

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ПОГРАНИЧНЫХ СОСТОЯНИЯХ

М.В.Кисин

*Саратовский филиал института радиотехники и электроники АН СССР
410720, Саратов*

Поступила в редакцию 11 февраля 1991 г.

Проведена оценка величины спиновой поляризации $\langle S \rangle_0$ двумерного тока пограничных электронов в HgTe. $\langle S \rangle_0$ не содержит малого параметра спин-орбитальной связи, поскольку невырожденный спектр пограничных состояний формируется именно спин-орбитальным взаимодействием.

Спин-орбитальное взаимодействие двумерных электронов с нецентросимметричным полем гетерограницы как правило учитывается в однозонном эффективном гамильтониане следующим образом ¹:

$$\hat{H} = \frac{\vec{K}^2}{2m^*} + \alpha \hat{\sigma} [\vec{K} \times \vec{n}]. \quad (1)$$

Здесь \vec{n} - вектор нормали к гетерогранице, $\hat{\sigma}$ - матрицы Паули, \vec{K} - двумерный импульс носителя заряда. При типичных уровнях заполнения подзон отношение спинового расщепления спектра на уровне Ферми к величине энергии Ферми $\delta = \alpha K_F / E_F$ является малым параметром. В случае невырожденного спектра крамерсовская корреляция спинового состояния электрона с направлением его двумерного импульса $E \uparrow (\vec{K}) = E \downarrow (-\vec{K})$ приводит к возможности спиновой поляризации электронной подсистемы продольным электрическим током ². Полученная в ² в рамках модели (1) величина наведенного спина, отнесенная к числу неравновесных электронов, дает значение поляризации $\langle S \rangle = \delta$. Таким образом, спиновая поляризация мала в меру малости δ .

Известно, однако, что для полупроводниковых материалов, в состав которых входят атомы тяжелых элементов, существует альтернативная возможность реализации невырожденной двумерной электронной подсистемы ^{3,4}. Решения такого типа - пограничные состояния (ПС) - появляются при сшивке на гетерогранице волновых функций, отвечающих матричным гамильтонианам с различающимися зонными параметрами, и, как правило представляют собой комбинацию состояний разных зон, смешанных сильным возмущающим потенциалом гетерограницы. При достаточной величине вклада спин-орбитального взаимодействия в формирование зонных параметров квазичастиц, например, при значительном спин-орбитальном расщеплении валентной зоны, в энергетическом спектре гетерограницы могут появиться невырожденные ветви, происхождение которых нельзя связать со слабым спиновым расщеплением имеющих объемных ветвей спектра по типу (1). Фактически, невырожденные ПС формируются именно сильным спин-орбитальным взаимодействием на гетерогранице, причем зачастую при данном импульсе \vec{K} в спектре присутствует только одна компонента спинового дублета ⁴. Ясно, что величина спиновой поляризации электронов в таких состояниях должна определяться зонными параметрами ПС и не должна содержать малого параметра δ . В простейшем случае параболического спектра ПС спиновая поляризация будет определяться средним значением спина в отдельном пограничном состоянии $\langle S \rangle_0$.

Параболический спектр ПС, по-видимому, может реализоваться в гетеропереходах CdTe - HgTe или CdTe- α Sn. Уровень Ферми такой системы, связанный с потолком валентной зоны бесщелевого полупроводника (представление Γ_8), проходит глубоко в запрещенной зоне CdTe ($\Delta_v \sim 350$ мэВ), поэтому в небольшом энергетическом интервале вблизи E_F волновую функцию ПС можно считать сосредоточенной целиком в бесщелевом полупроводнике, занимающем область $x > 0$. Матричный гамильтониан Латтинжера ⁵ размерности 4×4 , описывающий спектр носителей заряда в представлении Γ_8 , в отсутствие проникновения волновой функции под барьер, следует дополнить нулевыми граничными условиями на каждую из четырех компонент огибающей волновой функции Ψ . Для определения спиновой поляризации удобно выбрать систему координат с осями $x \parallel \vec{n}$ и $y \parallel \vec{K}$, в которой согласно (1) будут расщепляться спиновые состояния с противоположной z -поляризацией. Поскольку $\hat{k}_z \Psi = 0$, то гамильтониан Латтинжера \hat{H}_L можно привести к субдиагональному виду

$$\hat{H}_L = (\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma)\hat{k}^2 - 2\gamma(\hat{K}\hat{J})^2 =$$

$$= \begin{bmatrix} \hat{H}_1 & 0 \\ 0 & \hat{H}_{-1} \end{bmatrix}; \quad \hat{H}_\mu = \begin{bmatrix} (\gamma_1 + \gamma)\hat{k}^2 & \sqrt{3}\gamma\hat{k}_{-\mu}^2 \\ \sqrt{3}\gamma\hat{k}_\mu^2 & (\gamma_1 - \gamma)\hat{k}^2 \end{bmatrix}; \quad \begin{matrix} \hat{k} = -i\vec{\nabla} \\ \hat{k}_\mu = \hat{k}_x + i\mu\hat{k}_y. \end{matrix} \quad (2)$$

Четыре вырожденные собственные функции оператора \hat{J} углового момента $3/2$, используемые в качестве базиса представления Γ_8 , выбраны в виде

$$\begin{cases} |\frac{3}{2} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY) \uparrow; & |-\frac{1}{2} \rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}[(X - iY) \uparrow + 2Z \downarrow]_{\mu=1} \\ |-\frac{3}{2} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(X - iY) \downarrow; & |\frac{1}{2} \rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}[(X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow]_{\mu=-1} \end{cases}, \quad (3)$$

что соответствует представлению матриц \hat{J}_α в виде следующего прямого произведения

$$\hat{J}_\alpha = \hat{\sigma}_\alpha \times \hat{j}_\alpha; \quad \hat{j}_x = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & -1 \end{bmatrix}; \quad \hat{j}_y = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & 1 \end{bmatrix}; \quad \hat{j}_z = \begin{bmatrix} \frac{3}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Квантовое число $\mu = \pm 1$, характеризующее поляризацию состояния, является собственным значением оператора зеркального отражения в плоскости векторов \vec{n} и \vec{K} . Нулевые граничные условия $\Psi(x=0) = 0$ не смешивают спиновые состояния с разной четностью μ . Это, впрочем, будет касаться любых граничных условий метода огибающей, использующих только параметры объемных гамильтонианов и не затрагивающих микроструктуру границы раздела. Однако, если плоскость (xy) служит также плоскостью симметрии кристалла, то предположение о сохранении граничными условиями четности μ является вполне допустимым. Решение задачи (2) при этом существенно упрощается и дает параболическую ветвь невырожденных ПС электронного типа ^{6,7}, представленную на рисунке. Двукратно вырожденные объемные ветви спектра электронов $E_e = (\gamma_1 + 2\gamma)K^2 = K^2/2m_e$ и тяжелых дырок $E_h = (\gamma_1 - 2\gamma)K^2 = -K^2/2m_h$ показаны на рисунке пунктиром (в бесщелевом полупроводнике $2\gamma > \gamma_1$). При $\vec{K} \uparrow \uparrow y$ ПС существует только для одного знака $\mu = +1$. При выбранном расположении слоев гетероструктуры вторая субматрица гамильтониана $\hat{H}_{(-1)}$ даст решения в виде ПС при $\vec{K} \uparrow \downarrow y$. Волновые функции Ψ_μ найденных ПС переходят друг в друга при обращении времени

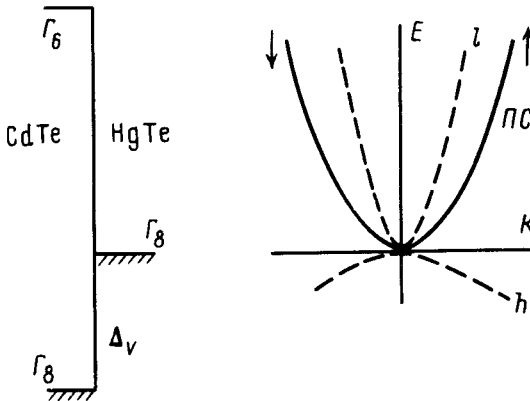
и образуют крамеров дублет:

$$\Psi_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{1+B^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix}_{\mu} (e^{-q_e x} - e^{-q_h x}) e^{iK_y y}, \quad (5)$$

где $B = \frac{\sqrt{3} + \sqrt{\beta}}{\sqrt{3\beta - 1}}$; $q_e = \frac{\mu K}{2} (1 + \sqrt{3\beta})$; $q_h = \frac{\mu K}{2} (\sqrt{\frac{3}{\beta}} - 1)$, а $\beta = m_e/m_h$ - отношение масс электрона и тяжелой дырки в бесщелевом полупроводнике. Поскольку гамильтониан (2) коммутирует с оператором $[\vec{r} \times \hat{k}] + \hat{J}$, то матричный оператор \hat{J} играет роль спина квазичастицы и его среднее значение в пограничном состоянии (5) будет определять поляризацию

$$\langle J_x \rangle = \langle J_y \rangle = 0; \quad \langle J_z \rangle = \frac{\mu}{1+B^2} \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} B^2 \right) = -\text{sign}(K_y) \sqrt{\beta} \frac{\sqrt{3} - \sqrt{\beta}}{1 + \sqrt{\beta}}. \quad (6)$$

При повороте вектора \vec{K} на угол θ в плоскости гетерограницы $\langle J_x \rangle_{\theta} = \langle J_x \rangle_{\theta=0} \cos \theta$, $\langle J_y \rangle_{\theta} = \langle J_x \rangle_{\theta=0} \sin \theta$. Отметим, что состояния Ψ_{μ} переходят друг в друга при поворотах $\theta = \pm \pi$. Экстремальное значение $\langle J_x \rangle = 0,5$ при $\beta = 1/3$. В HgTe $\beta = 0,063$ и $\langle J_x \rangle = 0,35$.



Величина $\langle J_x \rangle$, однако, не характеризует именно спиновую поляризацию, поскольку согласно (3) включает в себя также среднее значение микроскопического орбитального момента дырки. Спиновую поляризацию $\langle \sigma_z/2 \rangle$ найдем, проводя усреднение по орбитальным частям базисных функций в (3). Получим

$$\langle \frac{\sigma_x}{2} \rangle = \langle \frac{\sigma_y}{2} \rangle = 0; \quad \langle \frac{\sigma_z}{2} \rangle = \langle \frac{J_x}{3} \rangle. \quad (7)$$

Какая из величин, $\langle J_x \rangle$ или $\langle \frac{\sigma_x}{2} \rangle$ будет играть роль $\langle S \rangle_0$, зависит от конкретной схемы эксперимента. Например, в структуре типа планарного полевого транзистора, содержащей ферромагнитные контакты истока и стока, намагниченные в направлении z и играющие роль поляризатора и анализатора⁸, невзаимность в передаче тока будет определяться, по-видимому, спиновой поляризацией $\langle \frac{\sigma_x}{2} \rangle$, тогда как в экспериментах с поляризованным светом основным параметром является средний полный момент $\langle J_x \rangle$. Возможность эффективной инжекции из ферромагнитных электродов подтверждена в последнее время экспериментально⁹.

Необходимо отметить, что управление спиновой поляризацией в гетероструктурах возможно не только с помощью продольного тока. Восстановление инверсионной симметрии в двойной гетероструктуре (квантовой яме) подразумевает, в частности, что ПС с противоположной спиновой поляризацией и с тем же двумерным импульсом реализуются на второй гетерогранице структуры. Волновые функции компонент такого спинового дублета будут связаны произведением операторов инверсии и обращения времени, при этом максимумы спиновой плотности оказываются пространственно разделены. Ясно, что в этих условиях поперечное электрическое поле, индуцированное, например, затворным барьером Шоттки, будет приводить к снятию восстановленного вырождения и к спиновой поляризации потока электронов от истока к стоку. Двойная гетероструктура позволяет также за счет квантового размерного эффекта отстроиться от влияния неполяризованных объемных состояний l -зоны.

Литература

1. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 66.
 2. Edelstein V.M. Solid State Comm., 1990, 73, 233.
 3. Сурис Р.А. ФТП, 1986, 20, 2008.
 4. Кисин М.В. ФТП, 1989, 23, 292.
 5. Luttinger J.M. Phys. Rev., 1956, 102, 1030.
 6. Дьяконов М.И., Хаецкий А.В. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 115.
 7. Кисин М.В. ФТП, 1990, 24, 1983.
 8. Datta S., Das B. Appl. Phys. Lett., 1990, 56, 665.
 9. Осипов В.В., Виглин Н.А., Кочев И.В., Самохвалов А.А. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 996.
-