

УДК:538.321

В.А.Сениченков (6 курс, каф. ПФОТТ), Н.Т.Баграев, д.ф.-м.н., проф.

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ БАРЬЕРЫ В ПРИМЕСНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

В процессе легирования кремния мелкими акцепторами в режиме неравновесной диффузии можно наблюдать системы самоупорядоченных квантовых ям, образующихся внутри сверхмелких p-n – переходов. При исследовании угловых зависимостей циклотронного резонанса электронов и дырок было обнаружено, что сверхмелкие примесные p<sup>+</sup>-n переходы получены при доминировании kick-out (ko) и вакансионного механизмов диффузии, состоят из поперечных квантовых ям, ориентированных перпендикулярно к плоскости p<sup>+</sup>-n- перехода на поверхности кремния (100) соответственно в направлениях [111] и [100]. В свою очередь, при условии паритета диффузионных механизмов, p<sup>+</sup>-n- переходов сформированы из продольных квантовых ям.

Самоупорядоченные квантовые ямы ограничены двумерными сильнолегированными барьерами, которые обладают сегнетоэлектрическими свойствами поскольку состоят из реконструированных примесных диполей В<sup>+</sup> -В<sup>-</sup> [1]. Уменьшение размера p<sup>+</sup>- области приводит к росту роли зарядовых корреляций и возникновению энергетической щели в плотности состояний дырочного газа. Данные исследований температурной и полевой зависимостей магнитной восприимчивости, а также – квантованной проводимости позволили определить величину сверхпроводящей энергетической щели:  $\Delta=0.022$  эВ, что соответствует длине когерентности  $\xi\sim 25$  нм. В зависимости от однородности распределения бора внутри ( $N(B)\sim 10^{21}$  1/см<sup>3</sup>) можно получить либо случай сильнокоррелированного металла, либо экситонного диэлектрика. Сильная неоднородность приведет к диэлектрическим областям с сегнетоэлектрической фазой, при высокой же однородности осуществляется переход к двумерному сверхпроводнику второго рода. Результаты исследований характеристик квантовых точечных контактов, которые спонтанно формируются внутри сверхпроводящих двумерных барьеров в процессе их приготовления. Их существование определяется одиночными флуктуациями в значении величины сверхпроводящей энергетической щели, которые определяются неоднородностями в распределении бора. Обнаружено, что при приложении магнитного поля, перпендикулярного квантовой проволоке, содержащей квантовый точечный контакт, наблюдалось характерное синусоидальное затухание тока:  $I\sim I_0 \sin[(\pi\Phi/\Phi_0)]/(\pi\Phi/\Phi_0)$ , где  $\Phi_0=h/2e$ -квант магнитного потока,  $\Phi=\Delta BS$  -поток магнитного поля,  $S=d(d+\lambda)$ , d-ширина квантовой проволоки,  $\lambda$ -магнитная длина.

Полученные результаты находят объяснение в рамках модели высокотемпературного низкоразмерного сверхпроводника, формирующегося в условиях туннелирования одиночных носителей тока через центры с отрицательной корреляционной энергией [2, 3].

Исследование электрических и магнитных свойств двумерных барьеров вызывает интерес по причине их влияния на транспорт носителей в квантовых ямах. При исследовании оптических свойств барьеров были обнаружены аномалии в температурных зависимостях коэффициента поглощения. Система вела себя подобно абсолютно твердому телу, поглощая энергию падающего излучения. Объяснение такому поведению, вероятно, может быть найдено в аномалиях значений диэлектрической и магнитной проницаемостей барьеров. Предпосылки к этому выбраны из работы [3], где высказывается теоретическое предположение о возможности одновременной отрицательности  $\epsilon$  и  $\mu$ .

Из электродинамики известно, что в случае  $\epsilon, \mu < 0$ , показатель преломления такой среды принимает вещественное значение:

$$n^2 = \epsilon\mu \quad (1)$$

Диэлектрическая проницаемость может иметь отрицательное значение в плазме, находящейся в магнитном поле:

$$\epsilon = 1 - \sum_{\text{типы}} \omega/\omega_p \Big|_{\omega \rightarrow 0} = 1 - \omega/\omega_p \quad (2)$$

где  $\omega_p = 4\pi N e^2/m$  – плазменная частота,  $N$  – концентрация носителей.

Аналогичное соотношение можно получить и для  $\mu$ , но веществ с отрицательной магнитной проницаемостью пока не найдено.

Возможность существования  $\epsilon, \mu < 0$  определяется жесткими требованиями:

- 1) обязательная дисперсионная зависимость  $\epsilon(\omega)$  и  $\mu(\omega)$ ;
- 2) среда должна быть анизотропной, точнее гиротропной;

Первое условие следует из выражения для полной энергии поля:

$$W = \epsilon E^2 + \mu H^2 \quad (3)$$

Только в случае  $\epsilon(\omega)$  и  $\mu(\omega)$  полная энергия не становится отрицательной при  $\epsilon, \mu < 0$ :

$$W = E^2 \partial \epsilon(\omega)/\partial \omega + H^2 \partial \mu(\omega)/\partial \omega \quad (4)$$

При условиях  $\partial \epsilon(\omega)/\partial \omega > 0$   $\partial \mu(\omega)/\partial \omega > 0$  энергия сохраняет положительное значение, а сами условия, в тоже время, не противоречат  $\epsilon, \mu < 0$ .

Гиротропными считаются среды, в которых параметр определяющий их свойства, в данном случае это  $\epsilon$ , является тензором второго ранга:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix}$$

В нашем случае сильнолегированный двумерный барьер можно рассматривать как анизотропную среду, в рамках физических принципов его получения, что показано в [4]. Частотный предел в барьерах, при котором может иметь место одновременная отрицательность  $\epsilon$  и  $\mu$ , нами оценен по фундаментальному соотношению для плазменной частоты(1) при подстановке концентрации акцепторной примеси  $N(B) \sim 10^{21} \text{1/cm}^3$ . Полученное значение составляет  $\approx 7 \cdot 10^9$  рад/с и находится в согласии полученными экспериментальными данными оптических характеристик в предложенных полупроводниковых системах.

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. N.T. Bagraev, W. Gehloff, L.E. Clyachkin, A. Naeser, Def. Diffusion Forum, 143-147, 1003(1997).
2. E.Simanek, Solid St. Comm., 32, 731, (1979)
3. C.S.Ting, D.N.Talwar, K.L.Ngai, Phys.Rev.Lett., 45, 1213,(1980)
4. В.Г. Веселаго, Электродинамические свойства смеси из электрических и магнитных зарядов// ЖЭТФ, т.52, №4, 1967