|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Вопрос №1 | Вопрос №2 | Вопрос №3 |
| В нагретых телах часть внутренней энергии вещества может превращаться в энергию излучения. Поэтому нагретые тела являются источниками электромагнитного излучения в широком диапазоне частот. Это излучение называют **тепловым излучением**. Способность теплового излучения находиться **в равновесии** с излучающим телом отличает тепловое излучение от других видов излучения тел. **Характеристики теплового излучения*.*** Поток лучистой энергии, излучаемой единицей поверхности нагретого тела в единицу времени в узком диапазоне частот d: dR=rd, где r - **спектральная испускательная способность** тела или **спектральная плотность энергетической светимости*.*** R=0 r,T d **- интегральная испускательная способность** тела или его**энергетическая светимость.** r,T d= r,T d=> r,T=r,T d/ d= r,T(2c/2**). Cпектральная поглощательная способность**a,T**=**dФ’/ dФ.dФ’ - поток, поглощенный телом, dФ - поток, падающий на тело. Тело, у которого поглощательная способность меньше единицы и одинакова по всему диапазону частот, называют **серым телом**. **Абсолютно черное тело***-* тело, у которого на всех частотах и при любых температурах поглощательная способность равна единице. **Закон Кирхгоффа.** , r\* - спектральные испускательные способности АЧТ по шкале частот или длин волн*.* **Закон Стефана-Больцмана.** R\*=T4**.** Постоянная Стефана-Больцмана =5,6686 Вт/(м2(К4). **Закон смещения Вина*.* =>=>**=>**,** где м/К. | **Гипотеза о квантах**: излучение испускается и поглощается веществом не непрерывно, а конечными порциями энергии, которые Планк назвал квантами энергии. Величина кванта энергии зависит от частоты излучения и определяется формулой E=h или E=ħ, где ħ=2h=6,6310-34 Джс.<>=Pnn. Вероятность Pn того, что в состоянии термодинамического равновесия при температуре T излучение будет иметь энергию n, можно оценить с помощью распределения Больцмана: Pn=Ae{-n/kT}. Если учесть, что Pn=1, то для константы A получаем значение  =>. Т.к. **,**то,диф-уя, . Подставляя эти значения в формулу для <n>, получаем . Учитывая, что тепловое излучение АЧТ в полости кубической формы с идеально отражающими стенками как электромагнитное поле может существовать только в виде суперпозиции прямых и отраженных волн, то есть в виде стоячих электромагнитных волн, имеющих узлы на стенках полости, получаем =>- **формула Планка** для спектральной плотности энергии равновесного теплового излучения | **Внешний фотоэффект** - явление испускания электронов вещества под действием излучения.  Em=1/2m0v2m=eUз. **Законы фотоэффекта**. **1.** Для монохроматического света определенной длины волны фототок насыщения пропорционален световому потоку, падающему на катод. **2.**     Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от величины светового потока, а определяется лишь частотой излучения. **3.** Для каждого вещества катода существует своя граничная частота к такая, что излучение с частотой <к фотоэффекта не вызывает. Эту граничную частоту называют частотой красной границы фотоэффекта. **Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.** h=A+ Em, где Em=1/2m0v2m=eUз, A – работа выхода.  Свет обладает двойственной природой, получившей название **корпускулярно-волнового дуализма света**. Волновая теория света, исходя из такого представления о природе света, на основе общих свойств волновых процессов объяснила такие оптические явления как интерференция света, дифракция света, поляризация света и др. В начале XX века при исследовании взаимодействия света с веществом были обнаружены такие оптические явления как фотоэффект, эффект Комптона, фотохимические реакции и др., которые могут быть объяснены только с помощью корпускулярной теории. |
| Вопрос №4 | Вопрос №5 | Вопрос №6 |
| **Эффект Комптона.** Длина волны рассеянного излучения ’ больше, чем длина волны падающего излучения . Длина волны рассеянного излучения определялась с помощью дифракции его на кристалле. Согласно дифракционной теории при выполнении условия Вульфа-Брегга 2dsin=k’. Соответствие угла  и длины волны  позволяло нанести на фотопленке Ф шкалу длин волн и по положению на фотопленке засвеченной полоски определять длину волны рассеянного рентгеновского излучения. **Вывод:** ЗСЭ**:** hc/+m0c2= hc/’+mc2. ЗСИ: ħk= ħk’+mv. Из рис.: (mv) 2= ħ2k2+ ħ2k’2-2 ħ2kk’cos=>(mv) 2= (h/)2+(h/’) 2 -2h/’cos **(1)**. Преобразуем ЗСЭ: mc= h/+m0c-h/’=> (mc) 2=(m0c) 2+2m0ch(1/-1/’)+ (h/)2+(h/’) 2-2h/’. Учитывая, что (mc) 2-(m0c) 2=(mv) 2=>(mv) 2=2m0ch(1/-1/’)+ (h/)2+(h/’) 2-2h/’ **(2).** (1)(2)=> 2m0ch(1/-1/’)= 2h/’(1- cos)=>=-’=h(1-cos)/m0c=к(1-cos) - **формулу Комптона**, где к =2,4210-12– длина волны Комптона. | Изучение рассеяния -частиц в тонкой металлической фольге позволило Резерфорду сделать вывод о распределении электрического заряда в атоме и прийти к ядерной (планетарной) модели атома. **Опыт Резерфорда.** Выделяемый отверстием узкий пучок частиц падал на тонкую металлическую фольгу. При прохождении через фольгу частицы отклонялись. Оказалось, что некоторое количество частиц рассеивается на очень большие углы (почти до 180). Резерфорд пришел к выводу, что столь сильное отклонение частиц возможно только в случае чрезвычайно сильного электрического поля=>Резерфорд предложил **ядерную модель атома:** атом представляет собой систему зарядов, в центре которого ядро с зарядом Ze, а вокруг ядра расположены Z электронов. **Формула Резерфорда**: dN/N=na(Ze2/mv2) 2d/sin4(/2), где dN - поток частиц, рассеиваемый в пределах ..+d, n-концетрация атомов, a – толщина фольги, d - телесный угол, в пределах которого заключены направления, соответствующие углам рассеяния. **Постулаты Бора. 1.** Электрон в атоме может двигаться только по определенным стационарным орбитам*. Д*вижущийся по стационарной замкнутой орбите электрон, вопреки законам классической электродинамики, не излучает энергии. **2.** Разрешенными стационарными орбитами являются только те, для которых угловой момент импульса *L* электрона равен целому кратному величины постоянной Планка ħ. Поэтому для n-ой стационарной орбиты выполняется условие квантования L=nħ. **3.** Излучение или поглощение кванта излучения происходит при переходе атома из одного стационарного состояния в другое*.* При этом частота  излучения атома определяется разностью энергий атома в двух стационарных состояниях, так что ħ nk =Ek-En | **Гипотеза де Бройля.** Каждая материальная частица обладает волновыми свойствами, причем соотношения, связывающие волновые и корпускулярные характеристики частицы остаются такими же, как и в случае электромагнитного излучения: энергия E импульс p фотона связаны с круговой частотой  и длиной волны  соотношениями: E= ħ, p= ħk=2ħ/. По гипотезе де Бройля движущейся частице, обладающей энергией E и импульсом p, соответствует волновой процесс, частота которого равна =E/ ħ, а длина волны - Б =2ħ/p, то есть , или **- волна де Бройля. Дифракция микрочастиц.** Дэвиссон и Джермер исследовали дифракцию электронов на монокристалле никеля. Электроны от электронной пушки S, прошедшие ускоряющую разность потенциалов U, падали нормально на сошлифованную поверхность кристалла никеля C. С помощью детектора D исследовалось число электронов, отраженных от кристалла под углом  при различных значениях U, которым соотв. разные дебройлевские длины волн электронов. В опытах Дэвиссона и Джермера максимальное отражение электронов наблюдалось при ускоряющей разности потенциалов U= 54 В , что соответствует дебройлевской длине волны . Длина волны, определяемая из условия Брэгга-Вульфа 2dsinБ=kБ для постоянной решетки никеля равнялась 0,165 нм. Это служит прекрасным подтверждением гипотезы де Бройля о наличии у частиц волновых свойств |
| Вопрос №7 | Вопрос №8 | Вопрос №9 |
| **Гипотеза де Бройля.** Каждая материальная частица обладает волновыми свойствами, причем соотношения, связывающие волновые и корпускулярные характеристики частицы остаются такими же, как и в случае электромагнитного излучения: энергия E импульс p фотона связаны с круговой частотой  и длиной волны  соотношениями: E= ħ, p= ħk=2ħ/. По гипотезе де Бройля движущейся частице, обладающей энергией E и импульсом p, соответствует волновой процесс, частота которого равна =E/ ħ, а длина волны - Б =2ħ/p, то есть , или **- волна де Бройля.**  Очертить **границы применимости классической механики** соотношение неопределенностей. Понятие траектории для описания движения частицы можно использовать только в том случае, если неопределенность ее координаты мала по сравнению с характерным размером области движения, x<<L. Из соотношения неопределенности xpx ħ/2=>x ħ/2px  ħ/2p=Б/4. Значит, Б<<L. | **Первый постулат квантовой механики.**Состояние частицы в квантовой механике описывается заданием волновой функции (x,y,z,t), являющейся функцией пространственных координат и времени. **Вероятностный смысл волновой функции.** Квадрат модуля волновой функции (x,y,z,t) определяет плотность вероятности *w* того, что в момент времени *t0* частица может быть обнаружена в точке пространства M=M(x,y,z) с координатами *x*, *y* и *z*.w=dP/dV=||2=\*. Волновую функцию, удовлетворяющую **условию нормировки** F||2dV=1, называют нормированной волновой функцией. **Условия регулярности** волновой функции. **1.**Условие конечности волновой функции (волновая функция была квадратично интегрируемой функцией). **2.** **Условие однозначности волновой функции** (плотность вероятности обнаружения частицы должна определяться в каждой задаче однозначно). **3.** **Условие непрерывности волновой функции.** Кроме того, непрерывными должны быть также частные производные волновой функции, т.е. функция должна быть **гладкой**. **Принцип суперпозиции.** Если частица может находиться в квантовом состоянии, описываемом волновой функцией 1, а также в другом квантовом состоянии, описываемом волновой функцией 2, и т.д. аналогично до n, то эта частица может также находиться в состоянии, описываемом волновой функцией =с11+с22+…+сnn. В таком состоянии квадрат модуля коэффициента Сn определяет вероятность того, что при измерении, проведенном над системой с такой волновой функцией, мы обнаружим ее в квантовом состоянии, описываемом волновой функцией n. Поэтому для нормированных волновых функций . | Общее **временное уравнение Шредингера**, позволяющее определить в любой момент времени волновую функцию  для частицы массы m0, движущейся в силовом полеF=-gradU, описываемом скалярной потенциальной функцией U(x,y,z,t), имеет вид . Свойства уравнения для свободной частицы, с кинетической энергий E=p2/2m0, движущейся в отсутствие силовых полей (U=0,F=0) в направлении оси x, решением соответствующего уравнения Шредингера является волновая функция (x,t)=Aexp{-(1/ ħ)(Et-px)}, соответствующая плоской волне де Бройля. Этот факт позволяет утверждать, что и в общем случае уравнение Шредингера является *волновым уравнением*. *Линейность* этого уравнения обуславливает принцип суперпозиции квантовых состояний. **Первый постулат квантовой механики.**Состояние частицы в квантовой механике описывается заданием волновой функции (x,y,z,t), являющейся функцией пространственных координат и времени. **Вероятностный смысл волновой функции.** Квадрат модуля волновой функции (x,y,z,t) определяет плотность вероятности *w* того, что в момент времени *t0* частица может быть обнаружена в точке пространства M=M(x,y,z) с координатами *x*, *y* и *z*.w=dP/dV=||2=\*. |

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Вопрос №10 | Вопрос №11 | Вопрос №12 |
| В квантовой механике существует класс задач о движении в силовых полях, для которых силовая функция U(x,y,z,t) не зависит явно от времени, т.е. U(x,y,z,t)= U(x,y,z). Такие силовые поля называются **стационарными силовыми полями**, в этом случае силовая функция U(x,y,z) имеет смысл потенциальной энергии частицы. В стационарных полях квантовая система может находиться в состояниях с определенным значением энергии E. Эти состояния называются стационарными состояниями, а задачи о движении частиц, находящихся в таких состояниях, - **стационарными задачами квантовой механики**. Общий вид уравнения Шредингера: iħd/dt=Ĥ, где - оператор полной энергии частицы (оператор Гамильтона). В стационарных полях оператор Ĥ не зависит явно от времени, значит, волновую функцию (x,y,z,t) следует искать в виде произведения двух функций (x,y,z,t)= (x,y,z)(t)=> В этом уравнении левая часть зависит только от времени, а правая - только от координат. Выполнение этого равенства возможно лишь в том случае, если левая и правая части уравнения равны постоянной величине, обозначим ее буквой E=> Ĥ=E (1) и iħd/dt=e(2). Из (1)=>- **уравнение Шредингера для стационарных состояний**. Из (2)=>(t)= 0exp{-i(E/ħ)t}. Положим 0=1=>(x,y,z,t)= (x,y,z) 0exp{-i(E/ħ)t=>верны соотношения де Бройля. | **Одномерная потенциальная яма.** U(x)={: x<0; 0: 0<x<a; : x>a}. Уравнение Шредингера  В силу непрерывности волновая функция (x) должна обращаться в нуль и на границах ямы: при x=0 и при x=a. Введем обозначение =>’’+k2=0=>(x)=Asin(kx+a). Т.к. (0)=0, то Asin()=0=>=0 (=-m отбрасываем, т.к. физ.смысл имеет только квадрат модуля волновой фунции). Т.к. (a)=0 Asin(ka)=0=>ka=n, n=1,2,3…(n=0 отбрасыаем, т.к. в этом случае частицы не существует). Подставляя значения для k, получим т.е. энергия **квантуется.** Получаем =>=> | **Потенциальный ящик:** G={(x,y,z):0<x<a1,0<y<a2,0<z<a3}. U(x,y,z)={0: (x,y,z)G, : (x,y,z)G}. Будем искать волновую функцию в виде произведения: (x,y,z)= 1(x) 2(y) 3(z)=>(1/1(x))(d21(x)/dx2)+ (1/2(y))(d22(y)/dy2)+(1/3(z)) (d23(z)/dz2)=-2m0E/ħ2. Первое слагаемое в левой части зависит только от x, а второе - только отy. Поскольку их сумма равна постоянной величине, то это означает, что каждое из слагаемых также представляет собой постоянную величину. Получаем три одномерных уравнения: d21(x)/dx2+2m0E11(x)/ ħ2=0, d22(y)/dy2+2m0E22(y)/ ħ2=0, d23(z)/dz2+2m0E33(z)/ ħ2=0=> аналогично для 2(y) и 3(z)=>, а её энергетический спектр  Энергетический уровень, которому соответствует не одно, а несколько состояний частицы, называется **вырожденным уровнем**, а число соответствующих ему состояний называется **кратностью вырождения** или степенью вырождения уровня. |
| Вопрос №13 | Вопрос №14 | Вопрос №15 |
| **Потенциальный порог**: U(x)={0: x<0; U0,x>0}. **Пусть** **E<U0**. Обозначив иполучим ур-ние Шредингера в виде d21(x)/dx2+k121=0 и d22(x)/dx2-k222=0. Решением уравнения являются: 1(x)=A1exp{ik1x}+ B1exp{-ik1x} и 2(x)=A2exp{k2x}+ B2exp{-k2x}. Поскольку волновая функция должна быть ограниченной, а первое слагаемое в волновой функции 2(x) при x, стремящемся к бесконечности, неограниченно возрастает, то необходимо потребовать **A2=0**. Из **условий сшивки** 1(0)= 2(0) и 1’(0)= 2’(0)=> A1­+B1=B2 и ik1A1­-ik1B1=-k2B2. **A1=1**=>**B1=(k1-ik2)/(k1+ik2)**; **B2=2k1/(k1+ik2)**.=>1(x)=exp{ik1x}+(k1-ik2)/(k1+ik2)exp{-ik1x} и 2(x)= 2k1/(k1+ik2)exp{-k2x}. Коэф-т отражения R=|B1|2/|A1|2=1, коэф-т прохождения D=0. **Пусть** **E>U0**. Положим  и => d21(x)/dx2+k121=0 и d22(x)/dx2+k222=0=> 1(x)= A1exp{ik1x}+B1exp{-ik1x} и 2(x)=A2exp{ik2x}+ B2exp{-ik2x}. Поскольку отраженная волна в области II отсутствует, то **B2 =0**. **Условие сшивки:** A1­+B1=A2 и k1A1­-k1B1=k2B2. Полагая **A1=1**=> **B1=(k1-k2)/(k1+k2)**; **A2=2k1/(k1+k2)**=>1(x)=exp{ik1x}+(k1-k2)/(k1+k2)exp{-ik1x} и 2(x)= 2k1/(k1+ik2)exp{ik2x}. R=|B1|2/|A1|2, D=|A2|2/|A1|2. | **Потенциальный барьер.** U(x)={0: x<0; U0: 0<x>a, 0: x>a}. **Пусть E<U0.** Обозначив  иполучим ур-ние Шредингера в виде d21(x)/dx2+k121=0 и d22(x)/dx2-k222=0 и d23(x)/dx2+k123=0 **=>** 1(x)=A1exp{ik1x}+ B1exp{-ik1x}, 2(x)=A2exp{k2x}+ B2exp{-k2x} и 3(x)=A3exp{ik1x}+ B3exp{-ik1x}. Считаем амплитуду падающей волны A1=1, а B3=0, т.к. в 3-й области может распространяться только проходящая волна. Из **условий сшивки** получаем 1­+B1=A2+B2, ik1­-ik1B1= k2A2-k2B2, A2exp{k2a}+B2exp{-k2a}= A3exp{ik1a}, и k2A2exp{k2a}+ k2B2exp{-k2a}= ik1A3exp{ik1a}. Выразим где При k2a>>1 sh(k2a)exp{k2a}/2=>=>где ,является медленно изменяющ. функцией от E/U0=>  Обобщая на барьер произвольной формы, | Рассмотрим одномерный гармонический осциллятор, совершающий колебания вдоль оси x под действием возвращающей квазиупругой силы F=-kx. Потенциальная энергия: U(x)=kx2/2=m002x2/2, где 02=k/m0 - собственная частота классического гармонического осциллятора=> квантово-механическая задача о гармоническом осцилляторе сводится к задаче о движении частицы в параболической потенциальной яме => d2/dx2+2m0(E-m002x2/2)/ ħ2=0 -<x<+. Анализ показывает, что волновые функции, являющиеся решением уравнения, будут непрерывными и конечными не при всех значениях выражения 2E/ħ0, а лишь при En=(n+1/2) ħ0, n=0,1,2,3… Энергетические уровни гармонического осциллятора, в отличие, например, от случая прямоугольной потенциальной ямы, являются эквидистантными, т.е. расположены на одинаковом энергетическом расстоянии E=ħ0 друг от друга. Еще одной важной особенностью спектра является наличие так называемых нулевых колебаний. Волновые функции гармонического осциллятора имеют вид -полином Чебышева-Эрмита. |
| Вопрос №16 | Вопрос №17 | Вопрос №18 |
| **Второй постулат квантовой механики***:* каждой физической величине соответствует определенный оператор этой физической величины. **1. Оператор координаты –** умножение на координату. **2. Оператор импульса –p**=-iħ****. **3.** **Оператор момента импульса - L**x=**yp**z-**zp**y, **L**y=**zp**x-**xp**z, **L**z=**xp**y-**yp**x. Для сферических координат: **L**x=-iħ(sin(/)+ ctgcos(/)), **L**y=-iħ(cos(/)- ctgsin(/)), **L**z=-iħ(/).**4.** **Операторы энергий. E**k=**p**2/2m0=-ħ2/2m0\*****. **U**=U. **Гамильтониан H=Ek+U**=-ħ2/2m0\*****+**U.** Если при действии оператора на некоторую функцию получается та же самая функция, умноженная на число, то есть, если **Ф**=f, то то такую функцию называют **собственной функцией** оператора **Ф**, а число *f* его **собственным значением***.* **1.** Спектр непрерывный. **2.** -iħ****=px**=>**=Cexp(ipxx/ħ)**=>**спектр непрерывный. **3.** -iħ(/)=Lz=>=Cexp(iLz/ħ). Учитывая, что (+2)=()**=>** exp(iLz(+2)/ħ)= exp(iLz/ħ)**=>** exp(iLz2/ħ)=1**=>** Lz2/ħ=2m, где m=0, 1, 2…=> Lz=mħ, соотвтствует собственным функциям .L2=ħ2l(l+1), l=0, 1, 2… Задачи о нахождении спектра собственных значений оператора полной энергии **H** связаны с заданием конкретного вида потенциального силового поля, в котором движется частица. Формула для расчета среднего значения физической величины *f* в квантовом состоянии системы, описываемом волновой функцией *:***.** Часто эту формулу называют **4-м постулатом** квантовой механики. | **Второй постулат квантовой механики***:* каждой физической величине соответствует определенный оператор этой физической величины. Если при действии оператора на некоторую функцию получается та же самая функция, умноженная на число, то есть, если **Ф**=f, то то такую функцию называют **собственной функцией** оператора **Ф**, а число *f* его **собственным значением***.* **Оператор импульса –p**=-iħ****. -iħ****=px**=>**=Cexp(ipxx/ħ)**=>**спектр непрерывный. **Оператор момента импульса - L**x=**yp**z-**zp**y, **L**y=**zp**x-**xp**z, **L**z=**xp**y-**yp**x. Для сферических координат: **L**x=-iħ(sin(/)+ ctgcos(/)), **L**y=-iħ(cos(/)- ctgsin(/)), **L**z=-iħ(/). **Вывод спектра:** -iħ(/)=Lz=>=Cexp(iLz/ħ). Учитывая, что (+2)=()**=>** exp(iLz(+2)/ħ)= exp(iLz/ħ)**=>** exp(iLz2/ħ)=1**=>** Lz2/ħ=2m, где m=0, 1, 2…=> Lz=mħ, соотвтствует собственным функциям . Значения константы выбрана из условия нормировки .  L2=ħ2l(l+1), l=0, 1, 2… | Физическая величина a может быть точно измерена только в такой системе, квантовое состояние которой описывается волновой функцией, являющейся одной из собственных функций соответствующего этой физической величине оператора **A**. При этом, вовсе не обязательно, чтобы в этом квантовом состоянии другая физическая величина b была бы также точно измерима. Эти физические величины a и b будут одновременно точно измеримы только в том случае, если соответствующие им операторы **A** и **B** имеют общую систему собственных функций. Действительно, пусть функции n являются функциями как оператора **A** так и оператора **B**. Тогда выполняются следующие соотношения  и=>  **.** То есть, если две разные физические величины *a* и *b* могут быть одновременно точно измерены, то соответствующие им операторы ***A*** и ***B*** должны быть коммутирующими операторами*.*  Пусть электроны падают нормально на непрозрачный экран, в котором имеется щель шириной x. Тогда xsin=Б. px=pysin=>pxxБpy => pxx2ħ.  Следующее соотношение было получено в 1927 г немецким физиком В. Гейзенбергом pxx ħ /2 - **соотношение неопределенностей Гейзенберга**. |

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Вопрос №19 | Вопрос №20 | Вопрос №21 |
| Потенциальная энергия электрона в электрическом поле ядра атома водорода определяется выражением U(r)=-(Ze2)/40r. Движение электрона в таком поле можно рассматривать как движение в некоторой сферической потенциальной яме. **H**=E c **H=**=-ħ2/2m0\*****+**U,** где **U**=U(r) => -ħ2/2m0\*****-(Ze2)/40r =E - **уравнение Шредингера для атома водорода. Главное квантовое число n=1,2,3..** - определяетполную энергию электрона в любом квантовом состоянии. . **Орбитальное (азимутальное) квантовое число l=1,2,3..n-1.** Орбитальным квантовым числом однозначно определяется модуль орбитального момента импульса движущегося в атоме электрона: L=ħ(l(l+1))1/2. **Магнитное квантовое число m=0, 1, 2,.., l.** Lz=mħ. **Спиновое квантовое число m**s**=s=1/2.** Этим числом определяются проекции собственных моментов на выделенное направление Z: Lsz=msħ=ħ/2 | Пространственное квантование, утверждающее дискретность проекции магнитного момента атома на направление внешнего магнитного поля, демонстрируется экспериментом с атомными пучками, выполненным **О.Штерном** *и* В.**Герлахом** в 1922 г.Путем испарения в вакуумной печи атомов серебра или другого металла с помощью тонких щелей формируется узкий атомный пучок. Этот пучок пропускается через неоднородное магнитное поле с существенным градиентом магнитной индукции. Под действием возникающей силы атомный пучок расщепляется на дискретное число пучков, которые, оседая на стеклянной пластинке, дают серию узких дискретных зеркальных полосок из напыленных атомов. Пучок **невозбужденных атомов** серебра расщепился на два пучка, которые напылили на стеклянной пластинке две узкие зеркальные полоски, сдвинутые симметрично вверх и вниз. Измерение этих сдвигов позволило определить магнитный момент невозбужденного атома серебра. Его проекция на направление магнитного поля оказалась равной +Б или -Б.При согласовании теории и эксперимента Гаудсмит и Уленбек, по аналогии с орбитальными моментами, предположили, что величины **собственных механического** и **магнитного** моментов электрона определяются формулами Ls=ħ(s(s+1))1/2=3/2ħ, psM= 2Б(s(s+1))1/2=3Б. проекции собственных моментов на выделенное направление Z: Lsz=msħ=ħ/2. | Модуль **орбитального момента импульса** движущегося в атоме электрона однозначно определяется орбитальным квантовым числом: L=ħ(l(l+1))1/2, магнитный момент определяется как pM= Б(l(l+1))1/2. По аналогии с орбитальными моментами величины **собственных механического** и **магнитного (спиновых)** моментов электрона определяются формулами Ls=ħ(s(s+1))1/2=3/2ħ, psM= 2Б(s(s+1))1/2=3Б. Проекции собственных моментов на выделенное направление Z: Lsz=msħ=ħ/2. Сложение механического момента в **полный механический момент** производится по следующему правилу: Lj=ħ(j(j+1))1/2, где j=l+s=l+1/2, j=|l-s|=|l-1/2|.  **Полный магнитный момент:** pjM= gБ(j(j+1))1/2, где - фактор Ланде. |
| Вопрос №22 | Вопрос №23 | Вопрос №24 |
| При помещении магнитного моментаpM во **внешнее магнитное поле** с индукциейB, он приобретает дополнительную энергию за счет магнитного взаимодействия W= -pMB=-pzMB. Поэтому, если изолированный атом с энергией E в состоянии с квантовым числом J попадает в магнитное поле, то энергия уровня E изменяется так, что это изменение, в зависимости от взаимной ориентации магнитного момента и поля, соответствует одному из 2J+1 возможных значений Ej=-pJzMB= gБmjB. => Расщепление E= gБB=gE0. **Эффект Зеемана** - эффект расщепления спектральных линий в магнитном поле. Наиболее простой случай соответствует расщеплению одиночной линии, обусловленной переходами между энергетическими уровнями, для которых S=0=>g=1=>E=E0. Смещение частоты -нормальное смещение. Такой случай расщепления спектральной линии на зеемановский триплет называется **простым** или **нормальным эффектом Зеемана***.* Для переходов между уровнями с S0 у расщепленной спектральной линии оказывается больше трех компонент, а величина расщепления отличается от нормального. Такое расщепление спектральных линий называется **сложным** или **аномальным эффектом Зеемана*.*** | **Спонтанный переход** – самопроизвольный переход атомов с более высоких на более низкие энергетические уровни. Такие переходы приводят к **спонтанному испусканию** атомами фотонов. **Индуцированные переходы** – переходы с более низких на более высокие уровни энергии под действием излучения. Для возможности установления равновесия при произвольной интенсивности падающего излучения необходимо существование «испускательных переходов», вероятность ктр. возрастала бы с увеличением интенсивности излучения. Возникающее при таких переходах **излучение** назыв. **вынужденным или индуцированным**. Вынужденное и вынуждающее излучения являются строго когерентными. Пусть Pnm- вероятность вынужденного перехода атома c уровня En на уровень Em, Pnm-вер-ть обратного перехода, Pnm= Pmn. => Pnm= Bnmu, Pmn =Bmnu - вероятность вынужденных переходов пропорциональна плотности энергии u вынуждающего переход магнитного поля, приходящейся на частоту , соответствующую данному переходу (=(En-Em)/ħ)). Величины Bnm=Bmn назыв. **коэф. Эйнштейна. Anm**- вероятность спонтанного перехода атома в ед. времени из сост. n в сост m. Nnm,Nmn - числа переходов в прямом и обратном направ. Пусть En>Em=> Nnm= Nnmвынужд, Nmn=Nmnвынужд+ Nmnспонт. Равновесие между веществом и излучением  Nnm=Nmn=> BnmuNm= BmnuNn+Anm Nn => u= (Anm/ Bnm)/((Nm/Nn)-1), учитывая, что Bnm=Bmn . Согласно закону Больцмана Nm/Nn=exp{(En-Em)/kT}=exp{ħ/kT} => u=(Anm/Bnm)/[exp{ħ/kT}-1]. При малых частотах это выражение должно переходить в формулу Релея-Джинса. В случае ħ<< kT можно заменить exp{ħ/kT}1+ ħ/kT => u=(Anm/ Bnm)kT/ ħ. Сравнивая с формулой Релея-Джинса u=(2/2c3)kT, получаем **A**nm/**B**nm= ħ3/2c3.  Заметим, что подстановка значения **A**nm/**B**nm приводит к формуле Планка. | **Лазеры** – устройства, при прохождении через ктр. э/м волны усиливаются за счет вынужденного излучения. **Принцип работы**: Переходы могут сопровождаться спонтанным или вынужденным излучением с частотой =(Ej-Ei)/ħ. Необходимо, чтобы преобладали переходы, при которых происходит излучение энергии, т.е. нужно создать инверсную населенность возбужденного уровня Ej (создать повышенную концентрацию атомов или молекул на этом уровне). Процесс создания инверсной населенности – **накачка**. **1)** молекулы привнесенной извне энергией переводятся из основного I в возб. III сост. Уровень III – время жизни молекул 10-8с. **2)** Молекулы спонтанно переходят с ур-ня III на ур-нь II (**метастабильный**) - вр. жизни мол-л 10-3. Созданная т.о. инверсная населенность обеспечит усл-я для усиления излучения. Среда в ктр. создана инверсная населенность – **активная**. Однако генерация оптич. колебаний может возникнуть только в том случае, если вынужденное излучение будет вызывать новые акты. Для создания такого пр-са активную среду помещают в оптич. резонатор. Опт. резонатор – сист. из 2 зеркал между ктр. располагается активная среда. Важнейшее св-во зеркал – высокий коэф. отражения. С ур-ня II на I могу происходить и спонтанные и вынужденные переходы. **3)** При спонт. переходе одного из атомов испускается фотон, ктр. вызывает вынужденные переходы др. атомов, тоже сопровождающиеся излучением фотонов. Развивается лавинообразный процесс. Оптический резонатор ориентирует направление движ фотонов вдоль оси кристалла. При достижении опр. мощности излучение выходит через зеркала (особенно через полупрозрачное). **Особенности:** 1)выс. монохроматичность 2)малая расходимость пучка 3)больш. интенсивность 4)выс. когерентность **Типы лазеров:** 1)твердотельные 2)полупроводниковые 3)жидкостные 4)газовые **Применение:** 1)высокоточная мех. обработка 2)в медицине (скальпель) 3)Оружие |

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Вопрос №25 | Вопрос №26 | Вопрос №27 |
| Основа квантовой статистики – принципиальная неразличимость одинаковых частиц. **Перестановка местами двух квантовых частиц не приводит к новому микросостоянию**. Волновые ф-ии должны быть симметричными или антисимметричными по отношению к перестановке любой пары частиц, причем первый случай имеет место для частиц с целым спином, а второй с полуцелым. Для системы частиц, описывающейся антисимметричными ф-ями справедлив принцип Паули: в каждом квантовом состоянии может находиться одновременно не более одной частицы. Статистика, основанная на этом принципе, называется статистикой Ферми-Дирака. Частицы , подчиняющиеся этой статистике – **фермионы***.* К их числу относят все частицы с *полуцелым* спином. Статистика Бозе-Эйнштейна, ктр. подчиняются частицы с *целым* спином. Частицы подчиняющиеся этой статистике – **бозоны***.* Не выполняется принцип Паули; вероятность *Р* возникновения бозона в состоянии, в ктр. уже имеется *n* частиц, пропорциональна *n*. Обе статистики подчиняются принципу тождественности одинаковых микрочастиц. | **Статистике Бозе-Эйнштейна** подчиняются частицы с *целым* спином (**бозоны)**. **Функция распределения Бозе-Эйнштейна** имеет вид <ni>=1/[exp{(Ei­-)/kT}-1]**­**, - среднее число частиц, находящихся в состоянии с номером *i* , Ei -энергия частицы в этом состоянии,  -хим. потенциал, определяемый из условия, что сумма всех <ni> равна полному числу *N* частиц в системе, причем 0. Для систем с переменным числом частиц =0 (сист. фотонов и фононов). Частице подчиняющиеся этому распределению – бозоны (частицы обладающие нулевым или целым спином). Для статистики Бозе-Эйнштейна не выполняется принцип Паули; вероятность *Р* возникновения бозона в состоянии, в ктр. уже имеется *n* частиц, пропорциональна *n*. Т.о. бозоны «любят» накапливаться в одном состоянии – они являются «коллективистами». **Сверхтекучесть гелия II –** свойство протекать через узкие щели, не обнаруживая вязкости. Все атомы гелия II представляют собой одинаковые бозоны, следовательно, они стремятся оказаться в одном и том же состоянии. Если бы отсутствовали силы взаимодействия между атомами, то наблюдалась бы так называемая конденсация Бозе-Эйнштейна: при абсолютном нуле все атомы обрели бы минимальную скорость, допустимую соотношением неопределенности Гейзенберга. Поскольку местонахождение атома ограничено только тем, что он находится внутри сосуда с жидкостью, то неопределенность в его положении может достигать размеров этого сосуда, в то время как неопределенность в скорости при этом окажется очень небольшой. Следовательно, все атомы попали бы в одно и то же состояние абсолютного покоя, их положение в сосуде стало бы совершенно неопределенно, атомы с равной вероятностью могли бы находиться в любом месте. из-за взаимодействия между атомами вероятность оказаться им всем вместе в покое в самом нижнем состоянии исчезает, хотя и не совсем. Оставшаяся вероятность как раз и объясняет это явление. | **Распределение Ферми-Дирака** <ni>=1/[exp{(Ei­-)/kT}+1]**­** - функция(Ферми-Дирака) распределения эл-онов по состояниям с различной энергией. Параметр  называется *химическим потенциалом*. Имеющий размерность энергии, его часто обозначают EF и называют **уровнем Ферми** или **энергией Ферми**. Это выр-е лежит в основе **статистики Ферми-Дирака**. Частицы подчиняющиеся этой статистике называют **фермионами.** К их числу относят все частицы с полуцелым спином. Фермионы никогда не занимают состояния, в котором уже находится одна частица (выполняется принцип Паули). При абсолютном нуле *f*(E)=1 если E<EF и *f*(E)=0 если E>EF. Тогда при 0К **уровень Ферми** совпадает с верхним заполненным эл-нами уровнем EF(0). Независимо от температуры при E=EF ф-я *f*(E) равна 1/2 Следовательно, **уровень Ферми** совпадает с тем энергоуровнем, **вероятность заполнения** которого **равна половине**. Поведение электронного газа зависит от соотношения между температурой кристалла и температурой Ферми, равной EF/k.Есть 2 предельных случая: 1) kT<< EF -газ вырожденный 2) kT>> EF -газ невырожденный. |

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Вопрос №28 | Вопрос №29 | Вопрос №30 |
| Согласно модели свободных эл-онов валентные эл-оны могут свободно перемещаться по кристаллу. Именно они обуславливают электронную проводимость металла. Рассмотрим образец-куб со стороной L, в нем движутся эл-оны совершенно свободно. Ур-е Шредингера для своб эл-она с учетом U=0:  -ħ2/2m****=E =>=Cexp{i**kr**}, где **k**=**p**/ħ. \*dV=1=C\*CL3=>C=1/L3/2=>=exp{i**kr**}/L3/2. Функция должна удовлетворять граничным условиям: быть периодичной по x,y,z, с периодом L=>kx=2n1/L, ky=2n2/L, kz=2n3/L => ****=exp{i2(n1x+n2y+n3z)/L}/L3/2, **Ek**=(ħ2/2m)(2/L)2(n12+n22+n32). Состояние можно задать четырьмя квантовыми числами n1, n2, n3, ms. Одной и той же сумме квадратов соответствуют несколько различных комбинаций чисел ni, поэтому уровни энергии являются вырожденными. n\*2= n12+n22+n32-сфера, поверхность равных значений энергии. Число состояний E, энергия которых не превышает E=(ħ2/2m)(2/L)2n\*2 **(1)**, равно удвоенному количеству точек, содержащихся внутри сферы (т.к. каждой точке соответствует пара состояний с ms=1/2): E=2(4/3)n\*3**(2)**. Исключая n\* из (1) и (2), получим: E=(8/3)V**[**(2m) 3/2/(2ħ)3**]**E3/2 =>dE=4V**[**(2m)3/2/(2ħ)3**]**E1/2dE- число состояний с энергией, заключенной в интервале от dE, т.е. число состояний, приходящихся на единичный интервал времени, т.е. плотность электронных состояний g(E)= 4V**[**(2m)3/2/(2ħ)3**]**E1/2. | При больших энергиях т.е. при E-EF>>kT, единицей в знаменателе ф-ции распред. Ферми-Дирака(<ni>=1/[exp{(Ei­- EF)/kT}+1]) или Бозе-Эйнштейна(<ni>=1/[exp{(Ei­- EF)/kT}-1]) можно пренебречь. Тогда распределение эл-онов по состояниям с разной энергией принимает вид: *f*(E)=exp{-(E-EF)/kT}=const exp{-E/kT}, т. е. переходит в ф-ю распред Больцмана, где const = exp{-EF/kT}. | Наименьшая энергия, которую необходимо сообщить эл-ону для того чтобы удалить его из твердого или жидкого тела в вакуум, называется **работой выхода***.* Ее обозначают e, где  - величина, называемая потенциалом выхода. Работа выхода электрона из металла определяется выражением: e=Ep0-EF (в предположении, что температура металла равна 0 К (Ep0 - полная работа выхода )). При других температурах работу выхода также определяют как разность глубины потенциальной ямы и уровня Ферми. Работа выхода сильно зависит от состояния пов-ности металла. При температурах, отличных от абсолютного нуля, имеется некоторое кол-во эл-нов, энергия которых достаточна для того, чтобы преодолеть потенциальный барьер на границе металла. При повышении температуры их кол-во растет. Испускание эл-онов нагретым металлом называется **термоэлектронной эмиссией.** Ее исследование осуществляется с помощью вакуумного диода. Катод нагревается током от внешней батареи, а на оба электрода подается напряжение от анодной батареи. С ростом Uа все больше электронов отсасывается электр. полем к аноду и при определенном значении Uа все вылетевшие из катода эл-оны получают возможность достигнуть анода. Дальнейший рост Uа не может увеличить силу анодного тока-ток достигает насыщения. **Ток насыщения характеризует эмиссию**. Если в единицу времени с единицы поверхности катода вылетает N эл-онов, то плотность тока насыщения будет равна jнас=Ne. Изменяя плотность тока насыщения при различной силе тока накала, можно найти кол-во эл-онов, вылетающих с единицы пов-ности при разных температурах. jнас=AT2exp{-e/kT}-**формула Ричардсона-Дешмана**. А=конст. График этой ф-ции - ветвь параболы в первой плоскости. Формула Ричардсона отличается только наличием T1/2 вместо T2. |
| Вопрос №31 | Вопрос №32 | Вопрос №33 |
| Валентные электроны в кристалле движутся не вполне свободно – на них действует периодическое поле решетки, что приводит к тому, что спектр возможных значении энергии валентных электронов распадается на ряд чередующихся **разрешенных и запрещенных зон**. Зонная структура энергетических уровней получается непосредственно из решения уравнения Шредингера для электрона, движущегося в периодическом силовом поле, создаваемом решеткой кристалла. Учитывая поле решетки имеем: -ħ2/2m****+U=E. где *U* – функция, обладающая свойствами U(x+a,y,z)= U(x,y+b,z)= U(x,y,z+c)= U(x,y,z), где a,b,c – периоды решетки вдоль соотв. осей. Решения: k=uk(**r**)exp(i**kr**), где uk(**r**) - функция, имеющая периодичность потенциала т.е. периодичность кристаллической решетки.(Реш. ф-ии k называются функциями Блоха). **На рис.:** Изменение потенциальной энергии электрона: а-в реальном кристалле; б-в **модели Кронига -Пенни**. **В модели Кронига-Пенни** ограничиваются рассмотрением одномерной задачи, в которой периодический потенциал заменяется цепочкой прямоугольных потенциальных ям. Ширина каждой ямы *а*, они отделены друг от друга прямоугольными потенциальными барьерами высотой *U*0 и шириной *b*. Период повторения ям *с* =*а* + *b*. | На валентные электроны в кристалле действует периодическое поле решетки, что приводит к тому, что спектр возможных значении энергии валентных электронов распадается на ряд чередующихся разрешенных и запрещенных зон. В пределах **разрешенных зон** энергия изменяется квазинепрерывно. Значения энергии, принадлежащие **запрещенным зонам**, не могут реализоваться.  **Валентной зоной**(в случае металла ее также называют *зоной проводимости*) называют разрешенную зону, возникшую из того уровня, на котором находятся валентные электроны в основном состоянии атома. В случае Me эл-ны заполняют валентную зону неполностью, поэтому достаточно сообщить э-нам совсем небольшую энергию(10-22 эВ), чтобы перевести их на более высокие уровни. В случаях п/пр-ка и диэлектрика уровни вал. зоны полностью заняты электронами. Для того чтобы увеличить энергию э-на необх. сообщить ему кол-во энергии , чем ширина запрещ. зоны. Если эта ширина невелика (неск. десятых эВ), то энергии теплового движения оказывается достаточно Свободная зона окажется для них зоной проводимости. Такое в-во – **полупроводник**. Если ширина запрещ. зоны порядка неск. эВ, тепловое движение не сможет забросить в своб. зону заметное число э-нов. В этом случае кристалл – **диэлектрик.** | **Собственная проводимость** возникает в результате перехода электронов с верхних уровней валентной зоны в зону проводимости. При этом в зоне проводимости появляется несколько носителей тока – электронов, занимающих место вблизи дна зоны; одновременно в валентной зоне освобождается такое же число мест на верхних уровнях, в результате чего появляются дырки. При достаточно высокой температуре тепловое движение может разорвать отдельные связи, освободив один э-н . Покинутое место э-ном перестает быть нейтральным, в его окрестности возникает избыточный положительный заряд «*+е*», т.е. образуется дырка. На это место может перескочить э-н одной из соседних пар. В результате дырка начинает также странствовать по кристаллу, как и освободившийся э-н. **Уровень Ферми** для чистых полупроводников лежит посередине запрещенной зоны EF=E/2. **Распределение электронов** по уровням валентной зоны и зоны проводимости описывается **функцией Ферми-Дирака** <ni>=1/[exp{(Ei­-EF)/kT}+1]. Уровни зоны проводимости лежат на хвосте кривой распределения, поэтому вероятность их заполнения электронами – распределение Больцмана f(E)= const exp{-E/2kT}, полагая E-EF=E/2. Каждой температуре соотв. опр. **равновесная концентрация э-нов и дырок**, ктр. изменяется пропорционально этому выражению. => Электропроводность собственных полупроводников =0exp{-E/2kT}, где 0 -величина, изменяющаяся с температурой гораздо медленнее, чем экспонента, поэтому ее в первом приближении можно считать константой. |
| Вопрос №34 | Вопрос №35 | Вопрос №36 |
| **Примесная проводимость** полупроводников возникает, если некоторые атомы данного полупроводника заменить в узлах кристаллической решетки атомами, валентность которых отличается на единицу от валентности основных атомов. В полупроводнике с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, имеется только один вид носителей тока – электроны. Такой полупроводник обладает электронной проводимостью и является полупроводником n-типа. Атомы примеси, поставляющие электроны проводимости, называют **донорами.** Когда расстояние донорных уровней от дна зоны проводимости гораздо меньше запрещенной зоны, энергия теплового движения даже при обычных температурах оказывается достаточной для того, чтобы перевести электрон с донорного уровня в зону проводимости. **Уровень Ферми** располагается в верхней половине запрещенной зоны.При повышении температуры уровень Ферми в полупроводниках смещается к середине запрещенной зоны. **По мере роста температуры** освобождаются все *донорные* уровни, все больше сказывается собственная проводимость полупроводника, обусловленная переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости → при высоких температурах проводимость полупроводника складывается из примесной и собственной проводимостей. При низких температурах преобладает примесная, а при высоких – собственная проводимость. | **Примесная проводимость** полупроводников возникает, если некоторые атомы данного полупроводника заменить в узлах кристаллической решетки атомами, валентность которых отличается на единицу от валентности основных атомов. В полупроводнике с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, имеется только один вид носителей тока – дырки. Такой полупроводник обладает дырочной проводимостью и является полупроводником p-типа. Атомы примеси, вызывающие появление дырок, называют **акцепторами.** Образованию дырки отвечает переход э-на из валентной зоны на акцепторный уровень. Обратный переход соответствует разрыву одной из четырех ковал. связей атома примесей с его соседями и рекомбинации образовавшегося при этом электрона и дырки. **Уровень Ферми** располагается в верхней половине запрещенной зоны.При повышении температуры уровень Ферми в полупроводниках смещается к середине запрещенной зоны. **По мере роста температуры** заполняются электронами все *акцепторные* уровни, все больше сказывается собственная проводимость полупроводника, обусловленная переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости → при высоких температурах проводимость полупроводника складывается из примесной и собственной проводимостей. При низких температурах преобладает примесная, а при высоких – собственная проводимость. | **Фотопроводимость полупроводников** возникает благодаря явлению **внутреннего фотоэффекта**. **Внутренний фотоэффект** заключается в обусловленном действием света перераспределении электронов по энергетическим уровням. Если энергия кванта ћω превышает ширину запрещенной зоны, поглотивший квант электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости – появляется дополнительная пара носителей тока – электрон и дырка, что проявляется в увеличении электропроводности вещества. Если в веществе имеются примеси, под действием света электроны могут переходить из валентной зоны на уровни примеси или с примесных зон в зону проводимости. В первом случае возникает *дырочная*, во втором – *электронная* проводимость.  На внутреннем фотоэффекте основано действие фотосопротивлений. Количество образующихся носителей тока пропорционально падающему световому потоку. Фотосопротивления из полупроводников РbS, PbSe, PbTe, InSb используются в качестве детекторов инфракрасного излучения. |

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Вопрос №37 | Вопрос №38 | Вопрос №39 |
| **Эффект Холла.** Если образец полупроводника, вдоль которого течет постоянный электрический ток, поместить в перпендикулярное к нему магнитное поле, то между параллельными току и полю гранями возникает разность потенциалов Uн=1-2. Величина ее определяется выражением *UH* = *RbjB*, где *b* –ширина образца, *j* – плотность тока, *B* – магнитная индукция поля, R – разный для разных материалов коэффициент пропорциональности, получившей название постоянной Холла. **По знаку** эффекта Холла в полупроводниках **можно судить о принадлежности полупроводника к n или p типу**. На рисунке сопоставлен эффект Холла для образцов с положительными и отрицательными носителями. Направление силы Лоренца изменяется на противоположное как при изменении направления движения заряда, так и при изменении его знака. Следовательно, при одинаковом направлении тока сила Лоренца, действующая на положительные и отрицательные носители, имеет одинаковое направление. Поэтому в случае положительных носителей потенциал верхней (на рисунке) грани выше, чем нижней, а в случае отрицательных носителей – ниже. Таким образом определив знак холловской разности потенциалов, можно установить знак носителей тока. | Если привести два разных полупроводника в соприкосновение, между ними возникает разность потенциалов, которая называется *контактной*. Контактная разность потенциалов обусловлена переходом части электронов из одного полупроводника в другой. Внеш. раз-ть потенц.: U12=2-1. Внутр. раз-ть потенц. U12’=(EF1­- EF2)/E. **p-n переход** – тонкий слой на границе между двумя областями одного и того же кристалла, отличающимися типом примесной проводимости. Диффундируя во встречных направлениях через пограничный слой, дырки и электроны рекомбинируют друг с другом.→ меньше носителей и большое сопротивление p-n-перехода. Одновременно на границе между областями возникает двойной электрический слой, образованный отрицательными ионами акцепторной примеси, заряд которых не компенсируется дырками, и положительными ионами донорной примеси, заряд которых теперь не компенсируется электронами. Электрическое поле в этом слое направлено так, что противодействует дальнейшему переходу через слой основных носителей. Равновесие достигается при такой высоте потенциального барьера, при которой уровни Ферми обеих областей располагаются на одинаковой высоте. | **Симметрия.** Каждой частице соответствует античастица. е+ и р- отличаются от е- и р+ знаком электрического заряда. n от ň знаком магнитного момента. е+ + е- = γ + γ.  **Законы сохранения в мире элементарных частиц.** В мире элементарных частиц есть ЗС энергии, импульса, момента импульса + всех зарядов: барионного, электрического и трех лептонных.  **ЗС барионного заряда B**: В = +1 для барионов; В = -1 для антибарионов; для остальных В=0. Для всех процессов с участием барионов и антибарионов суммарный барионный заряд сохраняется.  **ЗС лептонных зарядов**: электронный Le ( для е и νе (нейтрино)), мюонный Lμ ( для μ и νμ ), таонный Lτ (для τ и ντ ). Le = Lμ = Lτ = +1 (для лептонов); -1 (для антилептонов). Для всех остальных L = 0. Для всех процессов с участием лептонов и антилептонов суммарный лептонный заряд сохраняется.  Существуют ЗС странности S, очарования C, прелести b, изотопического спина |
| Вопрос №40 | Вопрос №41 | Вопрос №42 |
| **Структура атомного ядра.** Ядра состоят из нуклонов (протонов и нейтронов). Qp = +е; Mp= 938,28 МэВ = 1836 Me; Sp = Sn =½; Qn = 0; Mn = 939,57 МэВ. В свободном состоянии n = p + e- +. p=n=-3/2. **Характеристики атомного ядра**: **Зарядовое число Z** – кол-во р в ядре, определяет его заряд = +Ze. Z – порядковый номер эл-та в таблице Менделеева (атомный номер). Число нуклонов – А – **массовое число ядра**. Число нейтронов – Nn = А – Z. Обозначения ядер: *Изотоп* – ядра с одинаковым Z, разными А. *Изобары* – одинаковое А. *Изотоны* – одинаковое N. *Изомеры* – одинаковые Z и А и разный период полураспада. **Размер ядра:** В первом приближении – шар, радиус = 1,3\*10-13\*А1/3см = 1,3\*А1/3Ферми. **Масса ядра mя:** всегда меньше суммы масс нуклонов (т.к. часть – на **энергию связи:** Eсв=c2{[Zmp+(A-Z)mn]-mя} = работе, которую нужно совершить, чтобы разделить образующие ядро нуклоны и удалить их друг от друга на расстояние при котором они не взаимодействуют. Eсв=c2{[ZmН+(A-Z)mn]-mа}, где mH – масса водорода, ma – масса атома. **Дефект массы:** Δ = [Zmp+(A-Z)mn]-mя. **Свойства и обменный характер.** Нуклоны притягиваются друг к другу, удерж. на расст. ≈ 10-13 см, несмотря на сильное кулоновское отталкивание между протонами. Ядерное взаимодействие между нуклонами – сильное взаимодействие. **Особенности ядерных сил: 1)** короткодействующие (≈ 10-13см). Если < 10-13см, то нуклоны отталкиваются. **2)** не зависят от заряда нуклонов. **3)** зависят от взаимной ориентации спинов нуклонов. **4)** не являются центральными (т.к. зависят от ориентации спинов. **5)** обладают свойством насыщения. Каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом нуклонов. **Взаимодействие между нуклонами передается посредством** виртуальных частиц π мезонов (носителей ядерных сил). Существуют π+, π-, π0 мезоны. Заряд π+, π- = заряду е. Масса = 273 me. Масса π0 = 264 me. S(всех) = 0. Все π мезоны не стабильны. В результате виртуальных процессов: p ↔ n + π+; n ↔ p + π-; p ↔ p + π0; n ↔ n + π0Нуклон в облаке виртуальных π ммезонов. | **Ядерные реакции** – столкновение между собой ядер или элементарных частиц.  **Деление ядра.** Происходит при облучении ядра нейтронами. Образуются осколки деления примерно равных масс (чаще всего в отношении 2 : 3). Осколки перегружены нейтронами, в результате чего они выделяют по нескольку нейтронов, большинство испускается мгновенно, часть (0,75%) с запаздыванием до 1 мин. Ядра 238U делятся только нейтронами с энергией не меньше 1 МэВ. При меньших – поглощаются ядром U без последующего деления.→образуется возбужденное ядро 239U, энергия возбуждения которого выделяется в виде γ-фотона.(Это процесс радиационного захвата). Далее ядро распадается → 239Np(нептуний) → 239Pu(плутоний)  **Цепные реакции.** Испускание при делении ядер 235U, 239Pu, 233U нескольких нейтронов делает возможным осуществление цепной ядерной реакции. Испущенные при делении 1 ядра z нейтронов могут вызвать деление z ядер, в результате будет испущено z2 нейтронов, которые вызовут деление z2 ядер, и т.д. в геометрич. прогрессии.  **Термоядерный синтез.** Для синтеза ядер (слияние легких ядер в одно) необходимы очень высокие температуры. Чтобы преодолеть потенциальный барьер, обусловленный кулоновским отталкиванием, ядра с порядковым номером должны обладать энергией E=Z1Z2e2/rя, где rя – радиус действия ядерных сил (~2∙10-13 см). Для Z1=Z2=1 Е≈0,7 МэВ. Тогда средняя температура порядка 2∙109 К. Но синтез может протекать и при меньшей температуре порядка 107 К.  В водородной бомбе реакция дейтерия и трития носит резонансный характер, сопровождается выделением энергии (17,6 МэВ). | **Радиоактивностью** называется самопроизвольное превращение одних атомных ядер (нестабильных) в другие, сопровождаемое испусканием элементарных частиц. Радиоакт. ядро – материнское, образующееся при распаде – дочернее. Радиоак-ть подразделяют на естест. и искусст., принципиальных различий в них нет. Отдельные радиоакт. ядра распадаются независимо друг от друга. Можно считать, что число ядер dN, распадающихся за малый промежуток времени dt: dN = - λNdt, где λ – постоянная распада, характерная для каждого рад. препарата(“-“ т.к. убыль числа ядер). => N = N0e-λt, где N0 – количество ядер в начальный момент, N – количество нераспавшихся ядер в момент времени t. Число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненте - **закон радиоактивного распада**. Активность А =│dN/dt│=λN [1 Бк (беккерель) =1 распад/с или 1 Ки(кюри) =3,7∙1010 Бк]. Удельная активность – активность на ед. массы рад. препарата. Период полураспада Т: из условия N0/2 = N0e-λt, откуда Т = ln2/λ = 0,693/λ. Среднее время жизни τ = (1/ N0)∫0∞tdN = (1/ N0)∫0∞tλNdt = (1/ N0)∫0∞tλN0e-λtdt = 1/λ. **Виды рад. излучений.** ***α-распад*.** Самопроизв. испускание ядром α-частицы (ядра 42Не): AZX → A-4Z-2Y+42Не. Спектр излучения α-частицы дискретный (монохромные волны). Масса материнского ядра > массы дочернего. Энергия α-частицы: 4-9 эВ. α-частица, покидая ядро, преодолевает потенциальный барьер, высота которого больше ее энергии. Внутреняя сторона барьера обусловлена ядерными силами, внешняя – кулоновскими. Преодолевает барьер благодаря туннельному эффекту. ***β-распад****.* Самопроизв.процесс, в котором исходное ядро превращается в другое ядро с тем же массовым числом А, но с Z, отличающимся от исходного на ±1 (испускание е-\е+ или захват). Виды: 1) электронный β--распад (испускается е- и Z→Z+1); 2) позитронный β+-распад (испускается е+ и Z→Z-1); 3) К-захват (ядро захватывает е-, находящийся на К-ой оболочке и Z→Z-1, сопровождается рентгеновским излучением 3)*γ-излучение.* Испускание возбужденным ядром при переходе его в нормальное состояние γ-квантов (их энергия 10кэВ – 5МэВ, спектр дискретный, т.к. дискретны энергетические уровни самих ядер). γ-распад – процесс внутриядерный (β-распад - внутринуклонный). 4) спонтанное деление тяжелых ядер, 5) протонная радиоактивность. |
| Вопрос №43 | Вопрос №44 |  |
| **Радиоактивные ряды**. Сейчас существует 3 ряда: ряд урана (родоначальник 238U), тория (232Th), актиноурана (235U). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеством протонов и нейтронов (Z=82, N=126) соответственно 208Pb, 206Pb, 207Pb, 209Bi. Альфа-распады перемежаются бета-распадами, так как при альфа-распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии бета-стабильности, т.е. перегружены нейтронами. При уменьшении массового числа для бета-стабильных ядер отношение количества нейтронов и протонов должно уменьшаться. естественную и искусственную, принципиальных различий в них нет.  **Закон радиоактивного распада.** Отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга. Можно считать, что число ядер dN = - λNdt, где λ – постоянная распада, характерная для каждого рад. препарата (“-“ т.к. убыль числа ядер). Проинтегрируем, получим: N = N0e-λt, где N0 – количество ядер в начальный момент, N – количество нераспавшихся ядер в момент времени t. Это закон рад-ого распада: число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненте.  **Радиоизотопный анализ.** Основан на реакции 714N+n->614C+p, которая протекает в атмосфере под действием нейтронов, образуемых космическими лучами. 614C – радиоуглерод, --радиоактивен, T=5730 лет, усваивается при фотосинтезе растениями и участвует в круговороте в-в в природе. Количество возникающих в атм-ре в ед-цу вр-ни ядер 614C N+ в среднем остается постоянным. Кол-во распад. ядер N- пропорционально кол-ву имеющихся: N-=kN. Из-за большого Т устанавливается равновесная концентрация ядер 614C в обыном углероде N+=N-=kN, а также на зеном шаре вообще. В момент смерти организма процесс усвоения 614C прекращается и его концентрац. убывает по з-ну радиоакт. распада=>измерение концентрации позволяет узнать возраст останков организмов. | **Дозиметрия.** **Доза излучения** – энергия, поглощенная веществом на ед. массы. **Мощность дозы** – доза за ед. времени [1 Гр(грей) – 1 кг за 1 с получит 1Дж]. **Экспозиционная доза** – доза рентген и γ-излучения, определяемая по ионизации воздуха. Это отношение суммарного заряда ионов 1-го знака, созданных в воздухе на массу этого воздуха D=(∑∆Q)/∆m=Кл/кг=рентген, 1 Р =2,5∙10-4 Кл/кг. **Эквивалентная доза** – доза на коэф-т качества H=D∙K (K показывает на сколько выше радиационная опасность в случае хронического облучения человека для данного излучения при одинаковой поглощенной дозе). В – **биологический эквивалент рентгена** – доза любого ионизированного излучения, производящего такое же биологическое действие как и доза γ-лучей в 1 рентген.  1 Зб(зибберт) = 1 Бэр = 1 Дж/кг. 40-200 мБэр в год – норма. Онкологическая норма – не больше 10 Гр за 3-4 недели. **Прохождение излучения через вещество.** I=Ioe-τx, где τ – коэф-т поглощения. 1- фотоэффект 2 – комптоновский эффект 3 – рождение пары е- + n **Регистрация частиц.** **1)** трековый детектор **a)**камера Вильсона (трек за счет конденсации на ионах пересыщенных паров какой-либо жидкости) **б)** Диффузионная камера (-||-), **в)** пузырьковая камера (пересыщенные пары заменены прозрачной перегретой жидкостью, частица оставляет трек из пузырьков пара), **в)**искровая камера (искры на металлических электродах) **г)**Эмульсионная камера (действие на фотоэмульсию). **2)** счетчики: **а)**. сцинтилляционные счетчики (пр-п: заряж. частица, пролет. через в-во, вызывает возбуждение атомов, затем атомы испускают регистрир. видимый свет), **б).** полупроводниковые счетчики (частица, проходя через запертый диод, порождает эл-ны и дырки=>возникает эл. импульс). |  |