

Спиновые состояния электронов в двойной квантовой точке в двумерном топологическом изоляторе со спин-орбитальным взаимодействием

© А.А. Суханов, В.А. Сабликов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 141190 Фрязино, Россия

E-mail: AASukhanov@yandex.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2019 г.

Принята к публикации 29 апреля 2019 г.

Изучены спектры и спиновая структура состояний двух взаимодействующих электронов, локализованных в двойной квантовой точке в двумерном топологическом изоляторе при наличии спин-орбитального взаимодействия. Найдено, что в такой системе может быть реализован синглет-триплетный переход в основном состоянии без магнитного поля. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению поляризованных триплетных уровней и к антикроссингу при пересечении одного из них с синглетом.

Ключевые слова: топологические изоляторы, спин-орбитальное взаимодействие, синглет-триплетный переход, квантовая точка.

DOI: 10.21883/FTP.2019.09.48134.17

1. Введение

Вопрос о спине основного состояния взаимодействующих электронов представляет собой фундаментальную проблему в квантовой физике небольшого числа частиц, имеющую большое значение для создания спин-поляризованных состояний и для реализации спиновых кубитов на квантовых точках [1,2]. Спиновое состояние локализованных электронов определяется балансом зависящих от спина компонентов энергии системы, к которым прежде всего относится обменное взаимодействие, но и не только оно, так как прямое взаимодействие, взаимодействие с потенциалом, формирующим связанные состояния, и кинетическая энергия также зависят от спина. Наибольший интерес вызывает модельная система двух электронов. В этом случае имеется четкий результат, который связывают с именем Вигнера. Согласно теореме Вигнера, основное состояние является синглетом при любом парном взаимодействии, не зависящем от спина [3]. Поэтому синглет-триплетный переход возможен только при наличии магнитного поля. Другой не менее известный классический результат относится к системе достаточно большого количества электронов. Это полуэмпирическое правило Хунда [4,5], согласно которому наименьшей энергией обладает состояние с наибольшим спином. Вопрос о том, при каком количестве электронов это правило применимо, не имеет определенного ответа, но известно, что в случае двух электронов оно несправедливо. Тем не менее триплетное состояние все же удается сделать основным, если двух-электронная система связана с близко расположенной дополнительной квантовой точкой, содержащей большое количество электронов. Электроны в большой квантовой точке служат посредниками, благодаря которым увеличивается обменное взаимодействие рассматриваемых электронов [6,7].

Такие выводы сделаны для систем с обычным спектром. Однако применительно к современным топологически нетривиальным электронным системам проблема спина основного состояния и синглет-триплетных переходов мало исследована. Мы изучили ее для двух электронов в системах с двухзонным спектром в топологической и тривиальной фазах в двумерных (2D) системах [8]. Было установлено, что в топологической фазе теорема Вигнера при определенных условиях нарушается и основное состояние двух электронов может стать поляризованным триплетом.

В настоящей работе изучены эффекты, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), связанным с пространственной асимметрией, в двойной квантовой яме в 2D топологическом изоляторе (ТИ). Показано, что СОВ приводит к значительной перестройке триплетных состояний, но при несильном СОВ сохраняются четко выраженные переходы между измененными синглетным и триплетными состояниями. Интересно, что поляризованные триплеты расщепляются на два состояния и соответственно имеются два таких перехода, причем антикроссинг происходит только при пересечении одного из триплетных уровней с синглетом. Исследована спиновая структура состояний в изолированной квантовой яме и в двухъямной структуре и обсуждена природа синглет-триплетного перехода.

2. Модель двойной квантовой ямы

Электроны в двойной квантовой яме в 2D ТИ описываются гамильтонианом

$$H = H_{\text{ТИ}} + V_A(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_A|) + V_B(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_B|), \quad (1)$$

где $H_{\text{ТИ}}$ — гамильтониан электрона в ТИ, который мы представим в виде суммы стандартного гамильтониана

$H_{\text{ВНЗ}}$ модели ВНЗ [9] и гамильтониана СОВ $H_{\text{СОВ}}$:

$$H_{\text{ТИ}} = H_{\text{ВНЗ}} + H_{\text{СОВ}}. \quad (2)$$

Гамильтониан модели ВНЗ в безразмерной форме имеет вид

$$H_{\text{ВНЗ}} = \begin{pmatrix} h(\hat{k}) & 0 \\ 0 & h^*(-\hat{k}) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $h(\hat{k}) = (\mu - \hat{k}^2)\hat{\tau}_z + a(\hat{k}_x\hat{\tau}_x + \hat{k}_y\hat{\tau}_y)$, $\hat{\tau}_i$ — матрицы Паули для псевдоспина, энергия нормирована на массовый член в гамильтониане $|M|$, а импульс на $\sqrt{|M/B|}$, $\mu = M/|M|$, $a = A/\sqrt{|MB|}$. Здесь величины A , M и B — параметры модели ВНЗ [9]. Параметр μ определяет топологическую ($\mu = -1$) и тривиальную ($\mu = 1$) фазы.

В этой работе мы приняли во внимание СОВ, обусловленное пространственной асимметрией с учетом асимметрии как в объеме [10], так и на интерфейсе [11]. Оба вида СОВ приводят к качественно близким результатам в спектрах, но образующиеся спиновые текстуры различаются направлением спинов. В первом случае гамильтониан СОВ записывается в виде

$$H_{\text{СОВ}} = \Delta\hat{\tau}_y \oplus \hat{\sigma}_y, \quad (4)$$

где Δ — постоянная СОВ.

Потенциалы квантовых ям V_A и V_B для простоты будем считать одинаковыми, $V_A = V_B = V$, а векторами \mathbf{R}_A и \mathbf{R}_B обозначим положение ям.

Состояния двух взаимодействующих электронов описываются гамильтонианом

$$H(1, 2) = H(1) \oplus H(2) + U(1, 2)I_{16}, \quad (5)$$

где $H(1)$ и $H(2)$ — приведенные выше одночастичные гамильтонианы электронов, обозначенных 1 и 2, $U(1, 2)$ — потенциал парного взаимодействия, I_{16} — единичная матрица. Двухчастичная волновая функция описывается спинором 16 ранга.

Для нахождения спектра и волновых функций предположим, что расстояние d между квантовыми ямами достаточно велико, так чтобы конфигурационное расщепление уровней квантовых ям, обусловленное туннелированием электронов между потенциальными ямами, и электрон-электронное взаимодействие можно было учесть по теории возмущений. При этом в качестве базисных функций возьмем двухчастичные волновые функции, составленные как антисимметризованные произведения одночастичных волновых функций гамильтониана изолированных квантовых ям (A и B).

Эти одночастичные волновые функции определяются гамильтонианом

$$H_0 = H_{\text{ТИ}} + V(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_{A,B}|), \quad (6)$$

в котором $H_{\text{ТИ}}$ — гамильтониан модели ВНЗ с включенным в него СОВ (см. уравнение (2)) и V — потенциал изолированных квантовых ям.

Уравнение Шредингера с гамильтонианом (6) решается по методике, представленной нами в работах [12,13]. Основным в этой методике является допущение, что потенциал квантовой точки сильно локализован, так что волновая функция в области локализации потенциала изменяется мало. В результате удается аналитически найти волновые функции электрона локализованного в яме. Уровни энергии и волновые функции определяются безразмерными параметрами ν , Λ и $\delta/|M|$.

Параметр $\nu = |B|^{-1} \int V(r)d^2\mathbf{r}$ — определяет амплитуду потенциала квантовой ямы, а $\Lambda = \sqrt{|M/B|}/l$ — отношение характерной длины в модели ВНЗ к ширине l области локализации потенциала. Кроме того энергия состояний зависит от параметра гибридизации электронной и дырочной зон (a).

Так же как и в случае отсутствия СОВ, при каждом знаке потенциала квантовой ямы в 2D ТИ могут возникать два состояния — одно электронного, а другое дырочного типов — с разными энергиями. Каждое из этих состояний двукратно вырождено, так как в силу симметрии обращения времени каждое такое состояние представляет крамеровскую пару. Таким образом, одночастичные волновые функции представляются четырехкомпонентными спинорами, которые характеризуются индексом e или h , обозначающим электронный или дырочный тип состояния, и индексом α или β , обозначающим состояние крамеровской пары.

Несложный анализ и сравнение с численными расчетами показывают, что теория возмущений при расчете туннельного расщепления уровней квантовых ям справедлива при достаточно большом расстоянии между ямами, $d > 6\sqrt{|B/M|}$ в широком диапазоне значений параметра СОВ Δ .

Двухчастичные базисные функции нулевого приближения, на которых строится теория возмущений для электрон-электронного взаимодействия, формируются одночастичными волновыми функциями $\Psi_{n\gamma}(\mathbf{r})$, найденными по теории возмущений для двух туннельным образом связанных ям

$$\Psi_{n\gamma, n\gamma'}^{(0)}(1, 2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [\Psi_{n\gamma}(1) \otimes \Psi_{n\gamma'}(2) - \Psi_{n\gamma'}(1) \otimes \Psi_{n\gamma}(2)]. \quad (7)$$

Здесь индекс $n(m)$ обозначает симметричные (s) или антисимметричные (a) двухъямные волновые функции для состояний электронного или дырочного типов, а $\gamma, \gamma' = (\alpha, \beta)$ — индексы состояний крамеровской пары.

Дальнейшее упрощение задачи возможно, если мы ограничимся рассмотрением всего одной пары одночастичных уровней, образовавшейся при туннельном расщеплении одного уровня в изолированной квантовой яме. Такое упрощение оправдано, если квантовая яма достаточно узкая и расстояние между ямами достаточно велико. Условия для этих упрощений обсуждены в работе [8] и соответствуют приведенному выше неравенству $d > 6\sqrt{|B/M|}$.

В этом случае одночастичные состояния в связанных ямах классифицируются только как симметричные (связывающие) и антисимметричные (антисвязывающие), которые мы обозначим индексами s и a соответственно. В результате имеем шесть базисных двухчастичных волновых функций

$$(\Psi_{s\alpha,s\beta}^{(0)}, \Psi_{s\alpha,a\beta}^{(0)}, \Psi_{a\alpha,s\beta}^{(0)}, \Psi_{s\alpha,a\alpha}^{(0)}, \Psi_{s\beta,a\beta}^{(0)}, \Psi_{a\alpha,a\beta}^{(0)})^T. \quad (8)$$

Далее для простоты они нумеруются одним индексом $j = (1, 6)$.

Волновая функция гамильтониана (5) представляется в виде

$$\Psi(1, 2) = \sum_{j=1}^6 C_j \Psi_j^{(0)}(1, 2). \quad (9)$$

Используя уравнения (5) и (9), нетрудно получить однородную систему уравнений для коэффициентов C_j , детерминант которой определяет спектр. Матрицу детерминанта и матричные коэффициенты мы не приводим из-за того, что они слишком громоздки. Результаты расчета приведены далее.

3. Спектр и синглет-триплетный переход

В топологической фазе 2D ТИ короткодействующий потенциал $V(r)$ создает два уровня при любом знаке потенциала в отличие от тривиальной фазы, когда в рамках модели ВНЗ имеется только один уровень для потенциала любого знака [12,13].

Локализованные состояния, соответствующие этим уровням, классифицируются как электроноподобные и дырочноподобные. Они существенно различаются распределением электронной плотности и плотности компонент спинорной волновой функции. В двойной квантовой яме эти уровни расщепляются на два вследствие конфигурационного взаимодействия ям. Мы рассматриваем каждую пару образовавшихся уровней отдельно, полагая, что они достаточно разнесены по энергии, а расщепление каждой пары, напротив, мало. Свойства двухчастичных спектров, порождаемые каждым из этих уровней, существенно отличаются. Так, при положительном потенциале синглет-триплетный переход возможен только для дырочноподобных состояний [8]. Поэтому только они и будут рассмотрены далее.

Энергетический спектр имеет 6 уровней ε_j . Мы изучили их зависимость от амплитуды потенциала электрон-электронного взаимодействия u , нормированного как и потенциал ям на $|M|$, и выяснили, какие эффекты возникают благодаря СОВ и к чему приводит совместное действие СОВ и электрон-электронного взаимодействия. На рис. 1 представлен спектр, рассчитанный для СОВ, обусловленного объемной асимметрией [10], с параметром $\Delta = 0.2$, определенным как в работе [10] и нормированным на $|M|$.

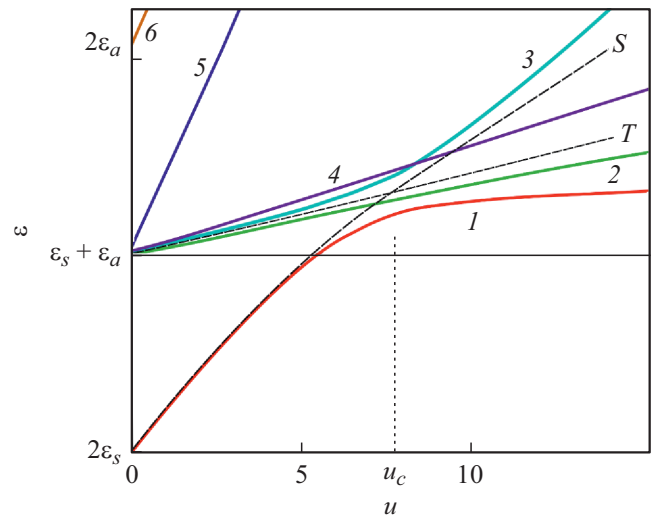


Рис. 1. Двухчастичный спектр электронов в двойной симметричной квантовой яме при наличии СОВ. Расчеты проведены для параметров $\nu = 20$, $\Lambda = 3$, $a = 2$, $\Delta = 0.2$, $d = 8$.

В задаче имеются три характерные энергии: $2\varepsilon_s$, $\varepsilon_a + \varepsilon_s$ и $2\varepsilon_a$, которые определяют спектр при отсутствии СОВ и электрон-электронного взаимодействия. Здесь ε_s и ε_a — энергии симметричного и антисимметричного одночастичных состояний. В этом предельном случае уровни классифицируются обычным образом: линия 1 — синглет $|s \uparrow s \downarrow\rangle$; 2 и 3 — поляризованные триплеты $|s \uparrow a \uparrow\rangle$ и $|s \downarrow a \downarrow\rangle$; 4 — неполяризованный триплет, составленный из состояний $|s \uparrow a \downarrow\rangle$ и $|s \downarrow a \uparrow\rangle$; 5 — синглет, составленный из состояний $|s \uparrow a \downarrow\rangle$ и $|s \downarrow a \uparrow\rangle$; 6 — синглет $|a \uparrow a \uparrow\rangle$. В связи с такой привычной терминологией необходимо заметить, что в рассматриваемом случае она не вполне точна. Дело в том, что в модели ВНЗ не сохраняется полный спин, так как оператор S^2 не коммутирует с гамильтонианом. Определенное значение имеет только S_z . Поэтому при ненулевом взаимодействии между электронами нет трехкратно вырожденного по спину состояния. Имеется только двукратно вырожденное, которое часто тоже называют триплетом.

При увеличении амплитуды взаимодействия u в отсутствие СОВ происходит смешивание синглетных состояний $|s \uparrow s \downarrow\rangle$ и $|a \uparrow a \downarrow\rangle$, состояния $|s \uparrow a \uparrow\rangle$ и $|s \downarrow a \downarrow\rangle$ остаются вырожденными, а также изменяются составы в смеси состояний $|s \uparrow a \downarrow\rangle$ и $|s \downarrow a \uparrow\rangle$, образующих неполяризованный триплет и синглет. При этом синглет $|s \uparrow s \downarrow\rangle$, обозначенный линией 1, пересекает триплеты (2 и 3), как это было показано ранее [8]. Поведение этих термов показано пунктирами S и T на рис. 1. Нетривиальная особенность состоит в том, что при критическом значении $u = u_c$ происходит пересечение синглетного и триплетного термов. При $u > u_c$ триплетное состояние становится основным и, таким образом, теорема Вигнера нарушается. Заметим, что такое поведение термов

возможно только при инверсии зонного спектра, т.е. только в топологической фазе, причем при небольших значениях параметра гибридизации a ($a < 10$), когда система достаточно далека от точки топологического перехода.

Критическая для синглет-триплетного перехода величина u_c зависит от потенциала v квантовых ям, так что пересечение термов и синглет-триплетный переход могут быть реализованы путем изменения потенциала v .

Эффект СОВ состоит прежде всего в том, что дважды вырожденный триплетный уровень (пунктир T) расщепляется на два уровня (кривые 2 и 3). Вблизи точки синглет-триплетного перехода происходит расталкивание (антикроссинг) синглетного уровня и верхнего уровня расщепленного триплета.

Интересно, что все проекции спиновой плотности S_i в состояниях, образовавшихся при расщеплении дважды вырожденного триплетного уровня (линии 2 и 3 на рис. 1), равны нулю: $\Psi_{j=2,3}^+(\mathbf{r})S_i\Psi_{j=2,3}(\mathbf{r}) = 0$, т.е. образовавшиеся двухэлектронные состояния не поляризованы.

4. О механизме перестройки основного состояния

Ответ на вопрос о том, какое состояние двух электронов — с параллельными или противоположными спинами — энергетически выгоднее, определяется соотношением между зависящими от спина компонентами энергии, к которым в рассматриваемой системе прежде всего относится обменная энергия и энергия прямого кулоновского взаимодействия. Важны также и энергия взаимодействия электрона с зарядами, формирующими квантовую яму, и кинетическая энергия, но в случае квантовых ям с сильно локализованным потенциалом, находящихся на достаточно большом расстоянии друг от друга, эти последние компоненты не так существенны.

Зависимость энергии взаимодействия электронов от спина связана с наличием нескольких компонент спинора, описывающего данное состояние, которые имеют различные пространственные распределения для разных спиновых конфигураций. В обычной ситуации, для которой установлена теорема Вигнера, рассматриваются электроны в системе с однозонным спектром и состояния описываются спинором второго ранга. В этом случае спектр эволюционирует при увеличении амплитуды потенциала электрон-электронного взаимодействия следующим образом. Энергия нижнего синглета возрастает из-за увеличения энергии кулоновского отталкивания. Энергия поляризованных триплетов растет значительно медленнее из-за того, что энергия отталкивания в значительной мере компенсируется обменным взаимодействием. Однако с ростом межэлектронного взаимодействия обменная энергия уменьшается и в пределе $u \rightarrow \infty$ перестает играть роль, так что синглетный и триплетный термы асимптотически сближаются, но не пересекаются [14].

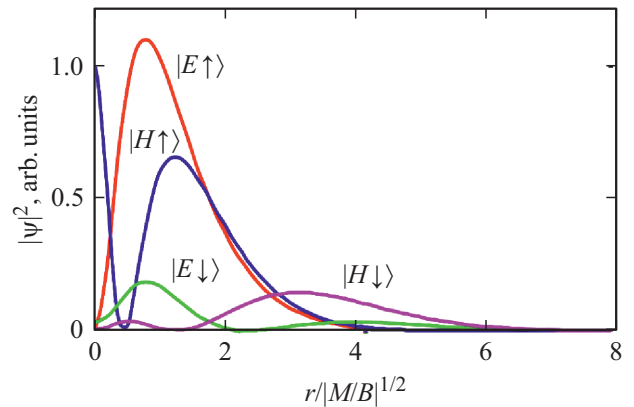


Рис. 2. Радиальное распределение компонент спинора дырочноподобного состояния электрона, локализованного в изолированной квантовой яме. Для компонент со спином (\downarrow) масштаб увеличен в 4 раза. Расчеты проведены для параметров: $a = 2$, $\Lambda = 4$, $\Delta = 0.2$, $v = 40$. Энергия связанного состояния $\varepsilon = 0.3289$.

В изучаемой нами системе одночастичные волновые функции имеют четыре компоненты, соответствующие двум направлениям спина и двум базисным орбиталям. В модели ВНЗ базис образуется состояниями электронной и дырочной зон с разными угловыми моментами: $\{|E, 1/2\rangle, |H, 3/2\rangle, |E, -1/2\rangle, |H, -3/2\rangle\}$. Энергии прямого W_C и обменного W_{ex} взаимодействий электронов, описываемых волновыми функциями $\Psi(\mathbf{r}_1) = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)^T$ и $\Phi(\mathbf{r}_2) = (\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)^T$, имеют вид

$$W_C = \iint d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 \Psi^+(\mathbf{r}_1)\Psi(\mathbf{r}_1)U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)\Phi^+(\mathbf{r}_2)\Phi(\mathbf{r}_2),$$

$$W_{ex} = \iint d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 \Psi^+(\mathbf{r}_1)\Phi(\mathbf{r}_1)U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)\Phi^+(\mathbf{r}_2)\Psi(\mathbf{r}_2).$$

Очевидно, что наличие псевдоспиновых компонент существенно изменяет величины как прямого, так и обменного взаимодействия и их зависимость от спинов, особенно если учесть, что величина обменных интегралов определяется не только спиновыми, но и псевдоспиновыми компонентами.

Вклад компонентов спинора волновой функции в зарядовую и спиновую плотности, которые обычно ассоциируются с прямым и обменным взаимодействием, проще всего продемонстрировать на примере связанного состояния в случае одной изолированной квантовой ямы. На рис. 2 приведено радиальное распределение компонент $|\psi_{i=(1,4)}(\mathbf{r})|^2$ для связанного состояния дырочного типа. Распределение спиновой плотности приведено на рис. 3. Компонента спиновой плотности S_z (рис. 3, a), нормальная к плоскости системы, изменяется с расстоянием немонотонно и при удалении от центра даже изменяет знак. Тангенциальная компонента намного меньше по величине, но она все же имеется и изменяется с

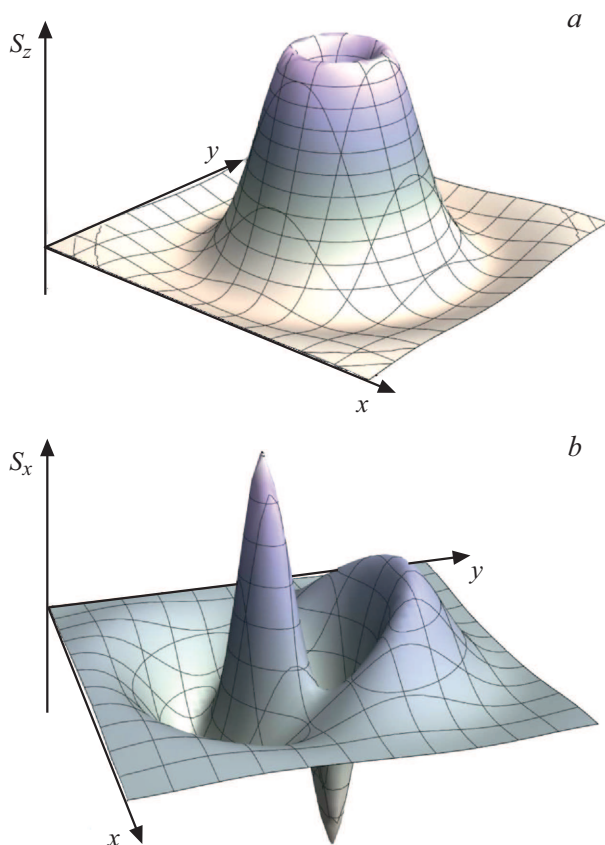


Рис. 3. Распределение S_z (a) и S_x (b) компонент спиновой плотности электрона, локализованного в изолированной квантовой яме, в дырочноподобном состоянии. Для компоненты S_x масштаб увеличен в 20 раз. Используются те же параметры, как и на рис. 2.

расстоянием совершенно необычным образом, как это показано на рис. 3, b для компоненты S_x .

Очевидно, что необычные по сравнению с тривиальной системой распределения плотности заряда и плотности спина могут привести к значительному изменению величин как прямого, так и обменного взаимодействий электронов в двух ямах, с чем и связано нарушение теоремы Вигнера.

5. Заключение

Проведенные нами расчеты показывают, что с ростом амплитуды электрон-электронного взаимодействия синглетный и триплетный термы при определенных условиях пересекаются, если СОВ отсутствует. При слабом СОВ происходит расщепление триплета. При этом один из расщепленных уровней пересекается с синглетом, тогда как для другого имеет место анти-кроссинг. Формально в расчетах, проведенных в настоящей статье по теории возмущений, из-за наличия псевдоспиновых компонент спинора обменное взаимодействие описывается тремя матричными элементами в

отсутствие СОВ и шестью при его наличии, а прямое взаимодействие в обоих случаях — только тремя. Все вместе они и определяют энергии разных спиновых конфигураций.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ РАН и при поддержке Программы Президиума РАН № 13 „Основы высоких технологий и использование особенностей наноструктур в науках о природе“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C. Kloeffer, D. Loss. *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.*, **4**, 51 (2013).
- [2] D.D. Awschalom, L.C. Bassett, A.S. Dzurak, E.L. Hu, J.R. Petta. *Science*, **339**, 1174 (2013).
- [3] E. Lieb, D. Mattis. *Phys. Rev.*, **125**, 164 (1962).
- [4] R.J. Boyd. *Nature*, **310**, 480 (1984).
- [5] W. Kutzelnigg, J.D. Morgan III. *Z. Phys. D*, **36**, 197 (1996).
- [6] F.K. Malinowski, F. Martins, T.B. Smith, S.D. Bartlett, A.C. Doherty, P.D. Nissen, S. Fallahi, G.C. Gardner, M.J. Manfra, C.M. Marcus, F. Kuemmeth. *Phys. Rev. X*, **8**, 011045 (2018).
- [7] K. Deng, F.A. Calderon-Vargas, N.J. Mayhall, E. Barnes. *Phys. Rev. B*, **97**, 245301 (2018).
- [8] V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov. *Phys. Rev. B*, **98**, 115423 (2018).
- [9] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. *Science*, **314**, 1757 (2006).
- [10] M. König, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, T. Hughes, C.-X. Liu, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **77**, 031007 (2008).
- [11] S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-W. Luo, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **91**, 081302 (2015).
- [12] V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov. *Phys. Status Solidi RRL*, **8**, 853 (2014).
- [13] V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov. *Phys. Rev. B*, **91**, 075412 (2015).
- [14] Y. Gindikin, V.A. Sablikov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23** (17), 175601 (2011).

Редактор А.Н. Смирнов

Spin states of electrons in a double quantum dot in a two-dimensional topological insulator with spin-orbit interaction

A.A. Sukhanov, V.A. Sablikov

Fryazinsky Branch of Kotelnikov Institute
of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141190 Fryazino, Russia

Abstract We study spectra and spin structure of quantum states of two interacting electrons localized in a double quantum dot in a two-dimensional topological insulator in the presence of spin-orbit interaction. It was found that in such a system a singlet-triplet transition in the ground state can be realized without any magnetic field. The spin-orbit interaction leads to the splitting of polarized triplet levels and to the avoided crossing of the singlet level and one of triplets.