

РАСЩЕПЛЕНИЕ РАШБА В MIS-СТРУКТУРАХ HgCdTe

В. Ф. Раданцев*

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

А. М. Яфясов

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

Поступила в редакцию 22 февраля 2002 г.

Проведено сопоставление измеренных и рассчитанных в трех- и четырехзонной кейновской модели параметров спин-орбитального расщепления спектра в MIS-структурах на основе HgCdTe с положительной и отрицательной кейновской щелью E_g . Игнорирование при расчетах конечной величины спин-орбитального расщепления валентной зоны Δ приводит к значительному, особенно в случае $E_g < 0$, завышению расщепления Рашба даже при малых отношениях $|E_g|/\Delta$, хотя усредненные по двум спиновым ветвям спектра подзонные параметры в двух-, трех- и четырехзонном кейновском приближении при одинаковых концентрациях практически не различаются. Как измеренные, так и рассчитанные величины эффекта заметно выше в бесщелевом HgCdTe, однако для обоих материалов четырехзонное приближение дает величину расщепления на 20–40 % меньше экспериментальной. Учет межэлектронного взаимодействия уменьшает, но не устраняет полностью эти расхождения. Показано, что обычно используемые при анализе аппроксимации двумерного спектра с линейным по квазиимпульсу спин-орбитальным расщеплением могут приводить к занижению эффективного параметра Рашба в 2–4 раза.

PACS: 73.20.Dx, 73.40.Qv

1. ВВЕДЕНИЕ

Резкое возрастание в последние 2–3 года теоретического [1] и экспериментального [2] интереса к спин-орбитальному расщеплению двумерного спектра в несимметричных квантовых ямах (эффект Рашба) в значительной мере обусловлено широким обсуждением идеи создания квантового компьютера и предложением авторами работы [3] основанного на эффекте Рашба спинового аналога полевого транзистора (отметим, однако, что теоретическая сторона вопроса насчитывает уже более четырех десятилетий [4–6], а первые целенаправленные экспериментальные исследования относятся к 1989–1990 гг. [7–9]). В простейшей феноменологической модели Рашба к квадратичному двумерному спектру в несимметричных квантовых ямах добавляется дополнительный линейный по двумерному

волновому вектору k член с параметром Рашба α :

$$E^\pm = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k. \quad (1)$$

Если расщеплению $\Delta_R = E^+ - E^-$ соответствует частота прецессии $\omega_R = \Delta_R/\hbar$, то при движении электрона в канале длиной L со скоростью $v = \nabla_k E/\hbar$ вектор поляризации поворачивается на угол $\theta = \omega_R L/v = \Delta_R L/\nabla_k E$. Отметим, что речь идет о циркулярной («киральной») поляризации, поскольку, являясь смесью состояний «спин вверх» и «спин вниз», подзоны Рашба в обычном смысле не поляризованы даже в однозонном рассмотрении, а в актуальном случае кейновских полупроводников возникают дополнительные сложности. Мы не затрагиваем эту сторону вопроса, равно как и проблему «спин-селективных» стока и истока, являющихся предметом дискуссии [10–12], ограничиваясь рассмотрением собственно расщепления Рашба. Согласно (1) $\Delta E = 2\alpha k$ и $\theta \approx 2\alpha m^* L/\hbar^2$, т. е. определяется не самим энергетическим расщеплением, а параметром

*E-mail: victor.radantsev@usu.ru

ром Рашба α (это утверждение [3] справедливо, однако, только для простейшей параболической подзоны (1) — см. ниже), который и принято использовать в качестве меры величины эффекта.

Будучи эффектом релятивистского типа, расщепление Рашба обусловлено, в конечном счете, перемешиванием зон удерживающим электроны у границы поверхностным электростатическим потенциалом, который в свете рассматриваемой проблемы играет двоякую роль. С одной стороны, он приводит к размерному квантованию и, как следствие, к двумеризации электронного спектра, с другой, будучи асимметричным и перпендикулярным двумерному квазиимпульсу, — к спин-орбитальному расщеплению. В рамках двухзонной модели, учитывающей только взаимодействие зон Γ_6 и легкой ветви Γ_8 , в низшем (третьем) порядке теории возмущений $\alpha = \langle \alpha_m dV/dz \rangle$, где мы выделили множитель

$$\alpha_m = P^2/3E_g^2, \quad (2)$$

определяемый материальными параметрами — кейновской щелью E_g и кейновским матричным элементом P , практически одинаковым для всех кейновских полупроводников. Величина α (при однозонном рассмотрении это феноменологический параметр) определяется как зонными параметрами, так и видом потенциала $V(z)$ и волновой функции (для симметричного потенциала $\langle \alpha_m dV/dz \rangle = 0$ и расщепление Рашба отсутствует). Для реализации идеи спинового транзистора требуются как достаточно большая величина расщепления, обеспечивающая угол прецессии $\theta \approx \pi$ на длине спиновой когерентности, так и возможность модуляции $\delta\theta \approx \pi$ внешним электрическим полем.

Результаты различных работ (в основном исследовались асимметричные квантовые ямы в системе InGaAs [13, 14], в последнее время появились работы по MIS-структурам InAs [15]) расходятся не только в отношении значений α , но и, что наиболее существенно, его зависимости от приложенного внешнего поля. Если в работах [13] наблюдалось уменьшение α с увеличением положительного смещения на полевом электроде (с ростом подзонных концентраций n_i), то авторами работ [14, 15] обнаружено обратное поведение. С другой стороны, в работе [7] экспериментально и в рамках полуфеноменологического анализа было показано, что хотя расщепление Δ_R в приповерхностных квантовых ямах на основе узкощелевых материалов растет с электрическим полем, параметр α при типичной экспериментальной ситуации не изменяется и имеет универсальное значение $\alpha \approx e^2/\varepsilon$, не зависящее не только от глубины ямы, но

и от зонных параметров материала. Независимость α от внешнего электрического поля констатировалась также для квантовых ям InAs/AlSb [16]. Что касается теории, то имеющиеся для квантовых ям InGaAs оценки приводят к значениям α , в 2–4 раза превышающим их экспериментальные величины.

Как будет показано далее, отмеченные расхождения в определенной мере могут быть обусловлены тем обстоятельством, что экспериментально измеряется не величина α , а расщепление «поверхностей» Ферми $\Delta k_F = \sqrt{4\pi}(\sqrt{n_-} - \sqrt{n_+})$ (n_{\pm} — двумерные концентрации в двух «спиновых» субподзонах подзоны размерного квантования, непосредственно определяемые из магнитоосцилляционных эффектов), либо энергетическое расщепление Δ_R (оптические методы и эффекты слабой антилокализации). Величина же параметра Рашба существенно зависит от моделей, используемых при описании спектра в двумерных подзонах. Практически во всех работах при анализе используется либо параболическое приближение (1), либо подзонный закон дисперсии кейновского типа, но, как и (1), с линейным по k расщеплением Рашба:

$$E = \sqrt{(s_i \hbar k)^2 + (m_i s_i^2)^2} - m_i s_i^2 \pm \alpha_i k, \quad (3)$$

где аппроксимирующие спектр в i -й двумерной подзоне параметры m_i — масса покоя и s_i — кейновская скорость (в приповерхностных квантовых ямах на основе узкощелевых полупроводников уже при небольших изгибах зон заполнено, как правило, несколько подзон размерного квантования). Следует подчеркнуть, что использование параболической дисперсии совершенно неадекватно экспериментальной ситуации, поскольку отчетливое расщепление Рашба наблюдается как раз в материалах с малой щелью и сильным спин-орбитальным взаимодействием (в полном соответствии с (2), полученным в пределе $\Delta \rightarrow \infty$), в которых непараболическость не может быть игнорирована.

Однако еще в работе [7] было показано, что кейновскому гамильтониану соответствует в действительности дисперсионное соотношение

$$E = \sqrt{(s_i \hbar k)^2 + (m_i s_i^2)^2} \pm 2m_i s_i^2 \alpha_i k - m_i s_i^2 \quad (4)$$

с насыщающимся расщеплением $\Delta_R^{max} = 2\alpha_i m_i s_i / \hbar$, что позднее было подтверждено численными расчетами [17, 18]. Как будет видно далее, при использовании различных аппроксимаций для подзонных дисперсий значения α извлекаемые из экспериментальных величин расщепления $\alpha = \Delta_R/2k \cdot \sqrt{1 + [s_i^2 \hbar^2 k^2 - (\Delta_R/2)^2]/(m_i s_i^2)^2}$ для

аппроксимации (4)) или из заселенностей субподзон $\alpha = \sqrt{\pi\hbar^2} (\sqrt{n_-} - \sqrt{n_+}) / m_i$ (в аппроксимации (3) возникает дополнительный множитель равный примерно $1 - \pi\hbar^2 \times (n_+ + n_-) / m_i^2 s_i^2$), могут различаться в несколько раз.

Чтобы разрешить отмеченные выше противоречия, а также выявить материалы, структуры и условия, для которых эффект Рашба проявляется наиболее ярко, требуются дальнейшие как экспериментальные, так и теоретические исследования. В настоящей работе приведены результаты такого изучения в двумерном электронном газе MIS-структур на основе узкощелевого полупроводника HgCdTe с прямой и инверсной структурой зон, в которых, ввиду малости кейновской щели, сильного спин-орбитального взаимодействия и предельной асимметричности квантовых ям в MIS-структурах, расщепление Рашба должно проявляться наиболее сильно. В контексте сопоставления с теорией важно, что распределение потенциала (и наиболее чувствительное к нему спин-орбитальное расщепление) в приповерхностных каналах MIS-структур может быть надежно рассчитано в рамках самосогласованной процедуры, тогда как в полупроводниковых гетероструктурах ограничивающий потенциал, как правило, плохо известен.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследованные в работе MIS-структуры типичной площадью $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ были изготовлены методом анодного окисления на подложках тройного соединения $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ двух составов $x = 0.135$ и $x = 0.195$, соответствующих близким к точке инверсии зон, но противоположным по знаку энергетическим зазорам $E_g = -50 \text{ мэВ}$ (полуметаллический образец, SM) и $E_g = +50 \text{ мэВ}$ (полупроводниковый образец, SC) и с концентрациями нескомпенсированных акцепторов $N_A - N_D = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (SM) и $N_A - N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (SC), дающими близкие величины заряда слоя обеднения при одинаковых n_i . Исследовались магнитоосцилляции дифференциальной емкости области пространственного заряда в квантующих магнитных полях H до 6 Тл при напряжениях на полевом электроде от -1 до 10 В, что соответствует диапазону концентраций индуцированных в инверсионном слое электронов $n_s \sim (0-8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Использование некритичного к величине щели метода магнитоёмкостной спектроскопии позволяет исследовать особенности расщеп-

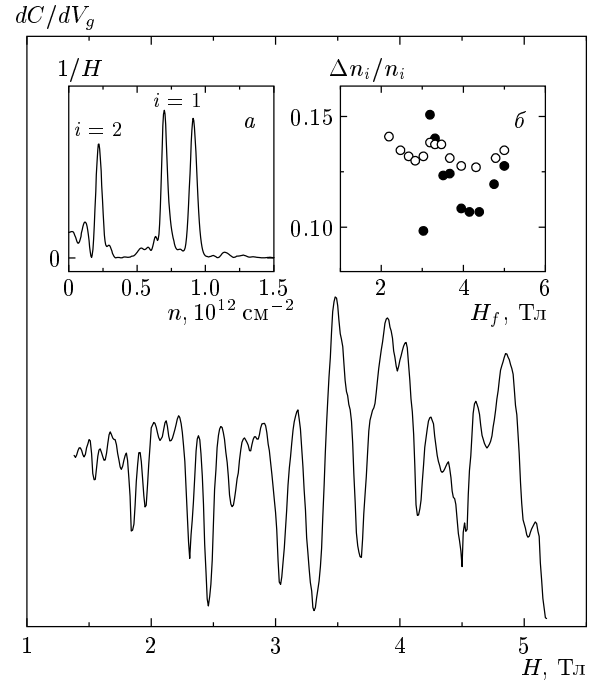


Рис. 1. Магнитоосцилляции емкости и их фурье-спектр $1/H$ (а) для образца SC при $n_s = 7.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. На вставке б приведены значения $\Delta n_i/n_i$, полученные из фурье-анализа в интервалах магнитных полей $H_l - H_h$ при $H_l = 1 \text{ Тл}$ (○) и $H_l = 2.2 \text{ Тл}$ (●). Фурье-линии для $i = 0$ приходятся на область $n \sim 2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

ления Рашба в материалах с разным знаком E_g в рамках единого экспериментального подхода.

В обоих типах структур в интервале подзонных концентраций $n_i = (0.5-4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для всех трех наблюдаемых подзон размерного квантования видны отчетливые биения осцилляций (рис. 1, все представленные в работе результаты относятся к $T = 4.2 \text{ К}$), свидетельствующие о формировании спиновых субподзон Рашба, и ярко выраженное расщепление фурье-спектров $1/H$. Из последних были определены заселенности субподзон n_i^\pm и «степень поляризации» $\Delta n_i/n_i = (n_i^- - n_i^+) / (n_i^- + n_i^+)$, отложенная для первых двух подзон на рис. 2 в зависимости от n_i . Эта величина представляется наиболее подходящей характеристикой величины эффекта не только потому, что непосредственно измеряется экспериментально, но и с позиций описания эволюции «поляризации» в канале спинового транзистора. Действительно, поскольку Δ_R достаточно мало (эффект третьего порядка теории возмущений), то $\Delta_R = \nabla_k E \cdot \Delta k_F$ и угол прецессии $\theta = L\Delta k_F \approx (\Delta n_i/n_i) \sqrt{2\pi n_i}$ определяется только

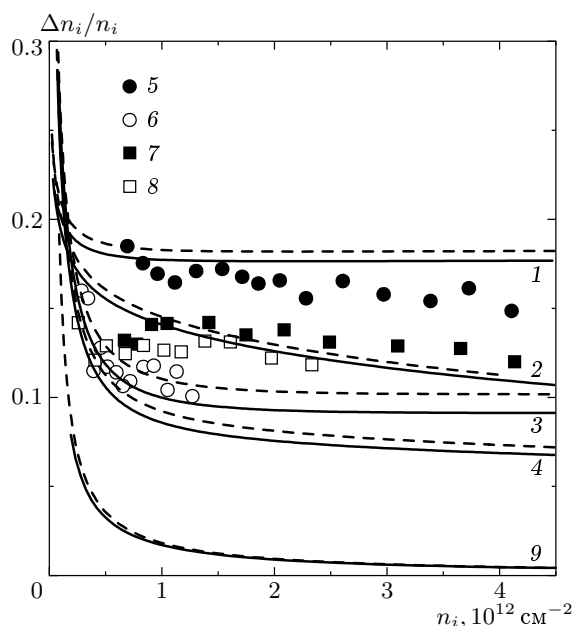


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и рассчитанные (линии) в трех- (1, 3) и четырехзонном (2, 4) приближениях зависимости $\Delta n_i/n_i$ от подзонных концентраций n_i в образцах SM (1, 2, 5, 6) и SC (3, 4, 7, 8) для основной (5, 7 и сплошные линии) и первой возбужденной (6, 8 и штриховые линии) подзон. Кривые 9 — отношение N_{dep}/n_i для образца SC

«степенью поляризации» вне зависимости от вида закона дисперсии.

Отметим, что при малом числе узлов биений экспериментальные значения $\Delta n_i/n_i$ существенно и немонотонно зависят от анализируемого диапазона магнитных полей — вариации могут достигать 50% и более (см. рис. 1б). Это обстоятельство следует особо подчеркнуть, поскольку в типичной ситуации для экспериментальных работ, в которых исследовалось модулируемое полевым электродом расщепление Рашба, наблюдался один узел биений, что, наряду со слабым расщеплением фурье-линий в этих работах, может критически отразиться на величине параметров расщепления, и, что наиболее существенно, на их зависимости (и даже ее характере) от напряжения на полевом электроде.

В обоих типах структур осцилляции наблюдались и при малых концентрациях вплоть до $n_i \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, однако малое число осцилляций не позволяет по отмеченной выше причине сколь-либо надежно определить $\Delta n_i/n_i$ в этой области. Для основной подзоны в образце с положительной щелью при $n_s < 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в осцилляциях на-

блюдаются отдельные спиновые компоненты, фурье-частоты удваиваются и определение $\Delta n_i/n_i$ становится практически невозможным. В обоих образцах определение $\Delta n_i/n_i$ затруднено также и при $n_s > (3-4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ввиду резкого гашения амплитуд осцилляций для низкоэнергетической ветви спектра (следствие больших значений циклотронных масс в этой субподзоне [19]).

На том же рисунке приведены результаты расчетов, проведенных в рамках шестизонного ($\Delta \rightarrow \infty$) приближения [17]. Теория находится в неплохом согласии как в отношении порядка величины $\Delta n_i/n_i$ (расхождения не превышают 40%, тогда как для квантовых ям InGaAs достигают нескольких раз), так и в отношении характера ее концентрационной зависимости. Для основной подзоны образца SM теория несколько завышает величину эффекта (хотя и расхождения ненамного превышают экспериментальную погрешность), тогда как для образца SC расчетные значения $\Delta n_i/n_i$ заметно ниже. Теория приводит к несколько большим величинам $\Delta n_i/n_i$ в возбужденных подзонах по сравнению с основной, тогда как экспериментально (особенно в случае $E_g < 0$) наблюдается обратное поведение. Заметим, что в то же время в отношении обычно измеряемых параметров двумерных подзон, не связанных с расщеплением Рашба (распределение носителей по подзонам, значения n_s , соответствующие стартам подзон, значения циклотронных масс и т. п.), различия теории и эксперимента не выходят за пределы погрешностей. Поскольку конечная величина спин-орбитального расщепления валентной зоны должна сказаться, в первую очередь, на спиновых эффектах, не исключено, что точный учет зоны Γ_7 в исходном гамильтониане может существенно изменить степень согласия с экспериментом в отношении спин-орбитального расщепления.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Теоретическое описание спектра и параметров подзон проведено в рамках сценария [17], основанного на сведении исходного матричного уравнения к уравнению шредингеровского типа. В отличие от методов, основанных на прямом численном интегрировании исходных матричных уравнений, не допускающих сколько-нибудь ясной физической интерпретации, в рамках такого подхода легко выделяются члены, ответственные за эффекты непараболичности, спин-орбитальное расщепление и резонансное межзонное перемешивание, и хорошо видна спе-

цифика материалов с прямой и инверсной структурой зон. Немаловажным преимуществом является возможность сравнения с результатами экспериментальных и теоретических исследований, основанных на приближенном описании спин-орбитального расщепления путем введения в подзонные уравнения эффективной массы феноменологического члена спин-орбитального взаимодействия с параметром Рашба.

Будучи основанным на трехзонной модели, рассмотрение [17] не дает зависимости величины расщепления Рашба от параметра Δ , тогда как сам эффект непосредственно обусловлен спин-орбитальным взаимодействием. Адекватность описания, игнорирующего зону Γ_7 (особенно эффектов спиринового типа), наиболее сомнительна в случае двумерных систем на основе относительно широкозонных полупроводников HgTe и особенно InAs, в котором величины E_g и Δ практически одинаковы. При больших глубинах приповерхностной квантовой ямы, как это имеет место в инверсионных слоях при сильном легировании полупроводника, корректность такого подхода неочевидна и в случае узкощелевых материалов, особенно с отрицательной щелью, и по крайней мере требует проверки.

В отсутствие магнитного поля учет зоны Γ_7 легко вписывается в схему подхода [17]. После разрешения стандартного размера матричного уравнения 8×8 относительно компонент волновой функции, относящихся к зоне Γ_6 (s -электроны приповерхностных слоев в материалах с $E_g > 0$) или к легкой ветви зоны Γ_8 (p -электроны электронных каналов в бесщелевом полупроводнике) и использования преобразования, устраняющего первые производные, проблема сводится к уравнению шредингеровского типа, которое представим в стандартном виде, введя объемную эффективную массу на дне зоны проводимости m_b (в действительности спектр от этого параметра не зависит) и кейновскую скорость $s_b = \sqrt{2/3P}/\hbar$:

$$\frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{d^2 \varphi_{\pm}^{s,p}}{dx^2} + [\mathcal{E} - (U_{KG} + U_{r1}^{s,p} + U_{r2}^{s,p} \pm U_{so}^{s,p})] \varphi_{\pm}^{s,p} = 0, \quad (5)$$

где эффективная энергия

$$\mathcal{E} = \frac{E(E + E_g)}{2m_b s_b^2},$$

а в эффективном потенциале выделены не зависящий от спина член, ответственный за эффекты непа-

раболичности (аналог потенциала в уравнении Клейна–Гордона–Фока):

$$U_{KG} = \left(\frac{(2E + E_g)V - V^2}{2m_b s_b^2} - \frac{E(E + E_g)}{2m_b s_b^2} \right) \times \left[1 - \frac{E_{\Delta}}{3E_{\Delta} + 2} \right] + \frac{E(E + E_g)}{2m_b s_b^2} + \frac{\hbar^2}{2m_b} k^2 \quad (6)$$

(последнее слагаемое в исследуемой (1 + 2)-мерной системе может рассматриваться как аналог центростремительного потенциала в трехмерной центрально-симметричной задаче) и спиновые члены, описывающие эффекты межзонного перемешивания электростатическим поверхностным потенциалом. Из-за вырождения зоны Γ_8 взаимодействие зоны Γ_6 и легкой ветви зоны Γ_8 с тяжелой ветвью зоны Γ_8 существенно различно и спин-орбитальный член U_{so} и члены U_{r1} и U_{r2} , ответственные за смешивание электрическим полем состояний приповерхностного канала и состояний в объеме полупроводника (при малой щели двумерные состояния зачастую являются резонансными), равно как и безразмерный параметр E_{Δ} , для каналов с s - и p -электронами различаются. Для электронных слоев при $E_g > 0$

$$U_{so}^s = k \frac{\hbar^2}{4m_b} \frac{V'}{E_+} \left[1 - \frac{E_{\Delta} (3E_{\Delta} + 1)}{(E_{\Delta} + 1)(3E_{\Delta} + 2)} \right],$$

$$U_{r1}^s = \frac{\hbar^2}{4m_b} \frac{V''}{E_+} \left[1 - \frac{E_{\Delta}}{(E_{\Delta} + 1)(3E_{\Delta} + 2)} \right],$$

$$U_{r2}^s = \frac{3\hbar^2}{8m_b} \left(\frac{V'}{E_+} \right)^2 \left[1 - \frac{1}{3} \frac{E_{\Delta} (4 + 19E_{\Delta} + 18E_{\Delta}^2)}{(3E_{\Delta} + 2)^2 (E_{\Delta} + 1)^2} \right],$$

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

тогда как для электронных каналов в материалах с $E_g < 0$

$$U_{so}^p = k \frac{\hbar^2}{4m_b} \frac{V'}{E_+} \frac{A_k}{B_k} \times \left[1 - \frac{3E_{\Delta}}{(3E_{\Delta} + 2)} \left(1 - \frac{2}{3E_{\Delta} + 2} \frac{B_k}{A_k} \frac{E_+}{E_-} \right) \right],$$

$$U_{r1}^p = \frac{\hbar^2}{4m_b} \frac{V''}{E_+} \frac{A_k}{B_k},$$

$$U_{r2}^p = \frac{\hbar^2}{4m_b} \left(\frac{V'}{E_+} \right)^2 \frac{A_k}{B_k} \times \left(1 + \frac{1}{2} \frac{A_k}{B_k} + \frac{B_{k1}}{B_k} - \frac{A_{k1}}{A_k} \right),$$

где

$$A_k = 1 + \frac{3(s_b \hbar k)^2}{4E_-^2} \left[1 + \left(\frac{3E_\Delta}{3E_\Delta + 2} \right)^2 \right],$$

$$B_k = 1 - \frac{3(s_b \hbar k)^2}{4E_+ E_-} \left[1 + \frac{3E_\Delta}{3E_\Delta + 2} \right],$$

$$A_{k1} = -\frac{3(s_b \hbar k)^2}{2E_-^2} \frac{E_+}{E_-} \left[1 + \left(\frac{3E_\Delta}{3E_\Delta + 2} \right)^3 \right],$$

$$B_{k1} = \frac{3(s_b \hbar k)^2}{4E_-^2} \times$$

$$\times \left\{ \left[1 + \left(\frac{3E_\Delta}{3E_\Delta + 2} \right)^2 \right] + \frac{E_-}{E_+} \left[1 + \frac{3E_\Delta}{3E_\Delta + 2} \right] \right\},$$

$$E_\Delta = \frac{E_-}{\Delta}.$$

При отсчете энергий от дна зоны Γ_6 для s - и зоны Γ_8 для p -электронов

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

При $\Delta \rightarrow \infty$ множители в квадратных скобках, описывающие эффекты взаимодействия с зоной Γ_7 , равны единице и с точностью до обозначений мы приходим к уравнениям работы [17]. Нетрудно, однако, видеть, что и в другом предельном случае $\Delta \rightarrow 0$ эти множители, за исключением спин-орбитального члена, не претерпевают кардинальных изменений. Для резонансных членов U_{r1} и U_{r2} в случае s -электронов они также равны единице (при самых неблагоприятных значениях $\Delta \approx E_g$ их величина отличается от единицы не более чем на 15%), а для p -электронов увеличиваются не более чем вдвое (в эффективный потенциал входят отношения содержащих такие множители членов). Для клейн-гордоновского потенциала в пределе $\Delta \rightarrow 0$ зависящий от Δ множитель равен $3/2$, что соответствует перенормировке массы m_b 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, рассчитанных без учета спин-орбитального взаимодействия, что подтверждается численными расчетами (см. ниже).

Кардинальные изменения (при не слишком больших значениях Δ) по сравнению с трехзонной моделью испытывают только спин-орбитальные члены $U_{so}^{s,p}$. При малых Δ/E_g потенциалы $U_{so}^{s,p}$ линейны по Δ и в пределе $\Delta \rightarrow 0$ расщепление Рашба исчезает.

Нетрудно видеть, что спин-орбитальный член для s -электронов по структуре аналогичен выражению (в пределе больших E_g совпадает), полученному в виде поправки к однозонному приближению в работах [18, 20] $U_{so}^s = \alpha_m k (dV/dz)$ с параметром

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

$$= \frac{P^2}{3E_g^2} \left[1 - \left(\frac{E_g}{E_g + \Delta} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где в последнем равенстве использовано выражение для эффективной массы $m_b = 3\hbar^2 E_g (E_g + \Delta) / 2P^2 (3E_g + 2\Delta)$.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные самосогласованные расчеты проводились с использованием двух подходов: прямым самосогласованным численным интегрированием уравнения Пуассона и уравнения (5) в ящике размерами, намного превышающими дебаевскую длину экранирования, с нулевыми граничными условиями и в рамках квазиклассического подхода как при квантовании спектра, так и при вычислении поверхностного потенциала. Как отмечено выше, двумерные состояния в инверсионных слоях узкощелевых полупроводников зачастую перекрыты по спектру с состояниями валентной зоны объема, т.е. в формальном отношении являются резонансными. Однако как эксперимент, так и численные расчеты [21] свидетельствуют о крайне слабом их размытии даже в предельном случае $|E_g| = 0$. Физическая причина такого поведения была раскрыта в [22]. Для любого притягивающего потенциала $V(r)$ в клейн-гордоновском потенциале U_{KG} имеется потенциальный барьер, отделяющий двумерные состояния от состояний объема. Для подавляющей части электронов приповерхностного слоя (за исключением состояний вблизи дна двумерных подзон) такой барьер полностью непроницаем, что, как показано в [22], в конечном счете обусловлено несохранением поперечного квазимпульса при туннелировании в состояния объема.

При учете спиновых членов (U_{r1} , U_{r2} и U_{so}) в эффективном потенциале возникает дополнительный вклад с бесконечно высокой потенциальной стенкой со стороны объема, обусловленной сингулярностью в $1/E_+(z)$ (для p -электронов доминирует расположенная ближе к поверхности сингулярность в функции $1/B_k(z)$), — этому, по-видимому,

соответствует несохранение при переходах в состояния объема некоторой «спинорной» характеристики, родственной спиральности в случае дираковских электронов. В результате стационарными оказываются и состояния на дне двумерных подзон. Вклад спинорных членов приводит к сужению приповерхностной потенциальной ямы в эффективном потенциале и, как следствие, к резонансному сдвигу уровней в сторону больших энергий (по сравнению с клейн-гордоновским приближением), наиболее существенному для состояний вблизи дна двумерных подзон. При ненулевых k из-за вклада U_{so} положение нулей $E_+(z)$ и $B_k(z)$ и ширина ямы в эффективном потенциале для двух спиновых ветвей различны, что и обуславливает расщепление спектра. С ростом двумерного квазиимпульса линейный по k потенциал Рашба U_{so} возрастает, однако полюсы в $1/E_+(z)$, $1/B_k(z)$ при этом удаляются от поверхности, в результате чего обусловленный U_{r1} , U_{r2} и U_{so} вклад в эффективный потенциал в области приповерхностной потенциальной ямы, а вместе с этим и отличия в потенциалах для двух ветвей спектра (а, следовательно, и расщепление Рашба) уменьшаются, начиная с некоторых k , и исчезают в пределе больших k .

Поскольку влияние удаленных зон, формирующих дисперсию тяжелых дырок, в исходном гамильтониане в настоящей работе проигнорировано (в уравнении Пуассона использовались экспериментальные значения масс тяжелых дырок), резонансным перемешиванием электронных ветвей канала с состояниями тяжелых дырок объема в рамках рассматриваемой модели пренебрегалось. Последнее, однако, не может дать сколько-нибудь заметного вклада в спектр, поскольку существенно лишь в крайне малой окрестности дна двумерных подзон [23]. Таким образом, в действительности двумерные состояния являются стационарными, а туннельный обмен с состояниями объема (на достаточно высокую скорость такого обмена указывает низкочастотный характер вольт-фарадных характеристик в обоих типах исследованных структур вплоть до частот порядка 10 МГц) и уширение уровней обусловлены процессами рассеяния, а не резонансными механизмами.

Сопоставление результатов численного интегрирования и квазиклассического квантования представляет двойкий интерес. С одной стороны, ранее во многих работах подчеркивалась адекватность квазиклассического описания размерно-квантованного спектра в приповерхностных слоях узкощелевых полупроводников с $E_g > 0$ в рамках двухзон-

ной модели (соответствующие аргументы и ссылки можно найти в [17]). С другой, затраты машинного времени при прямом интегрировании на несколько порядков больше, что практически неприемлемо, например, при моделировании магнитоосцилляционных эффектов. Сразу отметим, что для одинаковых двумерных концентраций результаты двух подходов весьма близки, в том числе и при описании спиновых эффектов. Как в рамках трехзонного, так и в рамках четырехзонного приближения расхождения даже для основной подзоны не превышают 1–2%, что намного меньше типичных экспериментальных погрешностей.

Поскольку в узкощелевых и особенно бесщелевых полупроводниках величина заряда слоя обеднения в инверсионных слоях даже при сильном легировании относительно невелика, вклад электронов в формирование поверхностного потенциала существен уже при небольших заселенностях двумерных подзон. С другой стороны, толщины инверсионного и обедненного слоев в таких структурах близки по величине и обычно используемый подход, при котором поверхностный потенциал рассматривается как сумма самосогласованного потенциала, формируемого электронами инверсионного слоя, и параболического (зачастую линейной его части) потенциала от слоя обеднения, неприемлем, особенно при расчете спинового расщепления, наиболее чувствительного к электрическому полю. При расчетах оба вклада учитывались точно, включая возможную перезарядку легирующей примеси в приповерхностном слое.

При игнорировании члена спин-орбитального взаимодействия, или (что то же самое, ввиду малости эффекта) при усреднении по двум спиновым ветвям, двумерные спектры, равно как и все экспериментально измеряемые параметры двумерных подзон, рассчитанные в рамках четырех- и трехзонной аппроксимаций при одинаковых n_s , практически идентичны (более того, фактически не отличаются от параметров, рассчитанных в двухзонном приближении, т. е. при учете только U_{KG}). Тем же значениям n_s в четырехзонной модели соответствуют, вообще говоря, несколько большие (на 2–5%) изгибы зон V_s (следствие меньшей плотности состояний), однако, поскольку величина V_s не может быть непосредственно измерена, сопоставление имеет смысл именно при одинаковых n_s или n_i , контролируемых экспериментально. Таким образом, отмеченная в разд. 2 адекватность трехзонного приближения в исследованных структурах с $E_g/\Delta \ll 1$ в отношении описания не связанных со спиновым расщеплением экспериментальных

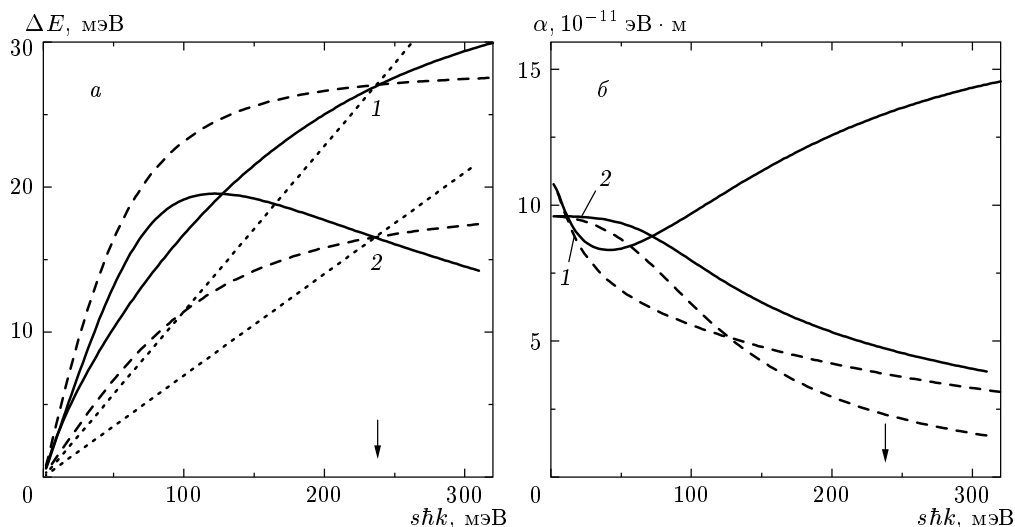


Рис. 3. Рассчитанные в четырехзонной модели энергетическое расщепление (*a*) (сплошные линии — точный расчет, штриховые линии — аппроксимация (4), пунктир — аппроксимации (1), (3)) и параметр Рашба (*б*) (сплошные линии — аппроксимация (4), штриховые линии — аппроксимация (3)) в зависимости от волнового вектора (в энергетических единицах) для основной подзоны образцов SM (1) и SC (2) при $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Стрелки соответствуют $k = k_F$

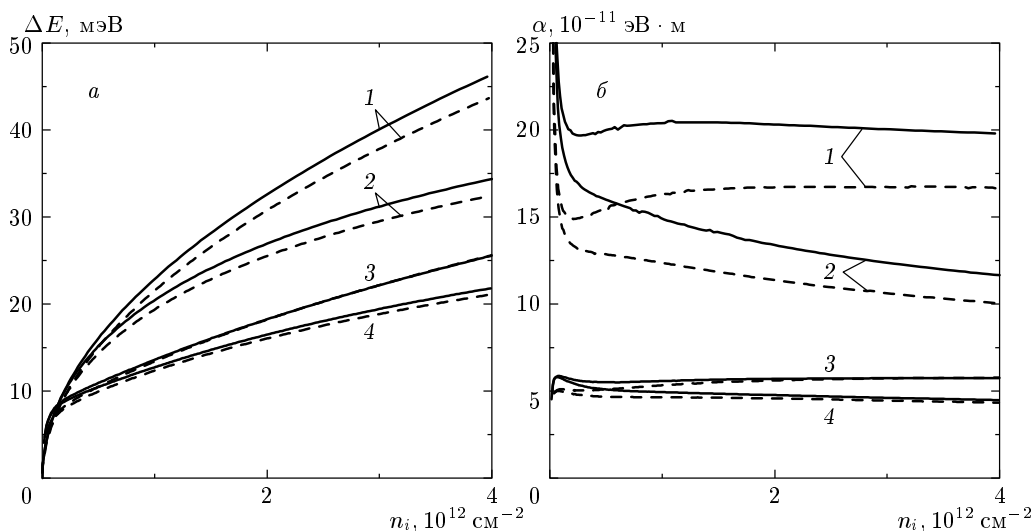


Рис. 4. Концентрационные зависимости расщепления (*a*) и параметра Рашба (*б*) (в аппроксимации (4)), рассчитанные в рамках трехзонной (1, 3) и четырехзонной (2, 4) моделей для основной (сплошные линии) и возбужденной (штриховые линии) подзон для образцов SM (1, 2) и SC (3, 4)

параметров двумерных подзон находит свое подтверждение. Однако в случае более широкозонных материалов — HgTe и особенно InAs — трехзонное приближение, не сказываясь заметно на параметрах заселенности, несколько занижает значения подзонных циклотронных масс.

При малых $|E_g|$ параболическая аппроксимация (1) оказывается совершенно неудовлетворительной

даже при небольших изгибах зон. В то же время подзонные законы дисперсии, рассчитанные без учета спинового расщепления ($U_{so} = 0$), прекрасно описываются кейновским дисперсионным соотношением ((3), (4) с $\alpha = 0$) с массами покоя m_i и подзонными кейновскими скоростями s_i (s_i слабо отличаются от s_b), величины которых однозначно определяются из расчетных значений подзонных фермиев-

ских энергий E_F , квазиимпульсов k_F и циклотронных масс. Вносимая при такой аппроксимации относительная ошибка в актуальном интервале энергий не превышает 1–2 %.

Что касается спинового расщепления, то оно даже качественно не может быть описано не только с помощью аппроксимаций (1), (3) но и при использовании приближения (4). Расщепление не только не линейно по k (для $E_g < 0$ даже при самых малых k) и не просто насыщается при больших k , как это дает (4), а достигая максимума (для случая $E_g > 0$ при k существенно меньших k_F и при $k \sim 3k_F$ для материалов с $E_g < 0$), в дальнейшем уменьшается (рис. 3а). В пределе больших k расщепление практически исчезает в согласии с интуитивным представлением, что в ультрарелятивистском пределе $k \rightarrow \infty$ две ветви спектра должны совпадать. Для сравнения на рис. 3а приведены зависимости $\Delta_R(k)$, даваемые (1), (3) и (4) со значениями α , полученными из шивки аппроксимирующих и расчетного спектров на уровне Ферми. Ясно, что для правильного описания спектра во всем диапазоне энергий феноменологический параметр α в (1), (3) и (4) должен рассматриваться зависящим (по-разному для различных аппроксимаций) от волнового вектора (рис. 3б). Расчеты показывают, что сказанное справедливо и в случае InAs и HgTe — наиболее широкозонных представителей класса узкощелевых материалов. В полупроводниках с близким к параболическому спектром $E_g \gg \Delta$, а поскольку, согласно (7), в этом пределе $U_{so} \propto \Delta/E_g^3$, ожидаемая величина расщепления по крайней мере на 2–3 порядка меньше, чем в исследованных здесь материалах, и вряд ли доступна наблюдению. Таким образом, для всех представляющих интерес материалов параметр Рашба (в отличие от $\Delta n_i/n_i$), ввиду его сильной зависимости от энергии и используемых моделей, не является достаточно хорошей характеристикой эффекта. Что касается его значения на уровне Ферми, которое, как правило, и используется в качестве меры спин-орбитального расщепления, то следует помнить, особенно при сопоставлении величин эффекта в различных материалах и структурах, об отмеченной выше неоднозначности, связанной с неадекватностью используемых феноменологических аппроксимаций для подзонных спектров.

Рассчитанные в рамках трех- и четырехзонной моделей параметры, характеризующие спин-орбитальное расщепление, сопоставляются на рис. 2, 4 для различных заселенностей подзон. Учет зоны Γ_7 приводит к уменьшению энергетического расщепления на уровне Ферми и степени поляризации $\Delta n_i/n_i$,

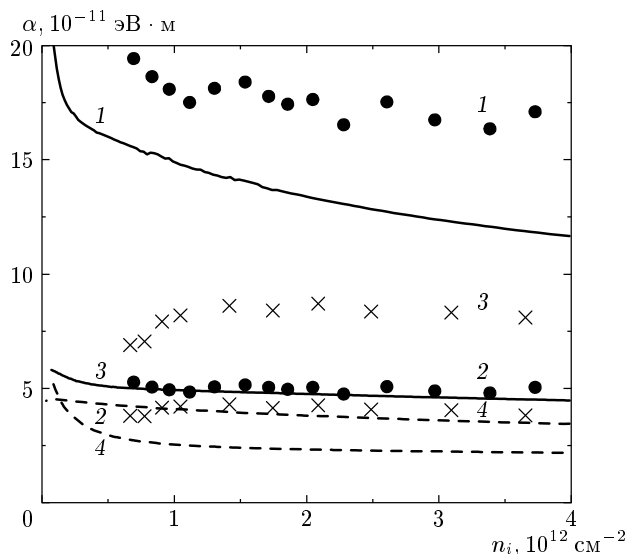


Рис. 5. Концентрационные зависимости параметра Рашба для основной подзоны, рассчитанные из экспериментальных (точки) и теоретических (линии, четырехзонное приближение) заселенностей спиновых субподзон при использовании аппроксимаций (4) (1, 3) и (3) (2, 4) для образцов SM (1, 2) и SC (3, 4)

особенно значительному в случае p -электронов, наиболее сильно взаимодействующих с этой зоной. В результате разница в величинах эффекта между материалами с прямой и инверсной структурой зон по сравнению с аналогичной для трехзонной модели существенно уменьшается, а расхождение с экспериментом усугубляется — экспериментальные значения $\Delta n_i/n_i$ оказываются выше расчетных не только в случае $E_g > 0$, но и в случае $E_g < 0$.

Большие значения $\Delta n_i/n_i$ и параметра Рашба (здесь и далее имеется в виду значение α , аппроксимирующее расщепление на уровне Ферми) в области небольших подзонных концентраций обусловлены большим вкладом в этой концентрационной области электрического поля, связанного со слоем обеднения, что иллюстрируется на рис. 2 сопоставлением с характеризующим этот вклад отношением заряда в слое обеднения N_{dep} к подзонным концентрациям. Это подтверждается и увеличением расчетных величин $\Delta n_i/n_i$ при увеличении концентрации акцепторов. Вне этого интервала $\Delta n_i/n_i$ и α в рамках трехзонной аппроксимации «выходят» на плато, тогда как при четырехзонном рассмотрении несколько уменьшаются с ростом n_i , особенно в случае $E_g < 0$, что согласуется с экспериментальной тенденцией (см. рис. 2, 5). В то же время энергетиче-

ческое расщепление, хотя и сублинейно, увеличивается с ростом n_i (однако отношение Δ_R/E_F также несколько уменьшается). Учет зоны Γ_7 уменьшает разницу в величине расщепления Рашба для различных подзон, не устраняя, однако, отмеченных выше расхождений с экспериментом. Отметим, что если расчетные значения $\Delta n_i/n_i$ в возбужденных подзонах несколько выше, чем в основной при тех же n_i , то Δ_R и α в них меньше, что связано с несколько большими значениями подзонных эффективных масс m_i .

На рис. 5 приведены концентрационные зависимости параметра Рашба на уровне Ферми для основной подзоны, вычисленные из расчетных и экспериментальных значений n_i^- и n_i^+ при различных аппроксимациях для подзонных законов дисперсии. Видно, что обычно используемая линейная по волновому вектору аппроксимация (3) (и тем более параболическое приближение (1)) приводят к значениям α в 2–4 раза меньшим, чем это дает более адекватное приближение (4). Если при этом в первом случае экспериментальные параметры α для образцов с прямой и инверсной структурой зон близки, то в рамках аппроксимации (4) α для материалов с $E_g < 0$ оказывается почти вдвое больше. Отметим, что величины параметров Рашба в исследованной системе существенно превышают (при одинаковых аппроксимациях) их значения в исследованных ранее квантовых ямах InGaAs.

Как эксперимент, так и теоретическое рассмотрение свидетельствуют о слабой чувствительности $\Delta n_i/n_i$ и эффективного параметра Рашба к величине приложенного к MIS-структуре электрического поля, подтверждая простые феноменологические соображения работы [7]. Заметной зависимости можно ожидать лишь в области небольших подзонных концентраций, когда существен вклад слоя обеднения. Величина этого интервала может быть увеличена более сильным легированием полупроводника, однако с точки зрения реализации спинового транзистора, в котором желателен изменять величину расщепления Рашба без существенного изменения двумерной концентрации, предпочтительнее управлять величиной поля обеднения приложением напряжения смещения между инверсионным слоем и объемом полупроводника. В случае узкощелевых полупроводников это, в принципе, может быть реализовано и при актуальных с точки зрения рассматриваемой проблемы низких температурах, ввиду высокой скорости туннельного обмена носителями между приповерхностным слоем и объемом полупроводника.

Причины расхождений между рассчитанными и измеренными величинами эффекта Рашба остаются, вообще говоря, не совсем ясными, хотя имеется несколько механизмов, которые могут приводить к росту величины спин-орбитального расщепления. Хорошо известно, что в двумерных системах величина спинового расщепления (g -фактора) может существенно возрасти за счет многоэлектронных эффектов [24]. Будучи близким по природе, расщепление Рашба также должно перенормироваться за счет корреляционно-обменных поправок. Однако вследствие малости эффективных масс и больших диэлектрических проницаемостей ϵ параметр межэлектронного взаимодействия $r_s = \sqrt{2}m_i e^2 / \epsilon \hbar^2 k_F$ в узкощелевых полупроводниках мал (для исследованных образцов $r_s \approx 0.2$, т. е. при малой кейновской щели $m_i \propto k_F$ и в результате r_s практически не зависит от двумерной концентрации), и такая перенормировка не должна играть критической роли. Расчеты, основанные на результатах работы [25], приводят к увеличению расщепления в обоих образцах только на 5% (как и r_s , эта величина почти не зависит от n_i). Следует, однако, отметить, что эта оценка справедлива при $\Delta_R/E_F \ll r_s$. Расчет, соответствующий случаю $\Delta_R/E_F \gg r_s$ ($r_s \ll 1$), дает для обоих материалов возрастание расщепления на 20%, также практически не зависящее от n_i . Параметры исследованных образцов соответствуют промежуточному случаю $\Delta_R/E_F \approx r_s$, и вопрос о точной величине перенормировки требует более строгого рассмотрения. Важно, однако, что в обоих предельных случаях дополнительное «расталкивание» субподзон Рашба за счет межэлектронного взаимодействия не приводит к дополнительной зависимости расщепления от электронной плотности, в отличие от предсказаний однозонной модели [26].

Другая возможная причина расхождений с экспериментом — дополнительный вклад в расщепление, обусловленный различием граничных условий для разных спиновых компонент волновой функции, как это предполагается для гетероструктур с узкими несимметричными квантовыми ямами. Однако в случае MIS-структур роль этого механизма не может быть, на наш взгляд, существенной. В отличие от полупроводниковых гетероструктур высота барьера на границе с диэлектриком составляет 2–3 эВ, и граничные условия должны быть близкими к нулевым, а тем более должна быть мала разница в граничных условиях для разных спиновых ветвей спектра. Наряду с большой шириной приповерхностной квантовой ямы в MIS-структурах на основе узкощелевых материалов и большой величиной эффекта,

обусловленного полем внутри ямы, это предполагает малость вклада, связанного с поверхностью.

Такой вывод согласуется с оценками [18] для широких квантовых ям в гетероструктурах и находит экспериментальное подтверждение. Нами были исследованы структуры, изготовленные на тех же подложках при различных режимах анодирования, структуры с SiO_2 , Al_2O_3 и пленками Блуджет–Ленгмюра в качестве подзатворного диэлектрика с существенно разными толщинами диэлектрических слоев и величиной встроенного в диэлектрик заряда, однако степень поляризации $\Delta n/n$ при равных заселенностях подзон была одинаковой (амплитуды осцилляций емкости области пространственного заряда могли при этом отличаться в несколько раз) и зависела только от материала подложки. В этой связи хотелось бы отметить, что ввиду аморфной или даже органической природы диэлектрических слоев в MIS-структурах, где описание энергетического спектра изолятора на основе симметричной классификации энергетических зон для полупроводниковой подложки, по существу, бессмысленно, адекватность использования для них методов расчета, разработанных для полупроводниковых гетероструктур и основанных на сшивке кейновских компонент волновых функций, представляется сомнительной. В рамках использованного здесь подхода (восходящего к работам [27, 28]), основанного на сведении исходного матричного уравнения к уравнению шредингеровского типа, особенности спектра кейновского полупроводника (в конечном счете это особенности решеточного потенциала) отражаются в модификации потенциала, который «видит» при своем движении электрон, и допускают ясную (одночастичную, пока мы не ставим вопроса о рождении и рекомбинации электронно-дырочных пар) физическую интерпретацию. Формулирование граничных условий в такой схеме должно, на наш взгляд, опираться на понятия, также имеющие, в конечном счете, одночастичный смысл, и параметры, поддающиеся, в принципе, измерению (работа выхода электрона, высота барьера для электрона и т. п.).

В заключение остановимся на преимуществах исследованной здесь системы с точки зрения создания основанного на эффекте Рашба спинового квантового элемента (вентиль) для «спинтронных» приборов, предлагаемых для реализации идеи создания квантового компьютера. Имея наибольшие среди известных полупроводников значения параметра спин-орбитального взаимодействия и предельно малые эффективные массы, узкощелевые соединения HgCdTe при прочих равных условиях должны обна-

руживать рекордные величины спин-орбитального расщепления двумерного спектра. В полном соответствии с этими интуитивными соображениями полученные в работе расчетные значения величины расщепления на уровне Ферми, равно как и экспериментальные величины $\Delta_R = \nabla_k E \cdot \Delta k_F$, составляют при типичных концентрациях десятки мэВ, а величина эффективного параметра Рашба достигает $(0.5-2) \cdot 10^{-10}$ эВ·м, что почти на порядок выше соответствующих значений в исследованных ранее гетероструктурах ($\Delta_R \sim (0.02-5)$ мэВ, $\alpha \sim (10^{-12}-10^{-11})$ эВ·м). Высокие значения расщепления обеспечивают не только большие углы прецессии θ , но и необходимую модуляцию $\theta \sim \pi$ при меньших относительных вариациях Δk_F (α) за счет изменения напряжения на полевом электроде или/и потенциала двумерного канала относительно квазинейтральной области. Ясно также, что исследованные материалы являются наиболее перспективными для разработки «спинтронных» приборов, работающих при температурах существенно выше гелиевых.

Другой важный с точки зрения реализации спинового транзистора материальный параметр — длина спиновой когерентности $l_s = \sqrt{l v_F \tau_s}$ (l — длина свободного пробега, τ_s — время спиновой релаксации). И в этом отношении узкощелевые полупроводники $\text{A}_{II}\text{B}_{VI}$ имеют преимущества ввиду высоких значений подвижности и фермиевских скоростей, близких к своему предельному для кейновских полупроводников значению $s_b \approx 10^8$ см/с. Экспериментальные оценки τ для двумерного газа в HgCdTe нам неизвестны, однако есть основания полагать, что соответствующие величины не должны сильно отличаться от InAs — большие значения α в HgCdTe могут компенсироваться малостью эффективных масс. Отметим также, что представленные результаты демонстрируют не только более высокие параметры, но и их большую предсказуемость в спиновом транзисторе на основе HgCdTe в рамках MIS-архитектуры по сравнению с архитектурой приборов на основе слоистых гетероструктур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (проект Е00-3.4-278), фонда US CRDF (грант REC-005) и в рамках программы «Университеты России».

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Wissinger, U. Rössler, R. Winkler et al., Phys. Rev. B **58**, 15375 (1998); P. Pfeffer and W. Zawadzki,

- Phys. Rev. B **59**, R5312 (1999); P. Pfeffer, Phys. Rev. B **59**, 15902 (1999); R. Winkler, Phys. Rev. B **62**, 4245 (2000); D. Grundler, Phys. Rev. B **63**, 161307(R) (2001); M. V. Entin and L. I. Magarill, Phys. Rev. B **64**, 085330 (2001).
2. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner et al., Phys. Rev. B **63**, 245305 (2001); C. H. Rowe, J. Nehls, R. A. Stradling et al., Phys. Rev. B **63**, 201307(R) (2001); В. Б. Божевольнов, И. М. Иванкив, В. Ф. Раданцев, А. М. Яфясов, ЖЭТФ **119**, 154 (2001); C. M. Hu, J. Nitta, A. Jensen et al., Phys. Rev. B **63**, 125333 (2001).
 3. S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
 4. Э. И. Рашба, ФТТ **2**, 1224 (1960).
 5. F. J. Ohkawa and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Jap. **53**, 1325 (1974).
 6. Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, J. Phys. C **17**, 6039 (1984).
 7. В. Ф. Раданцев, ЖЭТФ **96**, 1793 (1989).
 8. J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang et al., Phys. Rev. B **41**, 7685 (1990).
 9. B. Das, S. Datta, and R. Reifenberger, Phys. Rev. B **41**, 8278 (1990).
 10. M. A. Skvortsov, Письма в ЖЭТФ **67**, 118 (1998).
 11. D. Grundler, Phys. Rev. Lett. **86**, 1058 (2001).
 12. L. W. Molenkamp and G. Schmidt, Phys. Rev. B **64**, 121202(R) (2001).
 13. G. Engels, J. Lange, Th. Schäfers et al., Phys. Rev. B **55**, 1958 (1997); J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 1335 (1997); C. M. Hu, J. Nitta, T. Akazaki et al., Phys. Rev. B **61**, 7736 (1999);
 14. Т. И. Дерябина, Г. И. Кулаев, В. Ф. Раданцев, ФТП **24**, 1182 (1990); M. Schultz, F. Heinrichs, U. Merkt et al., Semicond. Sci. Technol. **11** 1168 (1996); Dirk Grundler, Phys. Rev. Lett. **84**, 6074 (2000).
 15. T. Matsuyama, R. Kürsten, C. Meißner et al., Phys. Rev. B **61**, 15588 (2000).
 16. J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers et al., Phys. Rev. B **57**, 11911 (1998).
 17. V. F. Radantsev, T. I. Deryabina, G. I. Kulaev et al., Phys. Rev. B **53**, 15756 (1996).
 18. E. A. De Andrada, E. Silva, G. C. La Rocca et al., Phys. Rev. B **55**, 16293 (1997).
 19. V. F. Radantsev, A. M. Yafyasov, and V. B. Bogevolnov, Semicond. Sci. Technol. **16**, 320 (2001).
 20. Л. Г. Герчиков, А. В. Субашнев, ФТП **26**, 131 (1992).
 21. A. Ziegler and U. Rossler, Europhys. Lett. **8**, 543 (1989).
 22. V. F. Radantsev, Semicond. Sci. Technol. **8**, 394 (1993).
 23. V. A. Larionova and A. V. Germanenko, Phys. Rev. B **55**, 13062 (1997).
 24. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 494 (1982).
 25. G. H. Chen and M. E. Raikh, Phys. Rev. B **60**, 4826 (1999).
 26. W. Hausler, Phys. Rev. B **63**, 121310(R) (2001).
 27. Я. Б. Зельдович, В. С. Попов, УФН **105**, 403 (1971).
 28. А. Б. Мигдал, В. С. Попов, Д. Н. Воскресенский, ЖЭТФ **72**, 834 (1977).