

Документ подписан простой электронной подписью

Информация о владельце:

ФИО: Локтионова Оксана Геннадьевна

Должность: проректор по учебной работе

Дата подписания: 11.10.2024 16:13:06

Уникальный программный ключ: 0b817ca911e6668abb13a5d426d39e5f1c11eabbf73e947df4a4851fd356d089

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Юго-Западный государственный университет»
(ЮЗГУ)

Кафедра нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики



ФИЗИКА НАНОСИСТЕМ

Методические указания к выполнению практических работ для
студентов направления подготовки
28.04.01 «Нанотехнология и микросистемная техника»

Курск 2024

УДК 001.89

Составители: И.В. Локтионова

Рецензент

Доктор физико-математических наук, профессор А.П. Кузьменко

Физика наносистем: методические указания для практических работ студентов направления подготовки 28.04.01 «Нанотехнология и микросистемная техника» / Юго-Зап. гос. ун-т; сост.: И.В. Локтионова - Курск, 2024. -31 с.

Методические указания содержат весь необходимый материал для выполнения практических работ по дисциплине «Физика наносистем». Приведены теоретические основы, концептуальные и прикладные задачи.

Материал предназначен для студентов направления подготовки 28.04.01 «Нанотехнология и микросистемная техника», а также будет полезен студентам всех других направлений подготовки, изучающих дисциплины нанотехнологического цикла.

Текст печатается в авторской редакции

Подписано в печать 9.10.24 Формат 60x84 1/16.

Усл. печ. л. 0,76. Уч.- изд. л. 0,68. Тираж экз. Заказ 1115

Бесплатно.

Юго-Западный государственный университет.

305040, Курск, ул. 50 лет Октября, 94

СОДЕРЖАНИЕ

Размерное квантование.....	4
Задачи по теме «размерное квантование».....	10
Прохождение частиц через потенциальный барьер.....	11
Задачи по теме « рассеяние частиц на потенциале в виде ступеньки»..	14
Квантовый эффект холла.....	16
Задачи по теме «эффект холла».....	18
Спинтроника.....	22
Задание по теме «гигантское магнетосопротивление».....	30
Дополнительная литература.....	31

РАЗМЕРНОЕ КВАНТОВАНИЕ

Квантовые мембраны, нити и капли

Низкоразмерными структурами называются твердые тела, в которых движение электронов (или других частиц и квазичастиц) ограничено хотя бы в одном направлении. Следствием этого ограничения является так называемый эффект размерного квантования. Проиллюстрируем этот эффект на примере тонкой металлической пленки толщиной l_z .

При комнатной температуре и в отсутствие внешних электрических полей подавляющее большинство свободных электронов металла не в состоянии выйти за пределы пленки. Объясняется это тем, что свободные электроны удерживаются положительно заряженными ионами кристаллической решетки. Чтобы покинуть пленку, электрон должен иметь энергию, достаточную для того, чтобы преодолеть силы притяжения ионов, однако в обычных условиях эту энергию взять неоткуда.

Это означает, что пленка играет для электронов роль потенциальной ямы шириной l_z и глубиной Φ , которая равняется работе выхода электрона из металла. Работа выхода электрона для большинства металлов представляет величину порядка 4-5 эВ, что значительно превышает среднюю кинетическую энергию электронов при комнатной температуре ($kT \approx 0,025$ эВ). Следовательно, в хорошем приближении можно принять, что потенциальная яма для электронов в пленке является бесконечно глубокой.

В квантовой механике показывается, что энергия электрона в такой яме принимает строго определенные значения, т.е. квантуется. Соответствующие волновые функции и значения энергии электрона определяются формулой:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* l_z^2} n^2 \quad (1)$$

где m^* - так называемая эффективная масса электрона? а число n принимает значения 1, 2, 3.

Введение понятия эффективной массы позволяем рассматривать электроны проводимости в металлах и полупроводниках как газ свободных квазиэлектронов. Иначе говоря, приписав электронам эффективную массу, можно тем самым учесть их взаимодействие с кристаллической решеткой, что существенно упрощает дальнейшее рассмотрение. Конечно, массы квазиэлектронов отличаются от масс обычных электронов. Более того, эффективные массы могут быть не только положительными, но и отрицательными.

Из (1) следует, что приближение бесконечно глубокой потенциальной ямы применимо, если для основного (т.е. первого) уровня энергии удовлетворяется условие $E_1 \ll \Phi$. Учитывая (1), находим, что оно будет выполнено, если

$$l_z \gg \frac{\hbar\pi}{\sqrt{2m^*\Phi}} \quad (2)$$

Принимая $m^* = 0,1 \cdot m_0 = 0,09 \cdot 10^{-30}$ кг и $\Phi = 5,0$ эВ = $5,0 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж, из выражения (2) получаем

$$l_z \gg \frac{1,054 \cdot 10^{-34} \cdot 3,14}{\sqrt{2 \cdot 0,09 \cdot 10^{-30} \cdot 5,0 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}} = 0,87 \cdot 10^{-9} \text{ м} \approx 1 \text{ нм} \quad (3)$$

Заметим, что условие (3) легко реализуется на практике во всех реальных микро- и наноскопических устройствах.

Квантование энергии электрона «тонкой пленке касается только движения электрона в направлении оси z , т.е. в направлении, перпендикулярном к плоскости пленки. В плоскости xy движение электронов ничем не ограничивается, а потому электроны перемещаются так же, как и в обычном массивном материале. Таким образом, полная энергия электронов в тонкой пленке имеет смешанный дискретно-непрерывный спектр (рис. 1)

$$E = E_n + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*}, \quad (4)$$

где p_x и p_y - составляющие импульса электрона в плоскости пленки.

Обратим внимание на то, что электроны, имеющие одинаковую энергию движения E_n в направлении оси z , могут иметь произвольную (от

нуля и выше) энергию движения в плоскости $xу$. Такая система непрерывно расположенных энергетических состояний, соответствующих определенному значению квантового числа n , называется подзоной размерного квантования.

Предположим, что все электроны находятся в подзоне, связанной с уровнем энергии E_1 . Пусть также $E_2 - E_1, \gg kT$. Тогда вероятность рассеяния любого электрона на примесях или на колебаниях кристаллической решетки, в результате которого он перейдет в другую подзону, связанную с уровнем энергии E_2 , будет очень мала. В этой ситуации при рассеянии электронов могут изменяться только составляющие их импульсов в плоскости $xу$. Как следствие, движение электронов будет таким же, как движение частиц в двумерном газе.

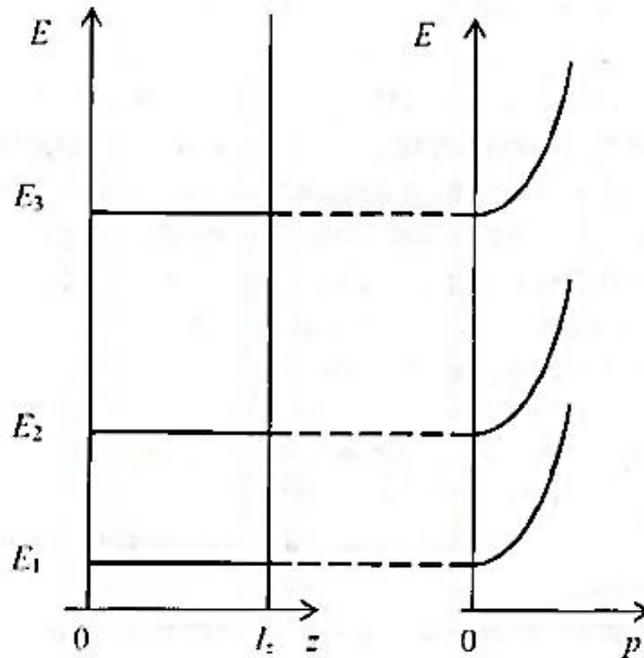


Рис. 1. Энергетический спектр электрона в тонкой пленке. Здесь p импульс электрона в плоскости пленки.

Ограничение движения частиц в низкоразмерной структуре, приводящее к появлению дискретных уровней энергии и ненулевой минимальной энергии, называется квантовым ограничением. В твердотельных структурах ограничение может наблюдаться в одном, двух и трех направлениях. Количество направлений, в которых не наблюдается квантовое ограничение, принимается за критерий при классификации низко-

размерных структур. Такие подразделяются на три группы: квантовые пленки, или мембраны (двумерные, или $2D$ -структуры), квантовые провода, или нити (одномерные или $1D$ -структуры), квантовые точки, или капли (нульразмерные, или $0D$ -структуры). Схематически все эти структуры показаны на рис.2.

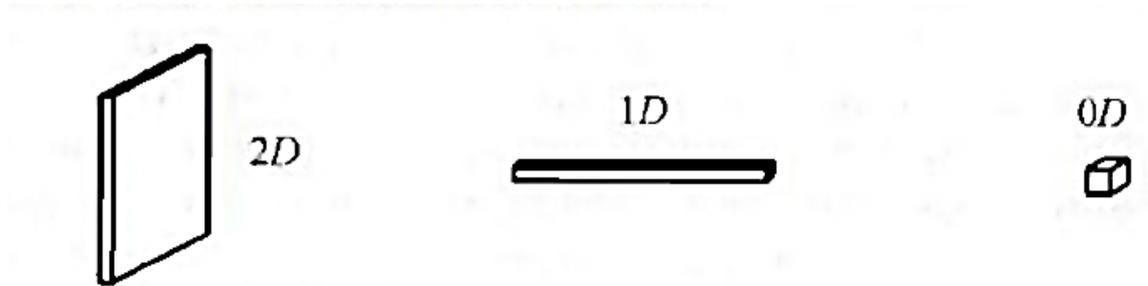


Рис. 2. Структуры различной размерности

Квантовые пленки — это двумерные ($2D$) структуры, в которых квантовое ограничение существует только в одном направлении, перпендикулярном к плоскости пленки (направление вдоль оси z на рис. 1). Электроны (или иные частицы) в таких структурах могут свободно двигаться только в плоскости xy , а их энергия определяется формулой (4).

Квантовые провода — это одномерные ($1D$) структуры. В отличие от квантовых пленок, квантовые провода имеют два направления, в которых действует квантовое ограничение. Поэтому здесь частицы могут свободно двигаться только в одном направлении — вдоль провода. Следовательно, формула, определяющая энергию частицы, содержит кинетическую энергию свободного движения вдоль оси x и два слагаемых, описывающих ограниченное движение в перпендикулярных направлениях:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* l_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_2^2}{2m^* l_z^2} + \frac{p_x^2}{2m^*}, \quad n_1, n_2 = 1, 2, \dots,$$

где l_y, l_z - размеры потенциальной ямы, ограничивающей движение в направлении осей y и z .

Квантовые точки — это нульразмерные ($0D$) структуры, в которых движение частиц является ограниченным во всех трех направлениях. Энергия

движения частиц в квантовых точках является квантованной в каждом из этих направлений. Формула для энергии частицы в этом случае имеет вид

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* l_x^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_2^2}{2m^* l_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_3^2}{2m^* l_z^2}, \quad n_1, n_2, n_3 = 1, 2, \dots,$$

Поскольку энергетическая структура квантовых точек подобна структуре атомов, их иногда называют искусственными атомами. Квантовые точки содержат небольшое количество частиц (в основном, это электроны). В связи с этим квантовые точки подобны атомным кластерам, содержащим несколько атомов, или нанокристаллитам (т.е. кристаллам с размерами порядка десятков или сотен нанометров), в которых также имеет место эффект квантового ограничения.

Квантовое ограничение изменяет спектр разрешенных энергетических состояний частиц и приводит к существенным изменениям физических свойств низкоразмерных систем. В частности, качественно меняется характер динамики частиц в таких системах. Особенности движения частиц в низкоразмерных системах определяются тремя основными группами явлений, связанных с квантовым ограничением движения: 1) баллистическим транспортом, 2) квантовой интерференцией и 3) эффектами туннелирования. Все они являются чисто квантово-механическими явлениями и не имеют аналогов в классической физике.

Условия наблюдения эффектов квантового ограничения

Существуют несколько условий, при выполнении которых можно наблюдать эффекты, обусловленные квантовым ограничением:

1. Расстояния между ближайшими уровнями энергии должны быть значительно больше тепловой энергии kT :

$$E_{n+1} - E_n > kT.$$

Если это условие не выполняется, то количество частиц (например, электронов) на соседних уровнях энергии будет почти одинаковым. При этом частые переходы частиц с одного уровня энергии на другой приведут к полному размыванию соседних уровней (вследствие соотношения

неопределенности $\Delta E = \hbar/\tau$, где $\tau \approx \hbar / (kT)$ – время жизни электрона на энергетическом уровне). В результате этого наблюдение дискретной структуры энергий частиц становится невозможным.

2. В металлах, в случае вырожденного электронного газа (т.е. когда $E_F \gg kT$, где E_F – энергия Ферми), расстояние между соседними энергетическими уровнями должно быть больше, чем E_F :

$$E_{n+1} - E_n > E_F$$

Если это условие не выполняется, то соседние уровни энергии опять будут заселены почти одинаково, и их размытие приведет к невозможности наблюдения квантовых эффектов.

Это условие не всегда достижимо в металлах, поскольку типичные значения E_F для них лежат в пределах от 1,5 до 15 эВ, значительно превышая величину $E_{n+1} - E_n$. Вследствие этого для наблюдения квантовых эффектов используют, как правило, полупроводники и полуметаллы.

3. Среднее время жизни электрона τ в определенном квантовом состоянии должно удовлетворять условию

$$E_{n+1} - E_n > \hbar/\tau.$$

Данное условие можно сформулировать иначе: длина свободной пробега частицы l_f (т.е. средний путь, который частица проходит без рассеяния) должна быть значительно больше, чем ширина области, ограничивающей движение частицы (например, ширина потенциальной ямы).

Задачи по теме «Размерное квантование»

1.1. Вывести формулу (1).

1.2. Используя формулу (1), вычислить значения уровней энергии E_1, E_2, E_3 для потенциальной ямы шириной 15 нм.

1.3. Показать, что в бесконечно глубокой яме шириной 5 нм уровни энергии частицы описываются формулой $E_n = 0.149n^2$, эВ.

1.4. Какой должна быть температура пленки толщиной 5 нм, чтобы появилась возможность наблюдения эффект размерного квантования?

1.5. Оценить граничную толщину пленки, при которой существует возможность наблюдения явления размерного квантования, если подвижность электронов в ней равняется $2 \cdot 10^4$ см²/(с В).

Подсказка: использовать формулу $\tau = m\mu / e$.

1.6. Какой должна быть граничная толщина пленки, при которой возможно наблюдение размерного квантования при комнатной температуре, если эффективная масса электрона $m^* = m_0/10$?

1.7. Показать, что формула (1) для энергии частицы, находящейся в бесконечно глубокой яме, можно записать в виде

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ml^2} = 0,3737 \left(\frac{n}{l, \text{nm}} \right)^2.$$

1.8. Получить и обработать АСМ-изображение нульразмерных структур - квантовых точек в региональном центре нанотехнологий.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР

Рассеяние частиц на потенциале в виде ступеньки

В низкоразмерных структурах перемещение частиц часто связано с преодолением потенциальных барьеров, ограничивающих движение. Рассмотрим типичные примеры такого рода явлений.

Пусть частица движется в поле потенциального барьера вида

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ U_0, & x > 0 \end{cases}$$

где U_0 — известная константа (рис.1).

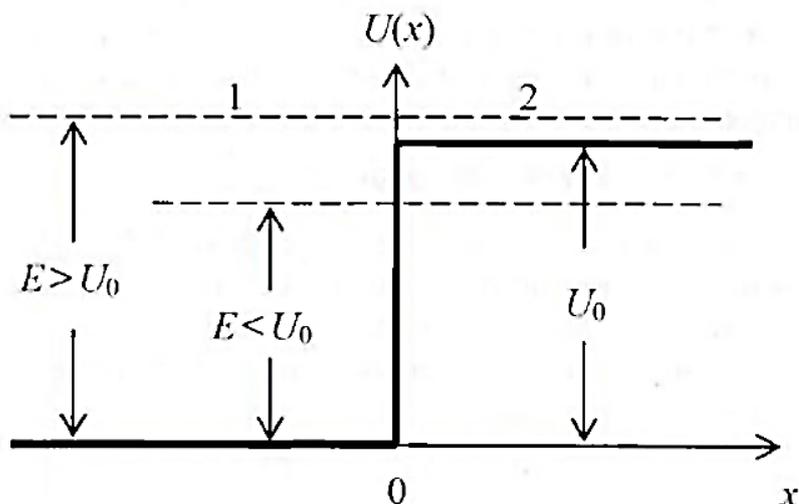


Рис. 1. Потенциальный барьер в виде ступеньки

Поскольку функция $U(x)$ не зависит от времени, воспользуемся стационарным уравнением Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\psi'' + [U(x) - E]\psi = 0 \quad (1)$$

Решение уравнения (1) будем искать отдельно для значений $x < 0$ и $x \geq 0$. В области 1 ($x < 0$, $U(x) = 0$) решение (1) имеет вид суперпозиции падающей и отраженной волн де Бройля:

$$\psi_1(x) = A_1 \cdot \exp(ik_1x) + B_1 \cdot \exp(-ik_1x) \quad (2)$$

где $k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$

В уравнении (2) A_1 – амплитуда падающей волны, B_1 — амплитуда отраженной (рассеянной) волны.

В области 2 ($x \geq 0$, $U(x) = U_0$) решение уравнения (1) зависит от отношения энергии падающей частицы E к высоте потенциального барьера U_0 . Если $E > U_0$, то решение стационарного уравнения Шредингера для области 2

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\psi'' + [E - U_0]\psi = 0$$

имеет вид

$$\Psi_2(x) = A_2 \cdot \exp(ik_2x) + B_2 \cdot \exp(-ik_2x) \quad (3)$$

где $k_2 = \frac{\sqrt{2m(E-U_0)}}{\hbar}$

Если считать, что частица падает на потенциальный барьер с левой стороны (из области 1), то для нее в области 2 нет дополнительных источников отражения (рассеяния). Следовательно, в решении (3) не должно быть рассеянной волны: для этого коэффициент B_2 , следует положить равным нулю. Тогда (3) запишется в виде

$$\Psi_2(x) = A_2 \cdot \exp(ik_2x)$$

Определим коэффициент прохождения D и отражения R барьера:

$$D = \frac{k_2 |A_2|^2}{k_1 |A_1|^2} \quad (4)$$

$$R = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2} \quad (5)$$

Амплитуды A_1 , A_2 , B_1 , найдем, используя условия непрерывности волновой функции и сохранения потока частиц на границе $x = 0$:

$$B_1 = A_1 \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \quad (6)$$

$$A_2 = 2A_1 \frac{k_1}{k_1 + k_2} \quad (7)$$

Подставив (6) в (5) и (7) в (4), находим:

$$D = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2} \quad (8)$$

$$R = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 \quad (9)$$

Зависимости $D(\alpha)$ и $R(\alpha)$, где $\alpha = E/U_0$ представлены на рисунке 2.

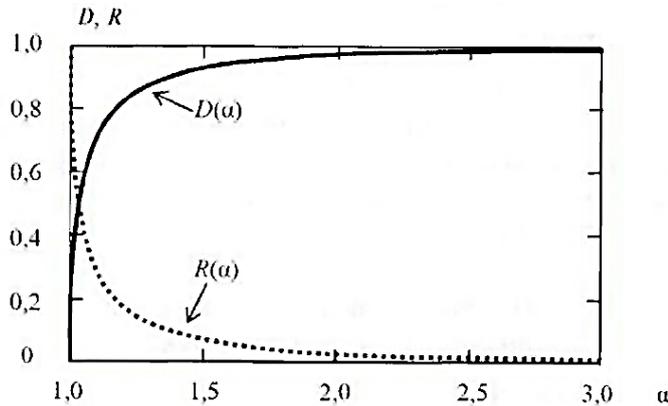


Рис.2. Зависимость коэффициентов прохождения D и отражения R от α

Из рисунка видно, что при $E > U_0$ вероятность отражения частицы от потенциального барьера отлична от нуля, причем с ростом величины α эта вероятность быстро падает, превращаясь в нуль на бесконечности. При $E = U_0$ ($\alpha = 1$) отражение будет полным ($R = 1$ и $D = 0$). Этот результат совершенно отличен от того, что дает классическое решение задачи. Ведь с точки зрения классической механики частица всегда (т.е. со 100%-ной вероятностью) проникает в область 2, если $E > U_0$.

Если частица движется в обратном направлении, т.е. из области 2 в область 1, то коэффициенты D и R снова определяются формулами (8) и (9). Таким образом, они не зависят от направления движения частицы и определяются лишь значением α .

При $E < U_0$ решение уравнения Шредингера в области 2 имеет вид

$$\Psi_2(x) = C_1 \cdot \exp(\beta x) + C_2 \cdot \exp(-\beta x),$$

где $\beta = \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar}$

Из условия конечности волновой функции при $x \rightarrow \infty$ следует, что $C_1 = 0$. Поэтому для волновой функции частицы в области 2 имеем

$$\Psi_2(x) = C_2 \cdot \exp(-\beta x)$$

Таким образом, при $E < U_0$ все частицы будут отражены от потенциального барьера.

Задачи по теме «*Рассеяние частиц на потенциале в виде ступеньки*»

2.1. Моноэнергетический поток электронов ($E=100$ эВ) падает на низкий прямоугольный потенциальный барьер бесконечной ширины. Определить высоту потенциального барьера U , если известно, что 4 % падающих на барьер электронов отражается.

2.2. При каком отношении высоты U потенциального барьера и энергии E электрона, падающего на барьер, коэффициент отражения $R=0,5$?

2.3. Вычислить коэффициент прохождения электрона с энергией $E=100$ эВ через потенциальный барьер высотой $U=99,75$ эВ.

2.4. Считая выражение для коэффициента отражения R от потенциального барьера и коэффициента прохождения D известными, показать, что $R+D=1$.

2.5. Написать уравнение Шредингера для электрона, находящегося в водородоподобном атоме.

2.6. Протон с энергией $E=1$ МэВ изменил при прохождении потенциального барьера дебройлевскую длину волны на 1%. Определить высоту U потенциального барьера.

2.7. Электрон с энергией $E=100$ эВ попадает на потенциальный барьер высотой $U=64$ эВ. Определить вероятность W того, что электрон отразится от барьера.

2.8. Кинетическая энергия T электрона в два раза превышает высоту U потенциального барьера. Определить коэффициент отражения ρ и коэффициент прохождения τ электронов на границе барьера.

2.9. Коэффициент прохождения D электронов через низкий потенциальный барьер равен коэффициенту отражения R . Определить, во сколько раз кинетическая энергия T электронов больше высоты U потенциального барьера.

2.10. Электрон с энергией $E=4,9$ эВ движется в положительном направлении оси x . Высота U потенциального барьера равна 5 эВ. При какой

ширине d барьера вероятность W прохождения электрона через него будет равна 0,2?

2.11. Получить изображение $2D$ -структур - пленок на туннельном микроскопе в Региональном центре нанотехнологий.

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Эффект Холла наблюдается в металлах и полупроводниках, т.е. в материалах, содержащих заряженные частицы. Пусть проводник, по которому течет электрический ток I_x помещается в магнитное поле с индукцией B . Тогда на боковых стенках проводника в направлении, перпендикулярном направлению тока I_x и направлению магнитного поля, появляется электрическое напряжение U_y (напряжение Холла) (схема эксперимента представлена на рисунке 1).

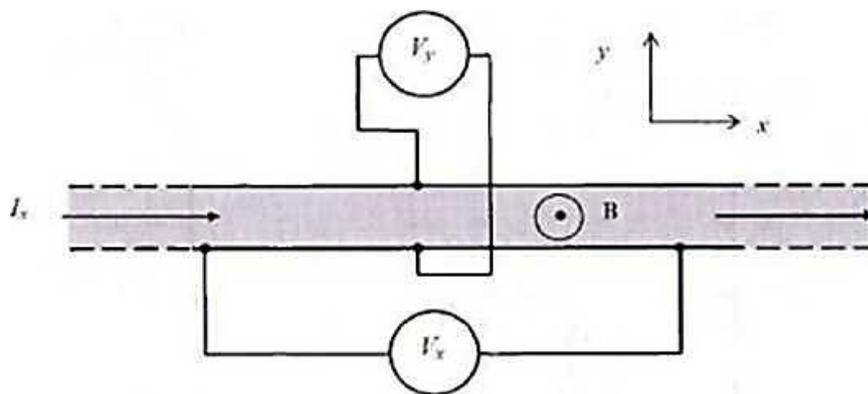


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению эффекта Холла

Эффект Холла описывают два удельных сопротивления:

$$\rho_{xx} = \frac{E_x}{j_x}, \rho_{xy} = \frac{E_y}{j_x},$$

где E_x – напряженность внешнего электрического поля, направленного вдоль оси x и вызывающего появление электрического тока с плотностью j_x , E_y – напряженность индуцированного электрического поля (поля Холла), направленного вдоль оси y .

Классическое рассмотрение эффекта Холла показывает, что удельное сопротивление ρ_{xx} не зависит от индукции магнитного поля B , а удельное сопротивление ρ_{xy} прямо пропорционально B :

$$\rho_{xy} = \frac{B}{qn_e},$$

где n_e – концентрация электронов.

В 1980 фон Клитцинг, Дорда и Пеппер, изучая эффект Холла в двумерном электронном газе гетероконтакта *GaAs-AlGaAs*, обнаружили существенно иное поведение ρ_{xx} и ρ_{xy} в магнитном поле, нежели это предсказывалось классической теорией эффекта Холла. В отличие от классического эффекта Холла удельное сопротивление ρ_{xy} с увеличением индукции магнитного поля возрастает не прямо пропорционально B , а нелинейно (ступенчато), проходя через так называемые плато. В то же время сопротивление ρ_{xx} не остается неизменным, а имеет осциллирующий характер. Интересным является и то, что $\rho_{xx} = 0$ именно при наблюдении плато для ρ_{xy} . Это необычное поведение двумерного электронного газа в магнитном поле получило название квантового эффекта Холла (рис. 2).

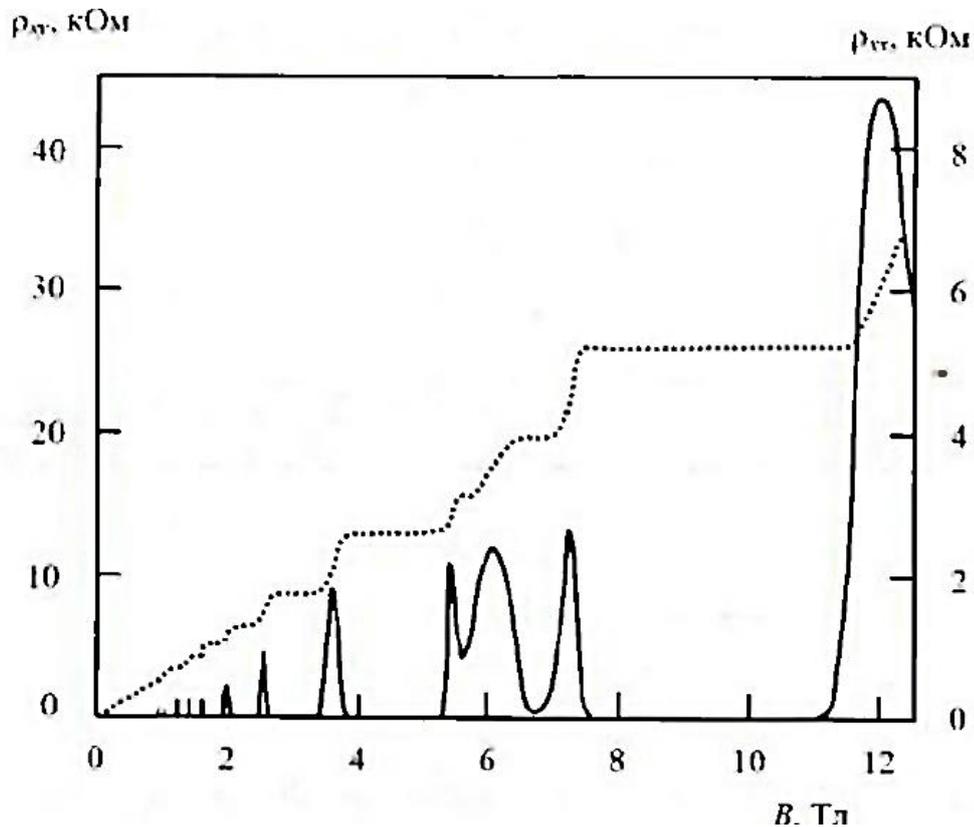
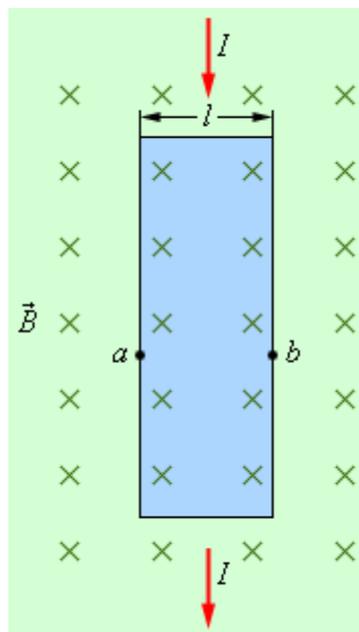


Рис. 2. Экспериментальные данные эффекта Холла в двумерном газе электронов в гетероконтакте *GaAs-AlGaAs* при температуре 1.5 К.

Задачи по теме «Эффект Холла»

3.1. На рисунке изображена тонкая медная полоска толщиной $d = 150$ мкм, помещенная в магнитное поле с индукцией $B = 0,65$ Тл, направленное перпендикулярно к поверхности полоски. При пропускании по полоске тока $I = 23$ А между точками a и b возникла некоторая разность потенциалов V_{ab} . Это явление называется эффектом Холла. Определите разность потенциалов V_{ab} и укажите ее знак. Концентрация свободных электронов в медном проводнике $n = 8,5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$.



3.2. При измерении постоянной Холла пластинку из металла высотой $d = 10$ мм и длиной $l = 50$ мм поместили в магнитное поле с индукцией $B = 0,5$ Тл. К концам пластинки приложили разность потенциалов $U = 10$ В. При этом холловская разность потенциалов $\Delta\varphi_X = 50$ мВ и удельное сопротивление $\rho = 2,5$ Ом·см. Найти концентрацию электронов и их подвижность.

3.3. Полупроводник в виде тонкой пластины шириной $l=1$ см и длиной $L=10$ см помещен в однородное магнитное поле с индукцией $B=0,2$ Тл. Вектор магнитной индукции перпендикулярен плоскости пластины. К концам пластины (по направлению L) приложено постоянное напряжение $U=300$ В.

Определить холловскую разность потенциалов U_H на гранях пластины, если постоянная Холла $R_H=0,1 \text{ м}^3/\text{Кл}$, удельное сопротивление $\rho=0,5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

3.4. Полупроводник в виде тонкой пластины шириной $d = 1 \text{ см}$ и длиной $l = 10 \text{ см}$ помещен в однородное магнитное поле с индукцией $B = 0,2 \text{ Тл}$. Вектор индукции перпендикулярен плоскости пластины. К концам пластины (по направлению l) приложено постоянное напряжение $U = 300 \text{ В}$. Определить холловскую разность потенциалов U_x на гранях пластины, если постоянная Холла $R_x = 0,1 \text{ м}^3/\text{К}$, удельное сопротивление $\rho = 0,5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

3.5. Магнитную индукцию измеряют холловским датчиком. Датчик изготовлен из иттербия, для которого коэффициент Холла составляет $35 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{Кл}$. Какую минимальную величину магнитной индукции можно измерить, используя датчик размером $b \cdot d \cdot l = 1 \cdot 10 \cdot 10 \text{ мм}$, если на датчик подается напряжение 10 В . Удельное сопротивление иттербия $30 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Регистрирующий усилитель постоянного тока позволяет измерять минимальное значение напряжения 1 мкВ .

3.6. Определить электропроводность электропроводящей керамики используя эффект Холла. Размер керамики $b \cdot d \cdot l = 3 \cdot 15 \cdot 15 \text{ мм}$. К образцу приложено напряжение 200 В . Магнитная индукция внешнего магнитного поля 1 Тл . Холловская разность потенциалов $0,6 \text{ В}$. Коэффициент Холла $1,05 \cdot 10^{-8} \text{ м}^3/\text{Кл}$.

3.7. Медная пластина размером $b \cdot d \cdot l = 1 \cdot 10 \cdot 10 \text{ мм}$ помещена в магнитное поле с магнитной индукцией 1 Тл . Холловская разность потенциалов составила $0,036 \text{ В}$. Коэффициент Холла для меди $5,5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{Кл}$. Определить удельное сопротивление меди, если на пластину подано напряжение 100 В .

3.8. В случае эффекта Холла для натриевого проводника при плотности тока $j = 150 \text{ А}/\text{см}^2$ и магнитной индукции $B = 2 \text{ Тл}$ напряженность поперечного

электрического поля $E_b = 0,75$ мВ/м. Определите концентрацию электронов проводимости, а также её отношение к концентрации атомов в этом проводнике. Плотность натрия $\rho = 0,97$ г/см³.

3.9. Определите постоянную Холла для натрия, если для него отношение концентрации электронов проводимости к концентрации атомов составляет 0,984. Плотность натрия $\rho = 0,97$ г/см³.

3.10. Полупроводник в виде тонкой пластины шириной $d = 1$ см и длиной $l = 10$ см помещен в однородное магнитное поле с индукцией $B = 0,2$ Тл. Вектор индукции перпендикулярен плоскости пластины. К концам пластины (по направлению l) приложено постоянное напряжение $U = 300$ В. Определить холловскую разность потенциалов U_x на гранях пластины, если постоянная Холла $R_x = 0,1$ м³/К, удельное сопротивление $\rho = 0,5$ Ом·м.

3.11. Магнитную индукцию измеряют холловским датчиком. Датчик изготовлен из иттербия, для которого коэффициент Холла составляет $35 \cdot 10^{-11}$ м³/Кл. Какую минимальную величину магнитной индукции можно измерить, используя датчик размером $b \cdot d \cdot l = 1 \cdot 10 \cdot 10$ мм, если на датчик подается напряжение 10 В. Удельное сопротивление иттербия $30 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Регистрирующий усилитель постоянного тока позволяет измерять минимальное значение напряжения 1 мкВ.

3.12. Определить электропроводность электропроводящей керамики используя эффект Холла. Размер керамики $b \cdot d \cdot l = 3 \cdot 15 \cdot 15$ мм. К образцу приложено напряжение 200 В. Магнитная индукция внешнего магнитного поля 1 Тл. Холловская разность потенциалов 0,6 В. Коэффициент Холла $1,05 \cdot 10^{-8}$ м³/Кл.

3.13. Медная пластина размером $b \cdot d \cdot l = 1 \cdot 10 \cdot 10$ мм помещена в магнитное поле с магнитной индукцией 1 Тл. Холловская разность потенциалов составила 0,036 В. Коэффициент Холла для меди $5,5 \cdot 10^{-11}$ м³/Кл. Определить удельное сопротивление меди, если на пластину подано напряжение 100 В.

3.14. В случае эффекта Холла для натриевого проводника при плотности тока $j = 150$ А/см² и магнитной индукции $B = 2$ Тл напряженность поперечного электрического поля $E_B = 0,75$ мВ/м. Определите концентрацию электронов проводимости, а также её отношение к концентрации атомов в этом проводнике. Плотность натрия $\rho = 0,97$ г/см³.

3.15. Определите постоянную Холла для натрия, если для него отношение концентрации электронов проводимости к концентрации атомов составляет 0,984. Плотность натрия $\rho = 0,97$ г/см³.

СПИНТРОНИКА

Гигантское магнетосопротивление

В таблице приводятся некоторые изменения «физических свойствах» материалов, которые происходят при уменьшении размеров образца.

Таб. 1. Изменение физических свойств материалов

Свойства	Изменения, которые происходят при уменьшении размеров образца
Фазовые переходы	Уменьшается температура фазового перехода, в том числе температура плавления
Кинетические	Становятся аномально высокими коэффициенты диффузии, увеличивается теплоемкость, уменьшается теплопроводность
Электрические	Увеличиваются сопротивление и значение диэлектрической проницаемости, проявляются квантовый эффект Холла и явление кулоновской блокады
Магнитные	Увеличивается коэрцитивная сила, наблюдаются явления гигантского магнитного сопротивления и супермагнетизма
Механические	Увеличиваются пороги прочности, пластичности, твердости, сопротивление к растрескиванию. При высоких температурах появляется сверхпластичность
Оптические	Изменяются цвет, фотопроводимость, фотоэмиссия и электролюминесценция

Рассмотрим более подробно эффект гигантского магнетосопротивления.

Если полупроводник помещен в магнитное поле (даже очень сильное), то разница в числе электронов, имеющих спин по полю («вверх») и против поля

(«вниз»), очень мала. По этой причине существование у электронов спина не играет практически никакой роли в процессах, связанных с протеканием тока в электронных устройствах. Рассмотренные выше явления инжекции и экстракции электронов в полупроводниках также не зависят от того, как ориентированы спины электронов. В настоящее время широко обсуждается возможность разработки новых электронных устройств, действие которых было бы напрямую связано с поляризацией спинов электронов. Такие устройства в некотором смысле были бы подобны оптическим приборам, в которых учитывается спин фотона, т.е. поляризация света.

Уже установлено, что в электронике можно сделать что-то подобное, используя магнитоупорядоченные вещества и явления инжекции и экстракции электронов с заданной поляризацией спина. Так возникла новая электроника, в которой спин электрона является таким же активным элементом, как и его электрический заряд. Эта новая электроника получила название спинтроники. В цифровых и аналоговых устройствах традиционной полупроводниковой электроники при передаче информации используется явление модуляции плотности электрического тока. В спинтронике предполагается модулировать плотность спинового тока без реального пространства много перемещения зарядов, т.е. при отсутствии электрического тока. Это приводит к тому, что исчезает существенное ограничение современной электроники, связанное с выделением тепла в соответствии с законом Джоуля - Ленца.

Новые возможности использования в электронике спина электрона появились одновременно с открытием в 1988 г. эффекта гигантского магнетосопротивления (ГМС) в многослойных системах, содержащих проводящие магнитные и диамагнитные слои.

Явление ГМС заключается в значительном изменении сопротивления многослойной системы, содержащей металлические ферромагнитные слои, отделенные друг от друга проводящими неферромагнитными слоями (рис. 1). Внешнее магнитное поле вызывает изменения относительных ориентаций

магнитных моментов ферромагнитных слоев, следствием чего и являются большие изменения магнетосопротивления. Изменения магнетосопротивления в такой структуре оказались значительно большими по сравнению с наблюдаемыми изменениями сопротивления в классическом магниторезистивном эффекте.

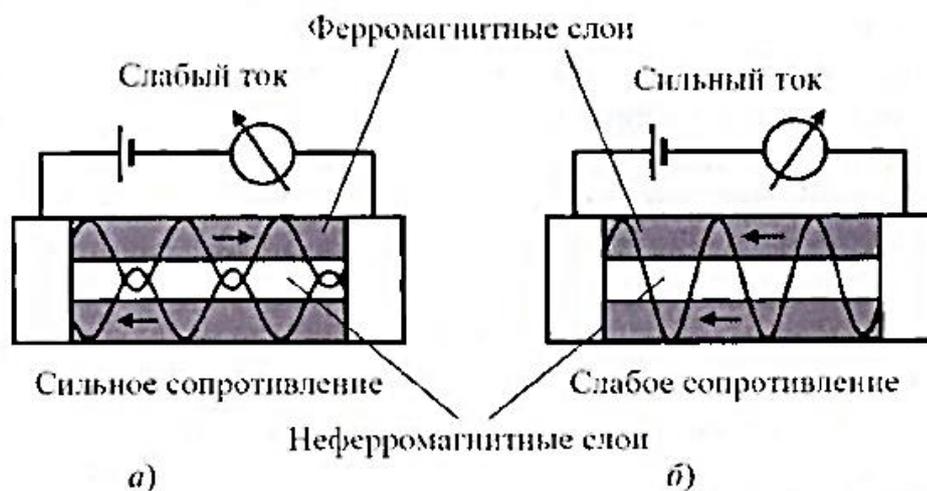


Рис.1. Эффект ГМС в структуре, состоящей из тонких слоев. Ток течет в плоскости слоев, а) векторы намагниченности ферромагнитных слоев имеют противоположные ориентации, б) векторы намагниченности ферромагнитных слоев имеют одинаковую ориентацию

Магнетосопротивление описывает изменение ΔR сопротивления электрической системы в магнитном поле и определяется как $\Delta R / R_0$, где R_0 , сопротивление системы в нулевом магнитном поле. С точки зрения практического использования явления ГМС значение имеет не столько абсолютное, сколько относительное изменение электрического сопротивления при изменении индукции магнитного поля. т.е. чувствительность эффекта. Благодаря развитию технологии спинтроники удалось создать структуры, в которых и изменение сопротивления на несколько десятков процентов происходит в очень слабых магнитных полях порядка 10^{-4} Тл. Высокая чувствительность эффекта плюс наноразмеры таких структур делают их идеальными устройствами для измерения слабых магнитных полей, например в качестве головок, считывающих информацию с твердого диска.

Эффект ГМС наблюдается как в случае, когда ток течет в плоскости намагниченных ферромагнитных слоев, так и тогда, когда ток течет в направлении, перпендикулярном к ним. Эти две главные конфигурации для наблюдения эффекта ГМС называются конфигурациями с током, текущим в плоскости, и с током, текущим перпендикулярно плоскости. Относительные изменения сопротивления уменьшаются с увеличением температуры, однако даже при комнатной температуре эффект ГМС является большим. Эффект ГМС тем сильнее, чем большее число магнитных слоев имеется в структуре и чем тоньше немагнитные слои. Эффект исчезает при увеличении толщины немагнитного слоя. Проводящие ферромагнитные слои, которые имеют определенные направления легкого намагничивания, получают с помощью осаждения этих слоев в магнитном поле.

Схема структуры CPP представлена на рисунке 2. В этом случае наблюдается наисильнейший эффект ГСМ, поскольку в такой конфигурации отсутствует дополнительный, независимый от ориентации спина ток, текущий через проводящие неферромагнитные слои. Физический механизм возникновения гигантского магнетосопротивления состоит в следующем.

Пусть векторы намагниченности двух ферромагнитных слоев ориентированы в противоположные стороны (рис. 3, а).

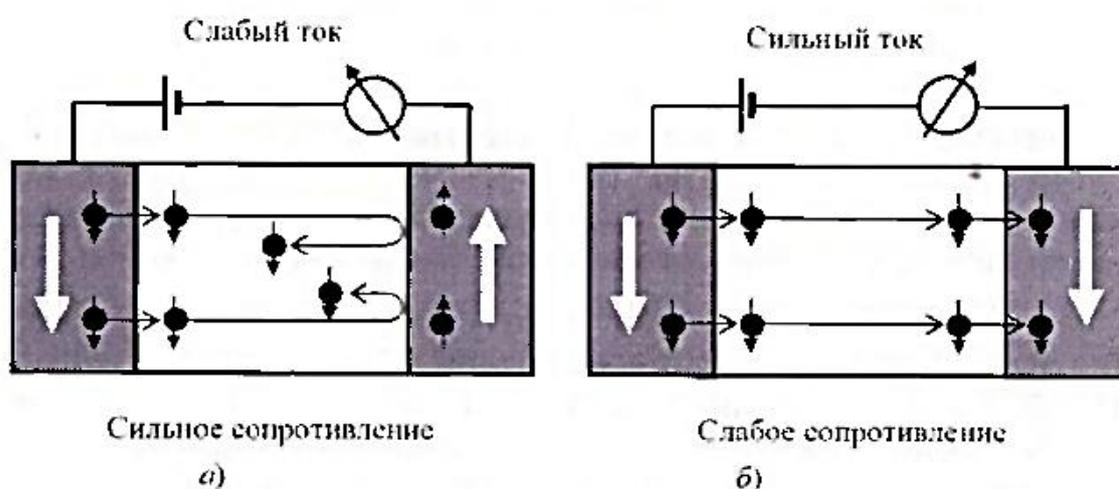


Рис. 3. Зависящий от ориентации спина транспорт электронов через слоистую структуру в направлении, перпендикулярном плоскостям слоев: а -

векторы намагниченности ферромагнитных слоев направлены в разные стороны; б- параллельная ориентация векторов намагниченности

Электрическим ток является направленным потоком электронов, которые кроме электрического заряда обладают собственным моментом импульса (спином). Со спином электрона связан его собственный магнитный момент. Существующее в ферромагнитных проводниках внутреннее поле намагничивания устанавливает почти все магнитные моменты электронов (а следовательно и спины) по направлению намагниченности ферромагнитного слоя. Поляризованные в ферромагнитном слое электроны проходят через слой немагнитного проводника без изменения ориентации спина и на правой границе проводника (рис 3, а) встречают ферромагнитный слой с противоположно направленным вектором намагниченности.

Сопротивление проводника обусловлено рассеянием электронов на различных дефектах структуры, из-за колебаний атомов, на оболочках атомов и т.д. В ферромагнитных металлах рассеяние электронов зависит еще и от того, как сориентирован спин электрона относительно вектора намагниченности ферромагнетика. Когда векторы намагниченности двух ферромагнитных слоев антипараллельны, поляризованные электроны из одного слоя не могут войти внутрь другого слоя, поскольку в нем электроны поляризованы в противоположную сторону. Это приводит к тому, что на границе ферромагнетика и неферромагнетика происходит сильное рассеяние электронов (см. рис. 3, а), что приводит к значительному увеличению сопротивления всей структуры. Если же векторы намагниченности двух ферромагнетиков параллельны (см. рис. 3, б), прохождение поляризованных электронов из одного ферромагнитного слоя в другой происходит почти без их рассеяния на границе «неферромагнетик – ферромагнетик». В результате сопротивление такой структуры будет очень малым.

Таким образом, рассмотренная система выполняет роль фильтра: через нее будет протекать электрический ток, содержащий электроны с одинаковой ориентацией спина.

Толщина каждого слоя должна быть меньше длины свободного пробега электрона, т.е. среднего расстояния, на котором происходят рассеяние электрона и изменение ориентации его спина. Следовательно, необходимо использовать слои толщиной менее 10 нм. В этом случае электрон может пройти через много слоев, не изменив ориентации своего спина. Для столь тонких слоев каждая магнитная граница является спиновым фильтром и чем больше будет таких границ, тем больше будет эффект фильтрования. Последнее обстоятельство объясняет, почему с увеличением числа слоев растет ГМС.

На рисунке 4 показана структура зоны проводимости ферромагнитного металла, содержащего атомы переходной группы железа, которые имеют частично заполненные электронные оболочки $3d$.

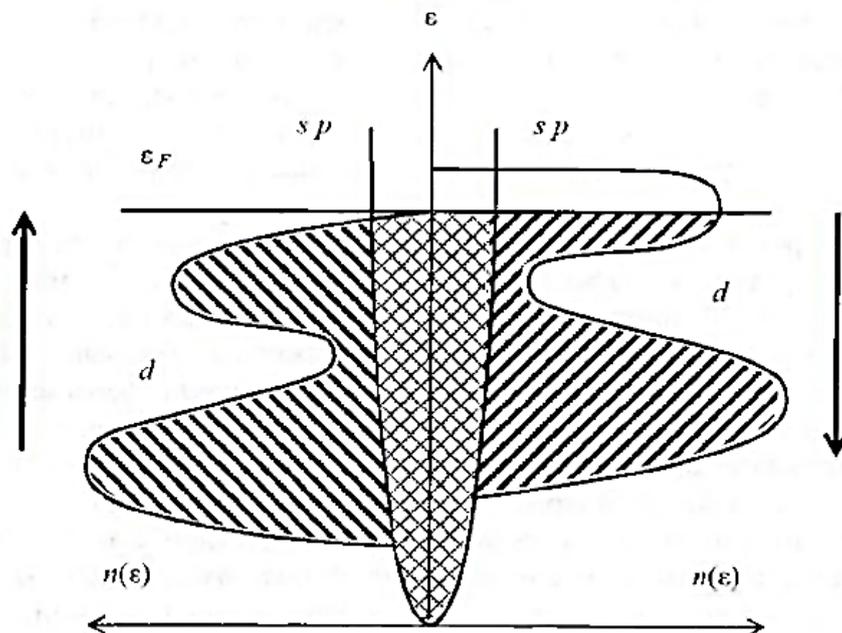


Рис.4. Зонная структура ферромагнитного металла, содержащая две подзоны (слева и справа от оси ординат) с противоположно ориентированными спинами

Ферромагнитное упорядочение магнитных моментов таких элементов приводит к тому, что энергетическая зона, образованная из 3d-уровней, расщепляется на две зоны. В каждой из подзон находятся электроны с противоположно ориентированными спинами. В электрической проводимости такого ферромагнитного металла участвуют также электроны из зон проводимой, образованных из электронов оболочек s и p . В ферромагнетиках процессы рассеяния электронов с изменением ориентации спина происходят достаточно редко вследствие того, что внутреннее обменное магнитное поле является сильным и потому удерживает направление спина. Основными здесь будут процессы рассеяния с сохранением ориентации спина электрона. Вероятность рассеяния электронов со спином «вверх» (из состояния $4s(\uparrow)$ в состояние $3d(\uparrow)$) будет отличаться от вероятности рассеяния электронов со спином «вниз» (из состояния $4s(\downarrow)$ в состояние $3d(\downarrow)$). Вероятность рассеяния электронов проводимости в состоянии $3d$ пропорциональна плотности состояний $g(E)$.

Как видно из рисунка 5 плотности электронных состояний $g(E)$ в подзоне $3d$ около уровня Ферми различны для электронов со спинами вдоль вектора намагниченности («вверх») и против вектора намагниченности («вниз»). Поэтому когда намагниченности двух ферромагнитных слоев расположены параллельно, для электронов со спинами «вверх» практически отсутствует процесс рассеяния (рис.5, а). В то же время электроны со спинами «вниз» будут рассеиваться в обоих слоях. Сопротивление такой системы можно представить в виде параллельного соединения двух резисторов. Один из них имеет очень большое сопротивление, которое связано прохождением электронов со спином «вниз», а другой резистор имеет небольшое сопротивление, которое обусловлено прохождением электронов со спином «вверх» (см. рис. 5, а).

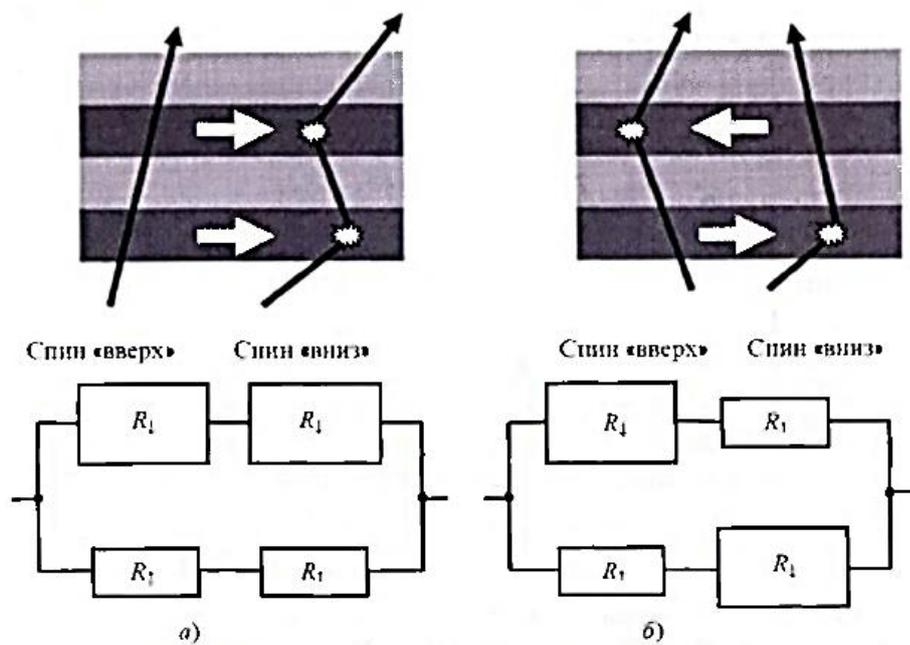


Рис.5. Рассеяние электронов в структуре с ГМС

Если намагниченности двух слоев направлены в противоположные стороны, оба канала (как для электронов со спинами «вверх», так и для электронов со спинами «вниз») имеют одинаковое сопротивление (рис. 5, б).

Транспорт электронов через металлический немагнитный слой, находящийся между двумя намагниченными ферромагнитными слоями, был рассмотрен выше как обычный классический процесс диффузии в электрическом поле. Если немагнитный проводящий слой заменить на очень узкий слой из диэлектрического материала, то электроны могут пройти через него вследствие квантово-механического туннелирования. Магнетосопротивление таких туннельных контактов зависит от приложенного напряжения, индукции магнитного поля и температуры. В качестве примера на рисунке 6 показана зависимость магнетосопротивления от направления и напряженности магнитного поля для туннельного контакта с двумя ферромагнитными слоями.

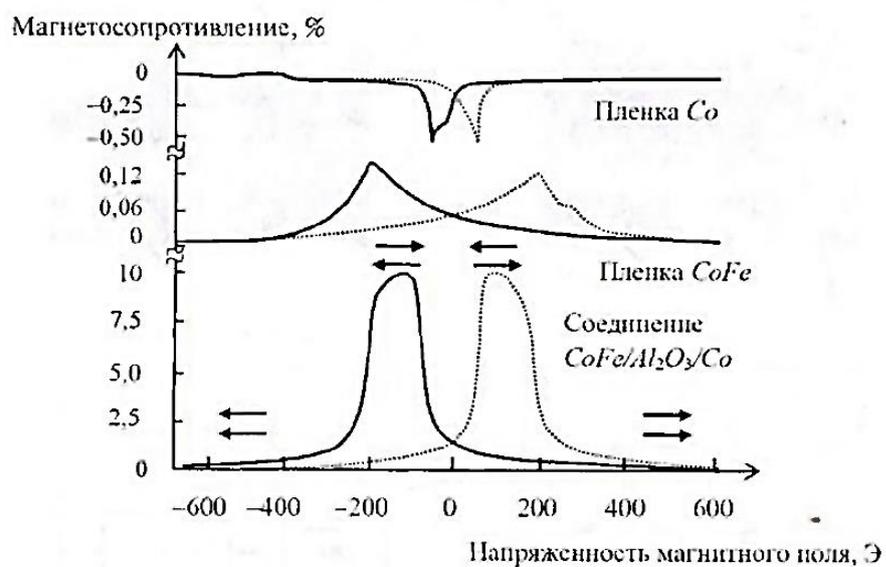


Рис.6. Зависимость магнетосопротивления от направления и напряженности магнитного поля при комнатной температуре для туннельного контакта с двумя ферромагнитными слоями (стрелки обозначают направления векторов намагниченности в слоях)

Задание по теме «Гигантское магнетосопротивление»

Используя гигантское магнетосопротивление, спроектируйте и создайте устройство для измерения магнитного поля вблизи магнита. Используя полученные данные, определите коэффициент магнетосопротивления материала магнита.

Дополнительная литература

1. Сергеев, Н.А..Физика наносистем: монография / Н.А. Сергеев, Д.С. Рябушки М.: Логос, 2016.- 192 с.
2. Щука, А.А. Нанoeлектроника : учебное пособие / А.А. Щука ; под ред. А.А. Сигова. – 5-е изд., электрон. – Москва : Лаборатория знаний, 2020. – 345 с. – (Нанотехнологии). – Режим доступа: по подписке. – URL: <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=466637> – Текст : электронный.
3. Физика конденсированного состояния [Текст]: учебное пособие / Ю.А. Байков, В.М. Кузнецов. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2011. – 293 с.
4. Наноструктурные материалы / под ред.: Р. Ханнинка, А. Хилл ; пер. с англ. А. А. Шустикова под ред. Н. И. Бауровой. - М. : Техносфера, 2009. - 488 с. - (Мир материалов и технологий). - ISBN 978-5-94836-2 21-2 : 25.00 р. - Текст : непосредственный.
5. Мартинсон Л.К., Смирнов Е.В. Квантовая физика [Текст]: учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2006. – 528 с.
6. Павленко, Ю. Г. Квантовая физика [Текст]: учеб. пособие / Ю. Г. Павленко. - М. : Изд-во Моск. ун-та, 1992. - 16 с.
7. Вонсовский, С. В. Квантовая физика твердого тела [Текст]: учеб. пособие / С. В. Вонсовский, М. И. Кацнельсон. - М. : Наука, 1983. - 336 с
8. Беззубцева, М.М. Нанотехнологии в энергетике [Электронный ресурс]: учебное пособие / М.М. Беззубцева, В.С. Волков. - СПб : ФГБОУ ВПО СПбГАУ, 2012. -133 с. : ил. // Режим доступа - <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=231827> – Текст : электронный.