

А.О. АБОЯН

**РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СТРУКТУРНЫХ НАРУШЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ**

Теоретически обоснован и экспериментально реализован рентгеноинтерферометрический метод определения плотности радиационных точечных дефектов в зависимости от дозы и глубины проникновения электронного облучения с использованием трехкристального интерферометра, изготовленного из совершенного монокристалла кремния с отражающими плоскостями (110). По муаровым картинам определены относительные деформации и вычислена плотность радиационных дефектов в зависимости от дозы облучения быстрыми электронами энергией 4,5 МэВ.

Ключевые слова: интерферометр, монокристалл кремния, плотность радиационных дефектов, доза облучения, муаровые картины.

УДК 661.681

Р.М. МОВСЕСЯН, А.С. СААКЯН, А.Н. КОЧАРЯН

**ЭФФЕКТЫ НЕКОЛЛИНЕАРНОСТИ В ОДНОМЕРНОМ
СПИН-ЗАВИСИМОМ РАССЕЯНИИ**

Решена задача 1D – рассеяния спин-поляризованной волны на финитном барьере. Векторы поляризации падающей волны и намагниченности барьера, вообще говоря, не располагаются в одной плоскости. Исследованы зависимости поляризации рассеянных волн от степеней свободы, определяющих ориентацию намагниченности барьера.

Ключевые слова: спин-поляризованная волна, конечный магнитный барьер, спин-зависимое рассеяние, коэффициенты прохождения и отражения, переориентация вектора поляризации.

1. Известные спинтронные явления – GMR, TMR, Valve effect и т.д. [1-3] – обусловлены спин-зависимым транспортом. Общность систем, в которых они проявляются, это существование в них выделенных направлений, обуславливающих появление новых магнитных и спиновых степеней свободы. Одним из примеров может служить система, содержащая два магнитных слоя нанотолщины. Потенциальный профиль ее содержит два магнитных барьера с неколлинеарными намагниченностями [4]. Система обладает всеми указанными выше свойствами. Кроме того, в ней возможен эффект, аналогичный известному в оптике эффекту Малюса: неколлинеарность намагниченностей приводит к тому, что в резонансе прохождения должны проявляться ярко выраженные модуляционные эффекты. В [5] рассмотрена аналогичная, но более простая система, состоящая из одного

магнитного барьера. Подобные явления должны проявляться при рассеянии поляризованной волны на ней.

2. Здесь рассмотрено рассеяние спин-поляризованной волны на одиночном магнитном барьере. В отличие от рассмотренного в [5] случая, намагниченность барьера обладает двумя компонентами – параллельно интерфейсу (B) и перпендикулярно ему ($B_\perp$), так что полное магнитное поле ($\vec{B}_0 = \vec{B} + \vec{B}_\perp$) и вектор поляризации падающей волны, вообще говоря, не располагаются в одной плоскости (простейший случай неколлинеарности). В силу этого свойства системы описываются теперь уже двумя степенями свободы – это угол между $\vec{B}$ и осью z (ось квантования) и безразмерное магнитное поле $\eta = B_\perp/B$. Исследованы зависимости поляризаций рассеянных волн от X и z , выбранных в плоскости интерфейса, y – перпендикулярно ему. Предполагаемые наноразмеры магнитных слоев позволяют исключить из гамильтониана слагаемые, обуславливающие орбитальное движение электрона в области барьера.

3. Точные выражения для амплитуд прохождения и отражения получаются методом трансфер-матрицы для неколлинеарных систем [4]:

$$\begin{aligned} T_{\uparrow\uparrow} &= t_1 \cos^2(\xi/2) + t_2 \sin^2(\xi/2), \quad T_{\downarrow\downarrow} = t_1 \sin^2(\xi/2) + t_2 \cos^2(\xi/2), \\ T_{\uparrow\downarrow} e^{i\varphi} &= T_{\downarrow\uparrow} e^{-i\varphi} = \frac{1}{2}(t_1 - t_2) \sin \xi. \end{aligned} \quad (1)$$

Точно такие же выражения получены для амплитуд отражения R_{ij} ($i, j = \uparrow, \downarrow$) с заменой t_i на r_i ($i = 1, 2$). В (1) t_i являются амплитудами прохождения (отражения), когда магнитное поле барьера совпадает с осью квантования: $t_\ell = t(E \mp \gamma B_0)$, $r_\ell = r(E \mp \gamma B_0)$, $t(E)$ и $r(E)$ – амплитуды для скалярного барьера (без учета зеемановского расщепления). Кроме того,

$$\cos \xi = \sin \alpha \cos \theta, \quad \sin \varphi = \cos \alpha (1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \theta)^{-1/2}, \quad \sin \alpha = (1 + \eta^2)^{-1/2}, \quad \eta = B_\perp/B,$$

где θ – угол между $\vec{B}$ и осью z (угол неколлинеарности). В дальнейшем величина (B) считается фиксированной. Неколлинеарность системы приводит к двухканальному рассеянию – без переворота и с переворотом спина. Это и определяет поведение поляризаций рассеянных волн. Отметим, что коэффициенты прохождения и отражения волны с амплитудой $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ равны

$$D = |t_1|^2 \cos^2(\xi/2) + |t_2|^2 \sin^2(\xi/2), \quad R = |r_1|^2 \cos^2(\xi/2) + |r_2|^2 \sin^2(\xi/2). \quad (2)$$

В области надбарьерного рассеяния возможно резонансное прохождение на одной из групп зеемановски-расщепленных значений энергии, при этом либо $|t_1|^2 = 1$, либо $|t_2|^2 = 1$. В первом случае $D = |t_2|^2 + (1 - |t_1|^2) \cos^2(\xi/2)$, а в случае экспоненциальной малости $|t_2|^2 - D \approx \cos^2(\xi/2)$, т.е. спин-оптический эффект Малюса проявляется и в этом случае.

Неколлинеарность системы приводит к тому, что все три компоненты векторов поляризации рассеянных волн оказываются отличными от нуля:

$$\begin{aligned} P_{Tx} &= \frac{T_{\uparrow\uparrow} T_{\uparrow\downarrow}^* + T_{\uparrow\uparrow}^* T_{\uparrow\downarrow}}{D}, & P_{Ty} &= i \frac{T_{\uparrow\uparrow} T_{\uparrow\downarrow}^* - T_{\uparrow\uparrow}^* T_{\uparrow\downarrow}}{D}, & P_T &= \frac{|T_{\uparrow\uparrow}|^2 - |T_{\uparrow\downarrow}|^2}{D}, \\ P_{Rx} &= \frac{R_{\uparrow\uparrow} R_{\uparrow\downarrow}^* + R_{\uparrow\uparrow}^* R_{\uparrow\downarrow}}{R}, & P_{Ry} &= i \frac{R_{\uparrow\uparrow} R_{\uparrow\downarrow}^* - R_{\uparrow\uparrow}^* R_{\uparrow\downarrow}}{R}, & P_R &= \frac{|R_{\uparrow\uparrow}|^2 - |R_{\uparrow\downarrow}|^2}{R}, \end{aligned} \quad (3)$$

где третьи компоненты P_T и P_R суть степени поляризации рассеянных волн.

4. Рассмотрим прежде всего поведение степеней поляризации P_T и P_R .

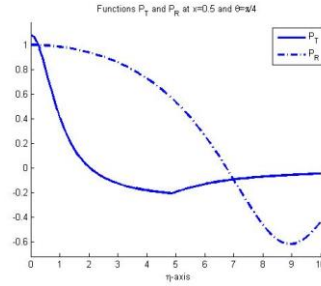


Рис. 1

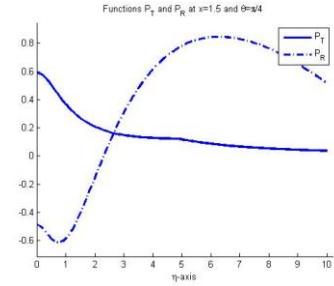


Рис. 2

На рис.1 и 2 показаны зависимости P_T и P_R от параметра η при условии, что угол $\theta = \pi/4$ как в подбарьерной области энергии ($\epsilon = \varepsilon/V_0 = 0,5$, где V_0 – высота барьера), так и в надбарьерной области ($\epsilon = 1,5$). С ростом η P_T убывает в обеих областях энергий, а в области очень больших η ($\eta > 5$) – асимптотически стремится к нулю, т.е. z - поляризация прошедшей волны исчезает. P_R в подбарьерной области убывает до значения $-0,6$, т.е. происходит неполная переполаризация отраженной волны, достигает минимума и затем увеличивается в области очень больших поперечных полей $B_\perp$ ($\eta > 9$).

В надбарьерной области P_R убывает до минимального отрицательного значения $-0,6$ ($\eta=1$), затем растет, достигая частичной, но достаточно большой z - поляризации $0,8$ ($\eta=6$), и потом опять убывает. Итак, зависимость P_R от η немонотонная и сопровождается переполаризацией отраженной волны.

На рис.3 и 4 показана зависимость z - поляризации рассеянных волн в надбарьерной области от угла неколлинеарности при слабых ($\eta=0,5$) и сильных ($\eta=5$) поперечных полях. Из этих рисунков видно, что в слабом поперечном поле z - поляризация отраженной волны не меняется – волна остается полностью поляризованной. Нет зависимости от θ и в больших полях, однако волна оказывается частично поляризованной ($P_R \approx 0,54$).

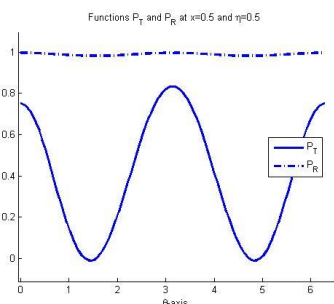


Рис. 3

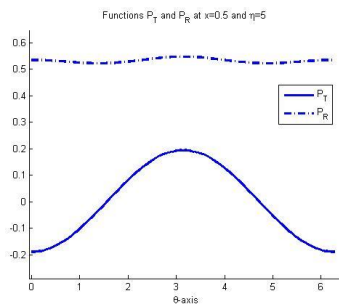


Рис. 4

P_T является периодической функцией θ с амплитудой, равной 0,8. С ростом η амплитуда колебаний уменьшается, а период существенно увеличивается.

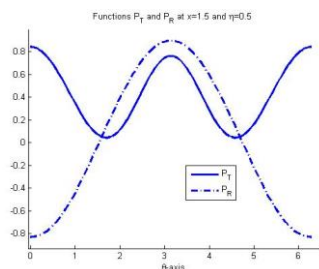


Рис. 5

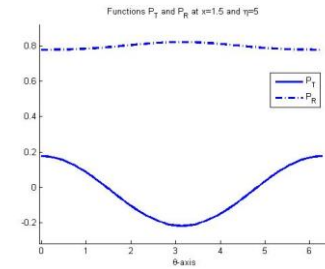


Рис. 6

На рис.5 и 6 показаны зависимости P_T и P_R от θ в надбарьерной области в слабых ($\eta = 0,5$) и сильных ($\eta = 5$) поперечных полях. В слабом поле ($\eta = 0,5$) характер осцилляций P_T не меняется, однако в сильном поле ($\eta = 5$), хотя осцилляции остаются, но максимум (рис.4) сменяется на минимум, и амплитуда уменьшается примерно в два раза. В слабом поле P_R осциллирует с большими периодом и амплитудой – происходит Z - переполаризация отраженной волны. В сильном поле осцилляции оказываются сильно подавленными.

На рис.7 представлена зависимость y – компоненты векторов поляризации рассеянных волн от параметра η в подбарьерной области. P_{Ty} увеличивается с ростом η и в области ($\eta = 4$) выходит на плато – прошедшая волна оказывается полностью поляризованной. P_{Ry} остается неизменной и равной нулю до значений ($\eta = 7$) и затем убывает, достигая при ($\eta \approx 11$) значения -1 – отраженная волна оказывается y - поляризованной, а y - поляризация направлена против $\vec{B}_\perp$.

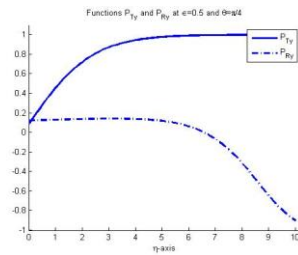


Рис. 7

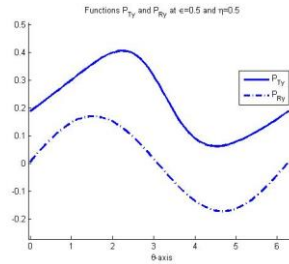


Рис. 8

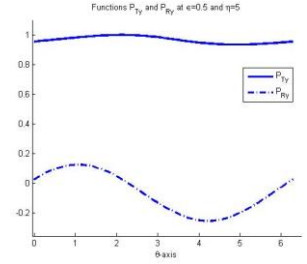


Рис. 9

На рис. 8 и 9 показана зависимость P_{Ty} и P_{Ry} от угла неколлинеарности θ . В слабых полях ($\eta = 0,5$) P_{Ty} является осциллирующей функцией θ , в сильных ($\eta = 5$) эти осцилляции оказываются полностью подавленными, а прошедшая волна полностью поляризована. P_{Ry} является осциллирующей функцией θ , причем величина поля не оказывает существенного влияния на осцилляции. Описанная картина поведения P_{Ty} и P_{Ry} качественно сохраняется и в надбарьерной области.

Заключение. Проведено исследование поляризации рассеянных волн в случае, когда внутреннее магнитное поле, кроме продольной компоненты, параллельной интерфейсу, имеет и поперечную компоненту, перпендикулярную ей. При этом мы считали B – заданной и исследовали зависимость поляризаций от отношения

$\eta = B_{\perp}/B$. Исследованы зависимости P_T и P_R от η при фиксированных значениях энергии рассеяния ($\epsilon = 0,5$ – подбарьерное рассеяние и $\epsilon = 1,5$ – надбарьерное рассеяние, $\theta = \pi/4$), а также зависимость P_T и P_R от θ при фиксированных значениях поперечных полей η ($\eta = 0,5$ – слабые поля, $\eta = 5$ – сильные поля). Обнаружена следующая тенденция: с ростом η происходит убывание степеней поляризации рассеянных волн; при этом осцилляции их подавляются – уменьшаются их амплитуды и растут периоды. В некоторых случаях осцилляции могут полностью подавляться. С другой стороны, исследование поведения P_{Ty} и P_{Ry} от указанных величин, во-первых, подтверждает эти результаты, во-вторых, четко показывает, что при очень больших η рассеянные волны оказываются у-поляризованными со степенями поляризации $+1$ и -1 соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Grunberg P.** Nobel lecture: from spin waves to giant magnetoresistance and beyond // Rev.Mod. Phys. -2008.-Vol.80.-P.1531.
2. **Fert A.** Nobel lecture: origin, development, and future of spintronics // Rev.Mod.Phys.-2008.-Vol.80.-P.1517.
3. **Brataas A., Bauer G., Kelly P.** Non-collinear magnetoelectronics // Phys. Rep.- 2006.-Vol.427.-P.157.
4. **Kocharyan A., Sahakyan A., Movsesyan R.** Spinpolarizing properties of heterostructures with magnetic nano elements // JMMM.-2010.-Vol.322.-P.19.
5. **Sahakyan A., Movsesyan R., Kocharyan A.** The manifestation of one-dimensional noncollinear spin-dependent scattering on magnetized nano-element structures // Journ. Nanopart. Res.- 2014.-Vol.16.-P.2198.

Ռ.Մ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա.Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Ա.Ն. ՔՈՉԱՐՅԱՆ

ՈՉ ԿՈԼԻՆԵԱՐՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ՄԻԱԶԱՓ ՍՊԻՆ-ԿԱԽՅԱԼ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լուծված է վերջավոր արգելքի վրա սպին-բևեռացված ալիքի միաչափ ցրման խնդիրը: Ընկնող ալիքի բևեռացման և արգելքի մագնիսացման վեկտորները, ընդհանուր առմամբ, ընկած չեն նույն հարթության մեջ: Հետազոտված են ցրված ալիքների բևեռացման կախվածությունները այն ազատության աստիճաններից, որոնցով որոշվում է արգելքի մագնիսացման կողմնորոշումը:

Առանցքային բառեր. սպին-բևեռացված ալիք, վերջավոր մագնիսական արգելք, սպինային կախվածությամբ ցրում, անցման և անդրադարձման գործակիցներ, բևեռացման վեկտորի վերակողմնորոշում:

R.M. MOVSESYAN, A.S. SAHAKYAN, A.N. KOCHARYAN

THE NONCOLLINEARITY EFFECTS IN ONE-DIMENSIONAL SPIN-DEPENDENT SCATTERING

The problem of 1D-scattering of spin-polarized wave on the finite barrier is solved. The polarization vectors of the incident wave and the magnetization of the barrier, in general, are not located in one plane. The dependences of the scattered waves' polarization on the degrees of freedom that define the orientation of the magnetization of the barrier are investigated.

Keywords: spin-polarized wave, finite barrier, spin-dependent scattering, transmission and reflection coefficients, reorientation of polarization vector.

УДК 538.975

С.Л. АРУТЮНЯН, А.А. ДЖИВАНЯН, О.Г. ДЕМИРЧЯН

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ НАНОСЛОЕ В РАМКАХ МОДЕЛИ ПОТЕНЦИАЛА ВУЛКАНО ПРИ НАЛИЧИИ ПРОДОЛЬНОГО ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА
(Гюмри)

Исследованы особенности электронных состояний в цилиндрическом нанослое при наличии продольного дополнительного потенциала с конечным радиусом действия. Установлено однозначное соответствие между геометрическими и квантовомеханическими характеристиками нанослоя.

Ключевые слова: нанослой, локализация, радиус, эффективная толщина.

Введение. В последнее время сильно возрос интерес к изучению физических свойств двумерного электронного газа на искривленной поверхности полупроводника в таких моделях, как квантовый цилиндр, квантовая сфера, нанотрубки различной геометрии. Проведены также эксперименты на фасетированных поверхностях структур $GaAs/GaAlAs$, содержащих двумерный электронный газ [(см., напр., [1-5])].

В большинстве теоретических работ, посвященных исследованию физических свойств цилиндрических нанослоев, обычно с самого начала предполагается, что носители зарядов локализованы на поверхности нанослоев (см., напр., [3-5]), тем самым пренебрегается конечность толщины образца. При описании широкого круга явлений такой подход во многом оправдан, однако при этом теряется уникальное свойство квантового цилиндра – комбинация характерных физических особенностей квантовой нити и квантовой пленки [6].

Другая особенность указанного цикла работ заключается в том, что дополнительный потенциал, образуемый при росте наноструктуры, обычно моделируется либо прямым [4,5] (проходящим по образующей цилиндра), либо протя-