фермиевских энергий E_F , квазиимпульсов k_F и циклотронных масс в i -й подзоне; α_i — параметр Рашбы α в i -й подзоне. Для целей дальнейшего обсуждения мы выписали это выражение с учетом игнорируемого на этом этапе расщепления Рашбы в виде, обычно используемом при анализе экспериментальных данных.

В соответствии с отмеченным ранее, при игнорировании члена Рашбы в соотношении (2) (или при усреднении по двум спиновым ветвям спектра) результаты расчетов в рамках трехзонной и двухзонной кейновских моделей практически идентичны. В частности, для представленного на рис. 1 распределения носителей по двумерным подзонам, обычно исследуемого экспериментально, отличия для усредненных по двум ветвям спектра концентраций для обеих моделей в масштабе рисунка практически незаметны. Особенности обогащенных слоев (в том числе в отношении спиновых эффектов) в области концентраций вблизи начала заполнения подзон обусловлены наличием вырожденного континуума электронов объема и требуют специального обсуждения, что выходит за рамки настоящей работы.

В то же время в отношении спин-орбитального расщепления результаты расчетов в рамках двух- и трехзонного кейновских приближений существенно различны. Игнорирование взаимодействия с зоной Γ_7 приводит к более чем полуторакратному завышению величины расщепления на уровне Ферми (рис. 2). Как это нетрудно видеть из (1), (2), ввиду непараболичности системы (первый член в (2) содержит энергию в квадрате) расщепление Рашбы $\Delta E = E^+ - E^-$ нелинейно по k .

Однако при анализе параметра расщепления Рашбы обычно предполагается, что ΔE можно описать линейным по k и электрическому полю членам в (2). Результаты численного расчета свидетельствуют, что расщепленный спектр даже качественно не может быть описан в параболическом приближении или в аппроксимации (5). Представленные здесь и далее данные относятся к основной подзоне $i = 0$, однако при одинаковых подзонных концентрациях n_i результаты для возбужденных подзон весьма близки к соответствующим расчетам для $i = 0$. Значительно лучшее описание достигается при использовании более согласующегося с кейновским гамильтонианом приближения [9]

$$E^\pm = \sqrt{(s_i \hbar k)^2 + (m_i s_i^2)^2 \pm 2m_i s_i^2 \alpha_i k} - m_i s_i^2, \quad (6)$$

с насыщающимся расщеплением $\Delta^{\max} = 2\alpha_i m_i s_i / \hbar$. Однако расчетные зависимости $\Delta E(k)$ не просто насыщаются при больших k , как это дает (6), а, достигая максимума при k , близких к k_F , расщепление ΔE уменьшается, исчезая в предельном случае $k \rightarrow \infty$.

Таким образом, для правильного описания спектра феноменологический параметр α_i в соотношениях (5) и (в существенно меньшей степени) (6) должен рассматриваться зависящим от волнового вектора. Что касается его значения на уровне Ферми α_F , которое,

как правило, и используется в качестве меры спин-орбитального расщепления, то следует помнить об неоднозначности, связанной с сильной зависимостью α_F от используемых, зачастую неадекватных, аналитических аппроксимаций. Значительно более удобной (особенно при сопоставлении величин эффекта в различных материалах и структурах), независимой от используемых моделей и, что наиболее существенно, непосредственно экспериментально измеряемой характеристикой величины эффекта Рашбы является „степень поляризации“

$$\frac{\Delta n_i}{n_i} = \frac{n_i^- - n_i^+}{n_i^-} + n_i^+,$$

n_i^\pm — заселенности спиновых субподзон. Отметим, что этот параметр непосредственно определяет и разность фаз, „набираемую“ на длине L канала спинового транзистора

$$\theta = L\Delta k_F \approx (\Delta n_i / n_i) \sqrt{n_i / 2}.$$

Рассчитанные в рамках трехзонного приближения значения $\Delta n_i / n_i$ и вычисленные из этих величин с использованием аппроксимации (6) значения α_F приведены на рис. 3. Как и число заполненных двумерных подзон (см. рис. 1), величина и характер концентрационной зависимости $\Delta n_i / n_i$ весьма чувствительны к типу и уровню легирования материала подложки. Хотя абсолютная величина расщепления по механизму Рашбы ΔE с ростом n_i увеличивается, относительное расщепление $\Delta E / E_F$ и степень поляризации в инверсионном слое (подложка p -типа), особенно в области малых n_i , уменьшается, что связано с дополнительным, наиболее существенным при малых n_i , вкладом в расщепление электрического поля, обусловленного зарядом слоя обеднения ($N_{\text{depl}} \approx (1.3-1.5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Отметим, что величина параметра Рашбы на уровне Ферми, вычисленная в аппроксимации (6), $\alpha_F = \sqrt{\pi} \hbar^2 (\sqrt{n_i^-} - \sqrt{n_i^+}) / m_i$, при этом возрастает. Напротив, в обогащенном слое, благодаря экранированию поля вырожденным газом электронов континуума, величина расщепления ΔE и $\Delta n_i / n_i$ меньше, чем в нелегированном материале. С ростом подзонных концентраций вклад этих действующих в противоположном направлении факторов уменьшается. В области достаточно высоких n_i , когда параметры области пространственного заряда определяются в основном двумерными электронами, отличия в значениях ΔE , $\Delta n_i / n_i$ и α_F для инверсионного и обогащенного слоев уменьшаются, приближаясь к соответствующим величинам для нелегированного InAs (рис. 3).

Выше уже отмечалось, что ввиду сильной зависимости от энергии и используемых для описания спектра аппроксимаций, феноменологический параметр α не является достаточно хорошей характеристикой эффекта Рашбы в кейновских полупроводниках, в которых это явление как раз и наблюдается экспериментально. Это иллюстрируется представленными на рис. 4 концентрационными зависимостями α_F , вычисленными из расчетных значений n_i^- и n_i^+ для разных кейновских

приближений и при различных аналитических аппроксимациях спектра $E(k)$. Лишь в области предельно малых изгибов зон, когда эффекты непараболичности малы, параметр α_F не зависит существенно от вида аппроксимации. С ростом глубины приповерхностной квантовой ямы приближение (5) приводит к меньшим, а аппроксимация (6) к более высоким значениям α_F по сравнению с простейшим параболическим приближением. В рамках последнего параметр Рашбы слабо чувствителен к n_i , т. е. к величине электрического поля вблизи поверхности. В результате зависимости α_F от приложенного к МДП структуре электрического поля (наиболее важный с точки зрения реализации идеи полевого транзистора параметр), вычисленные на основе (5) и (6), существенно различны по своему характеру. Если линейное по k приближение (5) предсказывает уменьшение α_F с ростом n_i при $n_i < 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, то наиболее близкая к результатам численного расчета аппроксимация (6) указывает на возрастание параметра Рашбы с ростом поля. Как и в случае параметров ΔE и $\Delta n_i/n_i$, двухзонное приближение приводит к более чем полуторакратному завышению величины α_F , не меняя, однако, существенно характера зависимостей $\alpha_F(n_i)$.

Результаты расчетов сопоставляются на рис. 4 с экспериментальными данными из работы [7], определенными по измеренным значениям заселенностей субзон в аппроксимации (5) с параметрами дисперсии для нерасщепленного спектра, вычисленными авторами [7] в рамках двухзонной модели в приближении треугольной потенциальной ямы. Хотя при наименьших (из исследованного в [7] диапазона) концентрациях экспериментальные значения α_F неплохо согласуются с нашими расчетами, теоретическая концентрационная зависимость $\alpha_F(n_i)$ на порядок слабее приведенной авторами [7]. Столь сильное расхождение не может быть связано только с неадекватностью использованных в [7] приближений при вычислении $\alpha_F(n_i)$. Значения степени поляризации $\Delta n_i/n_i$ по крайней мере для подзонных концентраций, при которых такие данные могут быть извлечены из приведенных на рис. 1 из работы [7] осцилляционных кривых, также в 2–3 раза выше теоретических (рис. 3).

Хотя имеется несколько механизмов, которые могут приводить к росту величины спин-орбитального расщепления, причины столь сильного расхождения остаются неясными. Перенормировка за счет корреляционно-обменных поправок [13] не может играть существенной роли ввиду малости параметра межэлектронного взаимодействия в узкощелевых материалах. Расчеты, основанные на результатах работы [13], приводят к возрастанию расщепления, не превышающему 5–15%. Отметим, что замена использованных выше нулевых граничных условий для компонент спинора, соответствующих зоне Γ_6 , на условия нулевого потока для полного спинора [14] дает, вообще говоря, несколько большую величину расщепления, однако и здесь возрастание не превышает 20–30%.

В случае гетероструктур с несимметричными квантовыми ямами имеется дополнительный и весьма существенный (в структурах с узкими ямами, возможно, доминирующий) механизм, связанный с вкладом в расщепление Рашбы состояний на интерфейсе, — отличием граничных условий для разных спиновых компонент волновой функции. Однако в случае МДП структур имеется ряд факторов, позволяющих, на наш взгляд, предположить, что роль этого механизма не может играть критической роли. Высота потенциального барьера на границе с диэлектриком (более 2.5–3 эВ) значительно больше, чем в полупроводниковых гетероструктурах, граничные условия близки к нулевым и, тем самым, должно быть мало и отличие в граничных условиях для двух спиновых поляризааций. Большая ширина квантовой ямы в МДП структурах на основе узкощелевых материалов и большой вклад эффекта от поля внутри ямы (в отличие от гетероструктур, где зоны внутри ямы близки к плоским) являются другим фактором в пользу указанного предположения. Последнее находится в согласии с результатами расчетов [11], показывающими, что в несимметричных гетероструктурах даже при высоте барьера менее 1 эВ и с плоским потенциальным рельефом внутри ямы влияние интерфейса несущественно уже при ширине ямы, превышающей 5–6 нм, что почти на порядок меньше значений в исследованной нами системе.

Важно отметить, что имеются экспериментальные доводы в пользу этой аргументации. Параметры двумерного газа в исследованных нами обогащенных слоях (см. далее) совершенно не чувствительны к материалу, используемому в качестве подзатворного диэлектрика. Хотя расщепление Рашбы из-за недостаточного количества осцилляций наблюдать не удалось, исследования родственной системы на основе узкощелевых соединений $A^{II}B^{VI}$ (HgCdTe, HgMnTe) показывают, что и расщепление Рашбы не зависит от характеристик и даже вида используемого изолятора (анодный окисел, SiO_2 , Al_2O_3 и пленки Блуджет–Ленгмюра) [15]. „Поляризация Рашбы“ $\Delta n/n$ при равных заселенностях подзон определяется исключительно зонными параметрами и легированием полупроводника.

В этой связи хотелось бы заметить, что учет граничных условий на интерфейсе с диэлектриком встречает серьезные, в определенной мере принципиального характера, затруднения. Кроме того, отсутствует надежная информация об основных энергетических физических характеристиках реальных границ раздела в МДП структурах. В качестве подзатворного диэлектрика используются, как правило, материалы аморфной или полуморфной природы (анодные окислы, SiO_2), либо даже материалы органического происхождения (пленки Блуджет–Ленгмюра, жидкие кристаллы). В этих случаях описание энергетического спектра изолятора на основе симметричной классификации энергетических зон полупроводника (как правило, в номенклатуре Кейна), а следовательно, и адекватность методов расчета,

используемых для полупроводниковых гетероструктур (сшивка кейновских компонент волновых функций), представляются по крайней мере сомнительными.

Следует отметить и возможный вклад в наблюдаемые расхождения теории с экспериментом погрешности в определении экспериментальных заселенностей спиновых субподзон. В исследованных авторами [7] инверсионных слоях наблюдался единственный узел биений. Нетрудно, однако, убедиться, что даже при наличии 2–3 узлов биений величины n_i^\pm и особенно $\Delta n_i/n_i$, извлекаемые из спектров Фурье, весьма критичны к интервалу используемых при фурье-анализе магнитных полей. Для интервалов между пучностями биений расщепление $\Delta n_i/n_i$ может до 50% превышать его значение для интервалов, заканчивающихся вблизи узлов. Наиболее критично это обстоятельство может отразиться (и это подтверждается моделированием) на концентрационных зависимостях α_F , ввиду наблюдаемого в [7] смещения узла биений по магнитному полю. Отметим, что в области $n_i \gtrsim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, где амплитуды осцилляций в [7] достаточно велики и наблюдается отчетливое расщепление фурье-спектра, концентрационная зависимость α_F фактически отсутствует.

Вызывает некоторое удивление тот факт, что определенные в [7] величины $\Delta n_i/n_i$ практически те же, что и в инверсионных слоях узкощелевого HgCdTe ($E_g = 0.05\text{--}0.1 \text{ мэВ}$) [10], тогда как, ввиду существенно большего значения кейновской щели и меньшего спин-орбитального расщепления валентной зоны, величина эффекта в InAs ожидается по крайней мере втрое меньшей (простейшие оценки могут быть сделаны, исходя из выражения (4)). Между тем в случае HgCdTe расхождения между экспериментом и теорией (ввиду неравенства $E_g \gg \Delta$ трехзонное и двухзонное приближения в этом случае приводят к близким результатам) не выходят существенно за пределы погрешностей.

Экспериментальных исследований эффекта Рашбы для обогащенных слоев нам не известно. В связи с этим были изготовлены и исследованы структуры Pb-(анодный окисел)-n-InAs с концентрацией доноров, равной концентрации акцепторов в исследованных в работе [7] инверсионных слоях. Поскольку из-за шунтирования проводимости обогащенного слоя материалом объема традиционные гальваномагнитные методы в таких структурах неприемлемы, исследовались магнитоосцилляции емкости, непосредственно дающие информацию о плотности состояний в магнитном поле. Согласно рис. 3, в области подзонных концентраций $n_i \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ расчетные величины эффектов в инверсионных и обогащенных слоях не сильно отличаются. Между тем, хотя в исследованных нами структурах наблюдались вплоть до температур $\sim 30 \text{ К}$ отчетливые осцилляции емкости, соответствующие заполнению до трех двумерных подзон, ни для одной из подзон биений, обусловленных расщеплением Рашбы, обнаружено не было. В то же время как распределение носителей по подзонам, так и

определенные из температурных зависимостей амплитуд осцилляций циклотронные массы находятся в прекрасном согласии с расчетом (рис. 1). Отсутствие биений в исследованных обогащенных слоях не противоречит, вообще говоря, предсказаниям теории. Согласно данным рис. 3, в этом случае $\Delta n_i/n_i \approx 0.02$ и ожидаемое число осцилляций между соседними узлами биений $N = 1/(2\Delta n/n) \approx 25$, тогда как экспериментально можно наблюдать не более 10 относящихся к одной подзоне осцилляций (как и в инверсионных слоях, исследованных в работе [7]).

В заключение отметим еще одно преимущество использованного подхода к расчету двумерного спектра, носящее методический характер. Ранее, начиная с работы Андо [16], неоднократно отмечалась адекватность квазиклассического описания двумерного спектра в приповерхностных слоях узкощелевых полупроводников в простейшем двухзонном приближении (без учета тяжелой ветви зоны Γ_8), справедливом, как показано выше, в отношении параметров, не связанных со спиновыми эффектами. Поскольку в рамках использованного здесь метода мы имеем дело с уравнением шредингера типа, квазиклассические расчеты могут быть реализованы и в отношении эффектов спинорного типа, включая межзонное перемешивание и спин-орбитальное расщепление. Результаты таких расчетов (в качестве примера некоторые из них приведены на рис. 3, 4) свидетельствуют об адекватности квазиклассического приближения и в отношении этих эффектов. Как в рамках трехзонного, так и двухзонного приближений отличия в величинах ΔE , $\Delta n_i/n_i$ и α , вычисленных для одинаковых двумерных концентраций при квазиклассическом квантовании спектра в классически самосогласованной приповерхностной потенциальной яме и при точном самосогласованном расчете, не превышают 1–2%. Это намного меньше типичных экспериментальных погрешностей. Между тем используемые алгоритмы при квазиклассическом расчете несравненно проще, а затраты машинного времени на 4–5 порядков меньше. То же самое следует отметить и о расчете отличий в величине „резонансного“ сдвига энергетических уровней за счет перемешивания состояний двумерного слоя и объемных состояний валентной зоны поверхностным потенциалом.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования РФ (грант Е00-3.4-278), программы „Университеты России“ и фонда US CRDF (проект REC-005).

Список литературы

- [1] Э.И. Рашба. ФТТ, **2** (7), 1224 (1960).
- [2] F.J. Ohkawa, Y. Uemura. J. Phys. Soc. Jap., **37** (5), 1325 (1990).
- [3] Yu.A. Bychkov, E.I. Rashba. J. Phys. C, **17**, 6039 (1984).
- [4] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett., **56** (7), 665 (1990).

- [5] D. Grundler. Phys. Rev. Lett., **84** (26), 6074 (2000); X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner et al. Phys. Rev. B, **64** (24), 245 305 (2001); C.H. Rowe, J. Nehls, R.A. Stradling et al. Phys. Rev. B, **63** (20), R201 307 (2001); В.Б. Божевольнов, И.М. Иванкив, В.Ф. Раданцев, А.М. Яфясов. ЖЭТФ, **119** (1), 154 (2001); C.M. Hu, J. Nitta, A. Jensen et al. Phys. Rev. B, **63** (12), 125 333 (2001).
- [6] P. Pfeffer, W. Zawadzki. Phys. Rev. B, **59** (8), R5312 (1999); R. Winkler. Phys. Rev. B, **62** (7), 4245 (2000); D. Grundler. Phys. Rev. B, **63** (16), R161 307 (2001); M.V. Entin, L.I. Magarill. Phys. Rev. B, **64** (8), 085 330 (2001).
- [7] T. Matsuyama, R. Kürsten, C. Meißner et al. Phys. Rev. B, **61** (23), 15 588 (2000).
- [8] V.F. Radantsev, A.M. Yafyasov, V.B. Bogevolnov, I.M. Ivankiv. J. Phys.: Condens. Matter., **13**, 851 (2001).
- [9] В.Ф. Раданцев. ЖЭТФ, **96** (5), 1793 (1989).
- [10] V.F. Radantsev, T.I. Deryabina, G.I. Kulaev, E.L. Rummyantsev. Phys. Rev. B, **53** (23), 15 756 (1996).
- [11] E.A. De Andrada E.Silva, G.C. La Rocca et al. Phys. Rev. B, **55** (24), 16 293 (1997).
- [12] Л.Г. Герчиков, А.В. Субашиев. ФТП, **26** (1), 131 (1992).
- [13] G.H. Chen, M.E. Raikh. Phys. Rev. B, **60** (7), 4826 (1999).
- [14] G.E. Marques, L.J. Sham. Surf. Sci., **113**, 131 (1982).
- [15] V.F. Radantsev, A.M. Yafyasov, V.B. Bogevolnov. Semicond. Sci. Technol., **16**, 320 (2001).
- [16] T. Ando. J. Phys. Soc. Jap., **54** (7), 2676 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

The Rashba effect in inverted and enriched layers of InAs

V.F. Radantsev, I.M. Ivankiv*, A.M. Yafyasov*

Ural State University,
620083 Ekaterinburg, Russia

* Saint-Petersburg State University,
198504 St. Petersburg, Russia

Abstract Self-consistent calculations of the Rashba splitting both in inverted and enriched layers of InAs are carried out within the framework of the method based on reducing 6×6 and 8×8 Kane matrix equations to a Schrödinger-like equation. Neglecting the contribution of a Γ_7 band leads to the overestimation of splitting by 50%. The essentially nonlinear character of the dependence of splitting on a two-dimensional wave vector k restricts the applicability of the Rashba parameter α (a coefficient at the k -linear term in the spectrum), including its value at the Fermi level α_F , because of a strong dependence of the latter on approximations used for the two-dimensional spectrum. In the case of the inversion layer, relative discrepancies of the occupancies of spin-split subbands $\Delta n/n$ that we calculated have been 2–3 times less than those measured by Matsuyama et al. [Phys. Rev. B **61**, 15 588 (2000)]. The experimental investigations of enriched layers, that have been made in the present work, show that $\Delta n/n$ in them does not exceed the theoretical value of ~ 0.02 . It is shown that in the framework of the method employed the two-dimensional spectrum (including spin-orbit splitting) can be adequately applied in the simplest approximation based on a quasi-classical quantization for a classically self-consistent surface potential.