

Лекция 8

Тема лекции: Элементы нанoeлектроники

Цель лекции:

Изучить физические принципы функционирования и технологии создания элементов нанoeлектроники, рассмотреть материалы и структуры, применяемые при миниатюризации электронных приборов, а также обсудить перспективные направления развития нанoeустройств на основе квантовых и туннельных эффектов.

Основные вопросы:

1. Понятие нанoeлектроники и её отличие от микроэлектроники.
2. Квантово-размерные эффекты в наноразмерных структурах.
3. Материалы и структуры, используемые в нанoeлектронике.
4. Основные элементы нанoeлектроники:
 - квантовые точки, проволоки и ямы;
 - одноэлектронные транзисторы;
 - туннельные и спиновые структуры.
5. Методы формирования наноструктур (литография, эпитаксия, самосборка).
6. Углеродные нанотрубки и графен в нанoeлектронных устройствах.
7. Молекулярная и бионическая электроника.
8. Перспективы развития нанoeлектроники и квантовых вычислительных систем

Краткие тезисы:

Принципиальное отличие **нанoeлектроники** от микроэлектроники заключается не столько в уменьшении размеров элементов до нанометровых величин, а сколько в создании приборов и устройств, основанных на использовании квантово-размерных эффектов. В нанoeлектронике можно выделить два главных направления:

- приборы, реализующие электронные эффекты;
- приборы, основанные на использовании фотоэлектрических явлений.

Для создания **нанoeлектронных приборов и устройств** на сегодняшний день используют достаточно хорошо разработанные в рамках технологии микроэлектроники методы, такие как молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), осаждение из газовой фазы, а также ионный синтез.

При этом во всех указанных методах рассматриваются **явления самоорганизации с формированием наноразмерных элементов**, включая пространственные упорядоченные. Кроме того, возникли и новые

технологические подходы и методы, ранее неизвестные для микроэлектроники. Например, использование нанотрубок и фуллеренов, различные методы зондовой микроскопии, с помощью которых объекты наноэлектроники могут как исследоваться, так и создаваться.

Отдельно необходимо отметить проблемы, связанные с **нанолитографией**. Существующие в настоящее время подходы к созданию топологического рисунка с размерами элементов порядка или менее 100 нм реализуются путем применения потоков проникающих излучений. Хорошо известны и распространены системы для электронной литографии, менее – установки для ионной литографии.

Большое внимание уделяется разработке литографических систем с использованием рентгеновского и синхротронного излучений.

Усилия разработчиков в последнее время сосредоточены на создании **систем с квантовыми точками (КТ)** – предельным случаем систем с пониженными размерностями. Эти системы представляют собой массив наноразмерных атомных кластеров в полупроводниковой матрице. Дискретный спектр энергетических состояний таких кластеров позволяет отнести их к искусственным аналогам атомов несмотря на то, что КТ содержат большое число частиц. Изменяя размеры КТ, их форму и состав с помощью контролируемых технологических приемов, можно получать аналоги многих природных элементов.

Исследования в этой области сосредоточены в основном на изучении **оптических свойств КТ**, которые определяются рядом преимуществ по сравнению с двумерными квантовыми долинами.

Во-первых, особенностью КТ является возможность управления спектральной полосой фотоотклика путем предварительного заселения дискретных состояний с требуемой энергией перехода.

Во-вторых, наличие латерального квантования в нульмерных системах снимает запрет на оптические переходы, поляризованные в плоскости фотоприемника, а значит, предоставляет возможность осуществить поглощение света при нормальном падении фотонов.

В-третьих, в КТ ожидается сильное увеличение времени жизни фотовозбужденных носителей заряда вследствие так называемого эффекта узкого фононного горла.

Реальной демонстрацией преимуществ таких систем можно считать обнаружение в системе Si-Ge с КТ чрезвычайно высокого значения сечения фотопоглощения ($2 \times 10^{-13} \text{ см}^2$).

Это превышает, по крайней мере, на порядок известные значения сечения фотоионизации для локальных центров в кремнии и на три порядка аналогичную величину для КТ в системе InAs/GaAs. Эти данные свидетельствуют о перспективности использования систем с КТ для создания фотодетекторов, в том числе ИК-диапазонов.

Другой интересной экспериментально установленной особенностью таких систем является обнаружение в гетероструктурах Si/Ge с самоорганизующимися КТ фототока, генерированного фотонами с энергией меньше ширины запрещенной зоны Si. Энергия электронного перехода в таких структурах должна определяться разницей между шириной запрещенной зоны Si (1,12 эВ) и энергией дырочного состояния в Ge-КТ (0,43 эВ), т.е. должна составлять 0,7 эВ, что согласуется с экспериментальным значением положения линии T₂ в спектре фототока (примерно 0,73 эВ).

Гетероструктуры с квантово-размерными элементами на сегодняшний день получают главным образом с помощью МЛЭ. Наибольшие успехи получены при создании квантово-размерных систем на полупроводниковых соединениях A^{III}B^V и на твердых растворах GeSi.

В гетеросистемах с КТ на базе твердого раствора GeSi получены квантово-размерные эффекты со следующими параметрами: поверхностная плотность составляла (3–5)×10¹¹ см², средний размер кластера германия пирамидальной формы – 15 нм (в основании пирамиды), высота пирамиды – 1,5 нм, разброс размеров не превышал 17%.

Гетероструктуры с пространственным ограничением носителей заряда во всех трех измерениях (КТ) реализуют предельный случай размерного квантования в полупроводниках, когда модификация электронных свойств материала наиболее выражена.

Электронный спектр идеального квантового объекта представляет собой набор дискретных уровней, разделенных областями запрещенных состояний, и соответствует электронному спектру одиночного атома, хотя реальный квантовый объект при этом может состоять из сотен тысяч атомов. С приборной точки зрения такой электронный спектр носителей заряда в квантовых объектах в случае, когда расстояние между уровнями заметно больше тепловой энергии, дает возможность устранить основную проблему современной микро- и оптоэлектроники – «размывание» носителей заряда в энергетическом окне порядка $k_B T$ (где k_B – постоянная Больцмана; T – температура), приводящее к деградации свойств приборов при повышении рабочей температуры.

Физические принципы наноэлектроники.

Параметры квантовых точек.

Квантовой точкой может служить любой достаточно маленький кусочек металла или полупроводника. Электрон в таком нанокристалле чувствует себя как электрон в трёхмерной потенциальной яме, он имеет много стационарных уровней энергии с характерным расстоянием между ними $\frac{\hbar^2}{2md^2}$ (точное выражение для уровней энергии зависит от формы точки).

Нижний предел для размера КТ определяется критическим размером d , при котором в КТ существует хотя бы один электронный уровень и составляет 4,0 нм. **Верхние пределы** для размера КТ могут различаться для разных систем и составляют ~12,0 нм для системы GaAs-Al_xGa_{1-x}As и 20,0 нм для системы InAs-GaAs.

Для применения в оптоэлектронных приборах КТ не должны содержать дислокаций и точечных дефектов, а все гетерограницы, формирующие КТ, должны обладать низкой скоростью поверхностной рекомбинации. Для реализации высокого модального усиления в лазерах требуются плотные массивы КТ (~10¹¹ см⁻²). Исключительные преимущества структур с КТ реализуются лишь тогда, когда КТ как можно более однородны по форме и размеру.

Особенности электронного спектра в структурах с квантовыми точками.

Свободные носители заряда в кристалле описываются блоховскими волнами, которые могут распространяться в нем. Предположим, что кристалл конечен и существуют два бесконечно высоких параллельных барьера на расстоянии L друг от друга, которые могут отражать блоховские волны.

Тогда говорят о пространственном ограничении этих волн. Классическим примером волн, ограниченных в одном измерении двумя непроницаемыми барьерами, является колеблющаяся струна с двумя фиксированными концами. Известно, что нормальные колебательные моды такой струны представляют собой стоячие волны с длиной волны λ , принимающей дискретные значения вида

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$

Для свободной частицы с эффективной массой m^* , движение которой в кристалле в направлении оси z ограничено барьерами с бесконечной

потенциальной энергией, разрешенные значения волновых векторов блоховских волн имеют вид:

$$k_{z_n} = \frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{n\pi}{L}$$

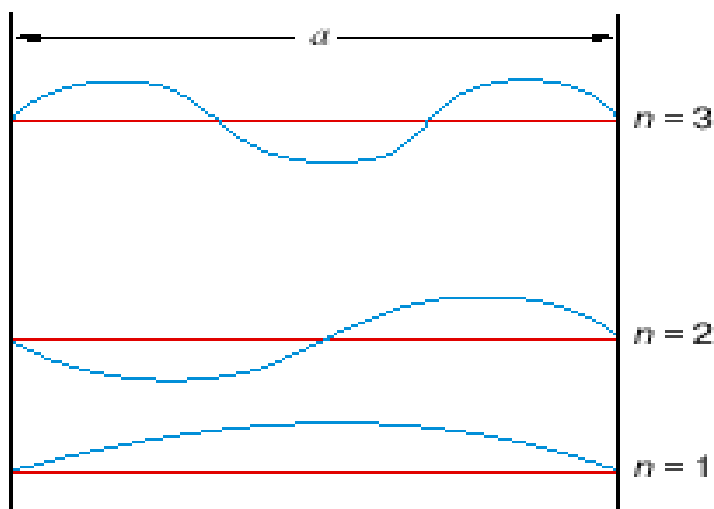


Рис.1. - Энергия размерного квантования частицы

где $n = 1, 2, 3, \dots$, а энергия основного состояния по сравнению с состоянием без ограничения возрастает на величину

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 k_{z_1}^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2},$$

где $\hbar$ - приведенная постоянная Планка.

Это увеличение энергии называется **энергией размерного квантования** частицы. Энергия размерного квантования является следствием принципа неопределенности в квантовой механике. Если частица ограничена в пространстве в пределах расстояния L (например, вдоль оси z), неопределенность z -компоненты ее импульса возрастает на величину порядка $\hbar/L$. Соответствующее увеличение кинетической энергии частицы задается тогда выражением (3). Кроме увеличения минимальной энергии частицы **квантовый размерный эффект** приводит также к квантованию энергий возбужденных состояний.

Для бесконечного одномерного потенциала «прямоугольной ямы» энергии возбужденных состояний выражаются как $n^2 \Delta E$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, как в уравнении (2).

Важно проводить различие между ограничением, обусловленным барьерами, и локализацией вследствие рассеяния на примесях. В

полупроводниках свободные носители заряда рассеиваются на фононах и дефектах со средним временем рассеяния $\langle \tau \rangle$. Среднюю длину свободного пробега $\langle l \rangle$ определяют как произведение средней скорости на $\langle \tau \rangle$. Подобное рассеяние также может уменьшить неопределенность в положении частицы и, следовательно, увеличить неопределенность ее импульса. Последнее приводит к неопределенности в энергии частицы на величину, задаваемую выражением (3) с $L^2 \approx \langle l^2 \rangle$. Этот эффект обычно связан с дефектами или беспорядком в твердых телах и отличается от эффектов квантового ограничения.

Одним из способов провести различие между двумя указанными случаями является исследование волнового вектора k_z вдоль направления ограничения. Волновой вектор частицы, движение которой происходит без рассеяния, но ограничено КЯ, дискретен, поскольку он соответствует стоячей волне и задается выражением (2). Рассеяние на дефектах приводит к нарушению фазы волны, так что ее амплитуда экспоненциально убывает в пределах средней длины свободного пробега. Фурье-преобразование такой затухающей волны показывает, что в рассматриваемом случае k_z не является дискретным, а имеет лоренцево распределение.

Квантовый размерный эффект не только изменяет энергии возбуждений, но также **модифицирует их плотность состояний**. Например, при уменьшении размерности от трех в объемных образцах до двух в квантовых ямах электронная плотность состояний вблизи запрещенной зоны меняет вид от функции с порогом до функции в виде ступеньки. В отличие от КЯ, где носители заряда ограничены в направлении, перпендикулярном к слоям, и могут двигаться в плоскости слоя, в КП носители заряда ограничены в двух направлениях и свободно перемещаются только вдоль оси проволоки. В КТ носители заряда ограничены уже во всех трех направлениях и обладают полностью дискретным энергетическим спектром. На рис. 1 показаны схематические диаграммы функции плотности состояний для структур с КЯ, КП и КТ.

Для иллюстрации квантового размерного эффекта электронов в полупроводниках рассмотрим случай одиночной КЯ. Ее структура представляет собой «сэндвич», состоящий из тонкого слоя (толщиной L) полупроводникового материала A между слоями другого полупроводника B с равными толщинами L' . Направление, перпендикулярное к этим слоям, примем за ось Z .

Предположим, что в одиночной КЯ ширина запрещенной зоны ямы A меньше, чем у барьеров B ($E_{gB} > E_{gA}$). Вследствие такого различия в ширине запрещенных зон не происходит выравнивания краев зон проводимости и

валентных зон для *A* и *B*. Разность между их краями называется разрывом зон. Разрыв зон создает потенциал, ответственный за квантовое ограничение носителей только в одном слое, в результате чего и возникает квантовый размерный эффект.

Таким образом, знание величины разрыва зон и его контроль играют решающую роль при изготовлении приборов с квантовым размерным эффектом. Если толщина среднего слоя *A* составляет от нескольких до ста параметров кристаллической решетки или от 1 до 50 нм, то носители заряда будут располагаться на дискретных уровнях, подобно электронам и дыркам в КТ.

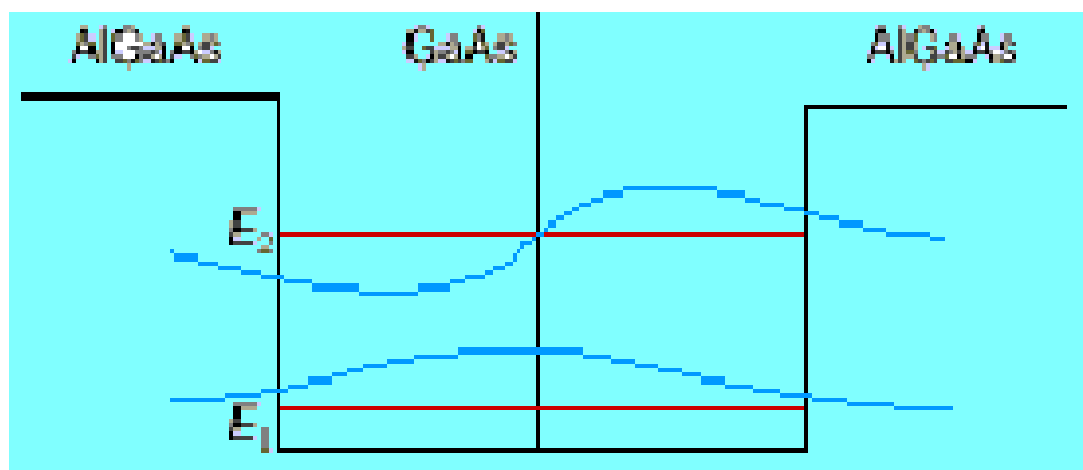
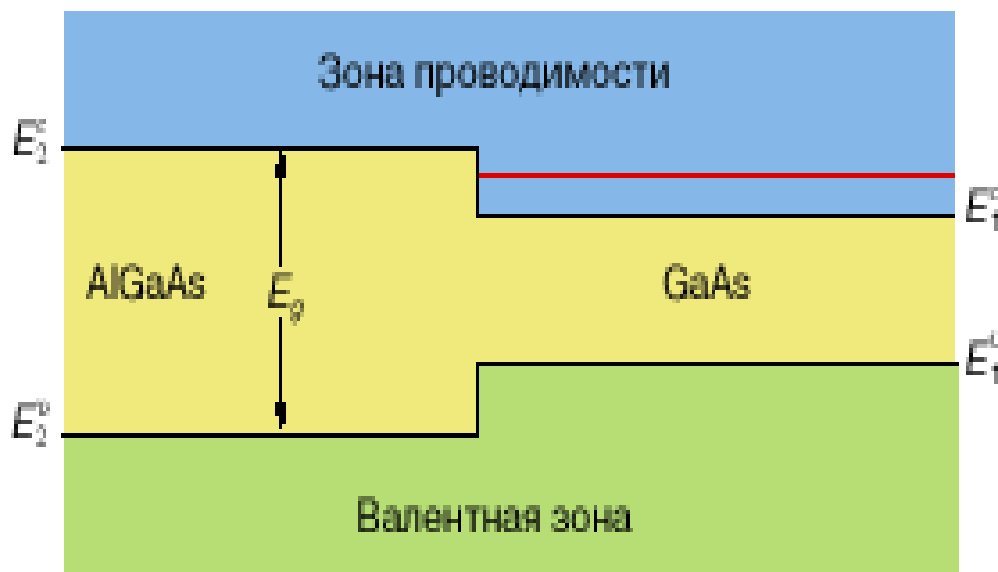


Рис.2. – Энергетические уровни электрона

Меняя размер «ямы», можно изменять расстояние между уровнями и, соответственно, длину волны поглощаемого или излучаемого света.

Так, например, в оптических спектрах полупроводниковых гетероструктур GaAs-AlGaAs со сверхтонким слоем GaAs (квантовой ямой),

четко проявляются эффекты размерного квантования: появляется характерная ступенчатая структура в спектрах поглощения и систематический сдвиг характеристических энергий при уменьшении толщины квантовой ямы.

В кластерах (КТ) одного материала в объеме другого вещества ограничение движения носителей заряда осуществляется во всех трех направлениях. В отличие от гетероструктур с КЯ и КП свойства электронов и дырок в гетероструктурах с КТ нельзя описать на основе представления о газе квазичастиц.

Вопросы для контроля изучаемого материала:

1. Что отличает наноэлектронику от традиционной микроэлектроники?
2. Какие квантово-размерные эффекты проявляются в наноструктурах?
3. Что такое квантовая точка и какова её роль в наноэлектронных устройствах?
4. На каком эффекте основана работа одноэлектронного транзистора?
5. Каковы принципы работы туннельных и спинтронных структур?
6. Какие материалы используются для изготовления элементов наноэлектроники?
7. Что представляет собой молекулярная электроника и каковы её перспективы?
8. В чём значение углеродных нанотрубок и графена для будущей электроники?

Список литературных источников:

1. Гусев А. И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. — М.: Физматлит, 2007.
2. Соколов В. И. Физика и технология микро- и наноэлектроники. — М.: МИФИ, 2019.
3. Wong, H.-S. P., Akinwande, D. Carbon Nanotube and Graphene Device Physics. — Cambridge University Press, 2011.
4. Datta, S. Quantum Transport: Atom to Transistor. — Cambridge University Press, 2005.
5. Ferry, D. K., Goodnick, S. M. Transport in Nanostructures. — Cambridge University Press, 2009.
6. Bhushan, B. (Ed.) Springer Handbook of Nanotechnology. — Springer, 2017.