

УДК 621.315.592

КВАНТОВЫЕ ЯМЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Вильмс П. П., Энтин М. В.

Обсуждается возможность создания сверхрешеток, обусловленных неоднородными магнитными полями. Рассматриваются МДП структуры, на поверхность которых нанесены ферромагнитные либо сверхпроводящие пленки («магнитные электроды»). Неоднородность магнитного поля возникает вследствие доменизации пленок или в случае, если магнитный электрод создан в виде системы полос или решетки. Неоднородное магнитное поле концентрирует электроны в областях с наименьшими значениями магнитного поля.

Теоретически рассмотрен энергетический спектр двумерных электронов вблизи доменных стенок и в системе параллельных намагниченных полос.

Хорошо известны способы создания сверхрешеток в полупроводниках, основанные на пространственной модуляции состава полупроводника или концентрации примесей. В принципе, сверхрешетки могут возникать при любом сильно неоднородном воздействии на полупроводник, например деформации, освещения, нагрева и т. п. Такое воздействие может быть как локальным, приводящим к появлению одиночных квантовых ям, так и периодическим в пространстве.

В настоящей работе рассмотрены сверхрешетки, обусловленные неоднородным магнитным полем. Ранее на такую возможность указывалось в работах [1, 2].

Очевидно, трудно реализовать значительные пространственные изменения магнитного поля с масштабом L , сравнимым с микроскопическими размерами, с помощью макроскопических магнитов. Этого можно добиться, только придвинув источник неоднородности непосредственно к объекту. Поэтому естественной системой оказывается МДП структура, на поверхность которой нанесена ферромагнитная или сверхпроводящая пленка («магнитный электрод»). Неоднородность магнитного поля возникает вследствие либо разбиения пленки на домены, либо структурированности пленок. Последнюю можно получить с помощью современных методов литографии.

Рассмотрим двумерную систему, помещенную в нормальное к поверхности неоднородное магнитное поле $H_x = Hf(x/L)$. Если характерная магнитная длина $a = \sqrt{c\hbar/eH}$ гораздо меньше L , то типичный масштаб изменения уровней энергий в этом поле есть максимальное изменение циклотронной частоты $\Delta\omega_H$.

Следовательно, для того чтобы добиться заметного воздействия неоднородного магнитного поля на спектр, необходимо, чтобы $\Delta\omega_H$ было сравнимо с типичными энергиями электронов — энергией Ферми, температурой или шириной уровня Ландау. Очевидное ограничение на используемые материалы состоит в том, чтобы требуемые магнитные поля были меньше критических, т. е. меньше поля насыщенного магнитного момента $4\pi M$ в ферромагнетике или H_{c1} в сверхпроводнике 1-го рода.

Если ограничиться гелиевыми температурами, то при эффективной массе $m = 0.01m_0$ изменение магнитного поля должно превышать 0.1 Т. Соответственно для GaAs и Si получаем 0.7 и 3 Т. В наилучших магнетиках $4\pi M \sim 3$ Т. В сверхпроводнике предельным является критическое поле, которое для ряда сверхпроводников 1-го рода составляет 0.1 Т. Таким образом, как ферромагнетики, так и сверхпроводники могут использоваться в качестве магнитного электрода.

На рис. 1 изображены два типа одномерных структур в ферромагнитной пленке с легкой осью z без замыкающих доменов (рис. 1, *a*) и с ними, но без внешнего поля (рис. 1, *б*). Если размер доменов велик, состояния в каждом можно рассматривать независимо. В этом случае можно ожидать, что электроны будут локализоваться вблизи доменных стенок. Если размер соизмерим с длиной волны, систему доменов следует рассматривать как периодический потенциал.

В случае, соответствующем приведенному на рис. 1, *б*, магнитное поле наружу проникает только вблизи выхода вертикальных доменов на поверхность.

Сверхпроводники 1-го рода в нормальном магнитном поле, меньшем H_{c1} , разбиваются на систему доменов (рис. 1, *в*). Под сверхпроводящими областями нормальная компонента H обращается в нуль, а под нормальными — $H \sim H_{c1}$. Это значит, что электроны будут локализоваться под сверхпроводящими областями.

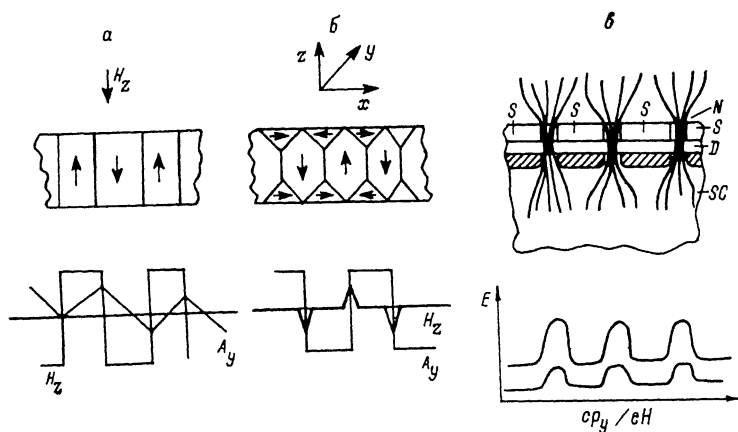


Рис. 1. Доменная структура и распределение магнитного поля и векторного потенциала в ферромагнитной пленке с легкой осью намагничивания в отсутствие (*a*) и при наличии (*б*) замыкающих доменов.

в — вид полупроводниковой структуры с полевым электродом из сверхпроводника 1-го рода во внешнем магнитном поле H_z ; *SC* — полупроводник, *D* — диэлектрик, *S* и *N* — сверхпроводящая и нормальная фазы сверхпроводника; показан ход силовых линий магнитного поля; внизу схематически изображен энергетический спектр для двух нижних уровней Ландау.

Еще более экзотической системой является сверхпроводник 2-го рода в смешанном состоянии. Возникающая в нем решетка абрикосовских вихрей создает решетку «векторных потенциалов» в полупроводнике в отсутствие магнитного поля, причем каждый из вихрей несет половинный квант потока.

Для увеличения степени неоднородности магнитного поля, очевидно, необходимо, чтобы расстояние от магнитного электрода до полупроводника было меньше размера домена. Кроме того, период доменной структуры должен превышать ширину стенки домена, которая как в сверхпроводниках, так и в ферромагнетиках обычно имеет порядок нескольких сот ангстрем.

Магнитные квантовые ямы можно создать также с помощью структурированного магнитного электрода, например системы параллельных сверхпроводящих или ферромагнитных полос. Если поместить такую структуру в нормальное магнитное поле, то под сверхпроводящими или между ферромагнитными полосами магнитное поле будет мало, что приведет к локализации электронов в возникающих ямах.

Отметим, что при использовании магнитомягких материалов внешнее магнитное поле не обязательно, так как оно может создаваться самими электродами.

Среди других претендентов на магнитные электроды отметим полевой электрод, состоящий из системы проводящих полос, по которым пропускаются импульсные токи. Оценка показывает, что если время импульса 10^{-9} с, сечение полосы 10^{-10} см, то неразогревающий импульс тока при гелиевой температуре может создать магнитное поле 0.1 Т.

Рассмотрим общие свойства состояний электронов в неоднородном поле $H_x(x)$ (соответствующий вектор-потенциал $A_y(x)$). Ввиду однородности по y волновая функция имеет вид $e^{ip_y y} \psi(x)$, где $\psi(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi + \left[2mE - \left(p_y - \frac{e}{c} A_y(x) \right)^2 \right] \psi = 0. \quad (1)$$

Необходимо разделить случаи при асимптотике $A_y(x)$. Если в системе имеется среднее магнитное поле H_1 , то $A_y(x) \sim H_1 x$ при $x \rightarrow \pm\infty$. В таком поле эффективный потенциал уравнения (1) возрастает на бесконечности и все состояния локализованы по x . Если $|H_x(x)| < |H_x(\infty)|$, то состояния, локализованные при малых x , обладают меньшей энергией, чем состояния на бесконечности.

Если среднего магнитного поля нет, а магнитный электрод состоит из конечного числа полос (или доменов с полем), то результат зависит от того, конечен или равен нулю поток H через плоскость. Поток на единицу длины вдоль y совпадает с разностью векторных потенциалов $\delta A = A_y(\infty) - A_y(-\infty)$. Если $\delta A = 0$, то асимптотики эффективного потенциала на бесконечностях одинаковы. Все разрешенные энергии положительны. Выберем $A_y(\infty) = 0$. Если $eA_y(x) > 0$ для всех x , то связанные состояния существуют при $p_y > 0$. Состояния с энергией $E > p_y^2/2m$ делокализуются и при $x \rightarrow \pm\infty$ описываются плоскими волнами. Область связанных состояний по энергии лежит на фоне делокализованных.

Если $\delta A \neq 0$, то локализованные состояния существуют не всегда и возможны при

$$2mE < \left\{ \left(p_y - \frac{e}{c} A_y(\infty) \right)^2, \left(p_y - \frac{e}{c} A_y(-\infty) \right)^2 \right\}.$$

При

$$2mE > \left\{ \left(p_y - \frac{e}{c} A_y(\infty) \right)^2, \left(p_y - \frac{e}{c} A_y(-\infty) \right)^2 \right\}$$

состояния не затухают в обе стороны по x , а при

$$\left(p_y - \frac{e}{c} A_y(\infty) \right)^2 > 2mE > \left(p_y - \frac{e}{c} A_y(-\infty) \right)^2$$

затухают в одном направлении. Так же как и в предыдущем случае, область по энергии для локализованных состояний перекрывается делокализованными.

Наконец, в системе с периодическим магнитным полем в отсутствие среднего поля состояния по x блоховские, $\psi_k(x+L) = e^{ikL} \psi_k(x)$.

Рассмотрим в общей постановке различные приближения.

Приближение плавного поля для $H_x(x)$. Будем считать магнитную длину $a \ll L$. Разлагая $A_y(x)$ вблизи точки x_0 , $A_y(x_0) = cp_y/e$, получим

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left[2mE - \frac{e^2}{c^2} H^2(x_0) (x - x_0)^2 \right] \psi = 0. \quad (2)$$

Отсюда видно, что ψ является собственной функцией осциллятора,

$$E_n(p_y) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{eH(x_0)}{cm}, \quad (3)$$

$$A_y(x_0) = cp_y/e. \quad (4)$$

Значение x_0 не явно выражается через p_y . Если векторный потенциал — монотонная функция координат, каждому p_y соответствует одно значение x_0 .

Мелкое состояние в поле с нулевым полным потоком. Как указано выше, это состояние всегда присутствует на фоне непрерывного спектра в системе с $\delta A = 0$. Условие его существования имеет вид

$$p_y > e \int A_y^2 dx / 2c \int A_y dx,$$

а сам уровень

$$E = \frac{p_y^2}{2m} - \left(\frac{1}{8m}\right) \int \left(\frac{e}{c} A_y^2 - 2p_y \frac{e}{c} A_y\right) dx, \quad (5)$$

причем второе слагаемое считается малым по сравнению с первым.

Далее рассмотрим конкретные системы.

1. Ферромагнитная полоса вдоль оси y , намагниченная по оси x , лежащая на двумерном канале. Будем полагать геометрические размеры ее малыми по сравнению с расстоянием до канала. Векторный потенциал имеет вид $A_y = \alpha/x$, где $\alpha = 2MS$, M — намагниченность, S — сечение полосы.

Электроны в канале удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\psi'' + \left[2mE_j - \left(p_y - \frac{ae}{cx}\right)^2\right] \psi = 0.$$

Его локализованные решения даются кулоновскими функциями

$$E_j = \frac{p_y^2}{2m} \left(1 - \left(\frac{ae}{cn}\right)^2\right),$$

$$\psi = x^{l+1} e^{-\frac{2e\alpha x p_y}{cn}} F\left(-j, 2l+2, \frac{4p_y \alpha x e}{cn}\right), \quad (6)$$

$$l = -1/2 + \sqrt{(e\alpha/c)^2 + 1/4}, \quad n = l + 1 + j,$$

где F — вырожденная гипергеометрическая функция, j — целое число. Мы видим, что спектр представляет собой набор парабол с единым минимумом и разными эффективными массами, сгущающийся к $E = p_y^2/2m$.

При $p_y \rightarrow 0$ состояния перестают локализоваться. В результате при любой энергии Ферми под ней имеются как локализованные по x , так и делокализованные состояния.

2. Доменная стенка с вертикальным направлением поляризации $H_x = H_0 \operatorname{th}(x/a)$, $A_y = H_0 b \times$

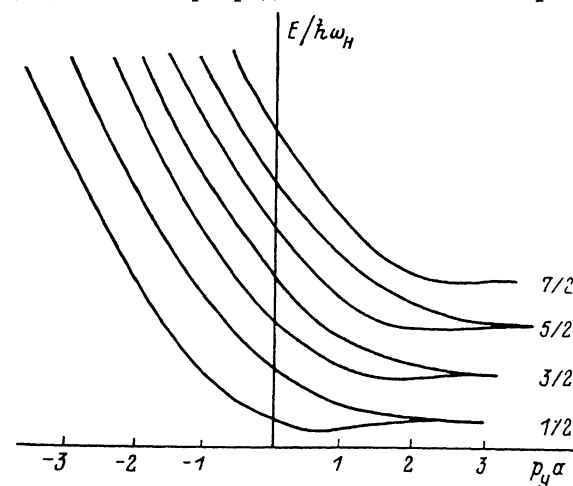


Рис. 2. Рассчитанная зависимость уровней энергии в двумерном канале вблизи доменной стенки $H_x = H_0 \operatorname{sgn} x$ (случай 2).

$\times \ln \operatorname{ch}(x/a)$. При $a \ll b$ волновая функция выражается через функцию параболического цилиндра

$$D_\nu(\sqrt{2}/a(x - cp_y/eH_0)), \quad (\nu + 1/2) eH_0/mc = E,$$

где энергия определяется уравнением $D_\nu(p_y a \sqrt{2}) = 0$ или $\partial/\partial p_y D_\nu(p_y a \sqrt{2}) = 0$.

Зависимость энергии от p_y приведена на рис. 2. Наинизший уровень энергии равен $0.295 eH_0/mc$.

В квазиклассическом приближении $b \ll a$ и

$$E_n(p_y) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{eH_0}{mc} \sqrt{\left|1 - \exp\left(\frac{-2p_y c}{eH_0 b}\right)\right|}. \quad (7)$$

Наинизший уровень следует искать, разлагая A_y при $x \rightarrow 0$. Его значение, найденное вариационным методом, равно $0.423 \frac{eH_0}{mc} \left(\frac{a}{b}\right)^{2/3}$. В обоих случаях минимум $E_0(p_y)$ меньше значения энергии на бесконечности, т. е. граница домена локализует электроны.

3. Сверхпроводящая полоса конечной ширины b во внешнем поле $H_x \ll H_c$ или одиночный сверхпроводящий домен в нормальной области пленки сверхпроводника 1-го рода при $H \rightarrow H_c$. В пренебрежении краевыми эффектами можно моделировать H функцией $H = H_0 \Theta(|x| - b/2)$. Уровни энергии есть

$$E_n(p_y) = \frac{n^2 \pi^2}{2mb^2} + \frac{p_y^2}{2m} \quad \text{при} \quad \frac{p_y b}{2} < 1, \quad b \gg a,$$

$$E_n(p_y) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{eH_0}{mc} \quad \text{при} \quad \frac{p_y b}{2} > 1, \quad b \gg a.$$

4. Система узких параллельных ферромагнитных полос, параллельных Oy , намагниченных вдоль x , с периодом L . Поскольку эффективный потенциал обращается в ∞ в точках $x = nL$ квадратично, волновая функция обращается в этих точках в нуль. Это значит, что области между полосами взаимно изолированы. По сравнению с формулой (6) уровни энергии делокализованных состояний отщепляются на величину $(\pi n + \delta)^2 / 2mL^2$, где $\delta \sim 1$. В то же время локализованные состояния изменяются экспоненциально слабо.

5. Ферромагнитная пленка в нулевом внешнем поле (рис. 1, б) $A_y = H_0 L \times \text{sgn}(\sin 2\pi x/L)$. Она соответствует модели Кронига—Пенни. Спектр определяется трансцендентным уравнением

$$\cos kL = \cos \frac{x_1 L}{2} \cos \frac{x_2 L}{2} - \frac{x_1^2 + x_2^2}{2x_1 x_2} \sin \frac{x_1 L}{2} \sin \frac{x_2 L}{2},$$

где $x_{1,2} = \sqrt{2mE - (p_y \pm eHL/c)^2}$.

В заключение обсудим полученные результаты. Мы видим, что в отсутствие среднего магнитного поля невозможно осуществить локализацию электрона в отдельной яме. Исключение составляет случай 4, где локализация помогает стенке соседнего домена. В присутствии среднего поля любая область с низким значением H способна локализовать электроны. Сверхрешетки могут быть осуществлены как в структурированных, так и в многодоменных системах.

Воздействие магнитного поля на спектр электронов оказывается относительно слабым по сравнению с влиянием на него структурных сверхрешеток. Однако в полупроводниках с малой массой оно достаточно для значительного изменения энергетического спектра. Заметим, что, поскольку такие полупроводники обычно являются узкозонными, неоднородное магнитное поле будет вызывать существенную модуляцию энергетической щели.

К определенным достоинствам систем с неоднородным магнитным полем следует отнести их управляемость. По нашему мнению, эти системы могут быть легко реализованы с помощью обычных кремниевых МДП транзисторов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Дубровин Б. А., Новиков С. П. — ЖЭТФ, 1980, т. 79, в. 3 (9), с. 1006—1016.
 [2] Yoshioka D., Iye Y. — J. Phys. Soc. Japan, 1986, v. 56, N 2, p. 448—451.

Институт физики полупроводников
 СО АН СССР
 Новосибирск

Получена 5.01.1988
 Принята к печати 21.01.1988