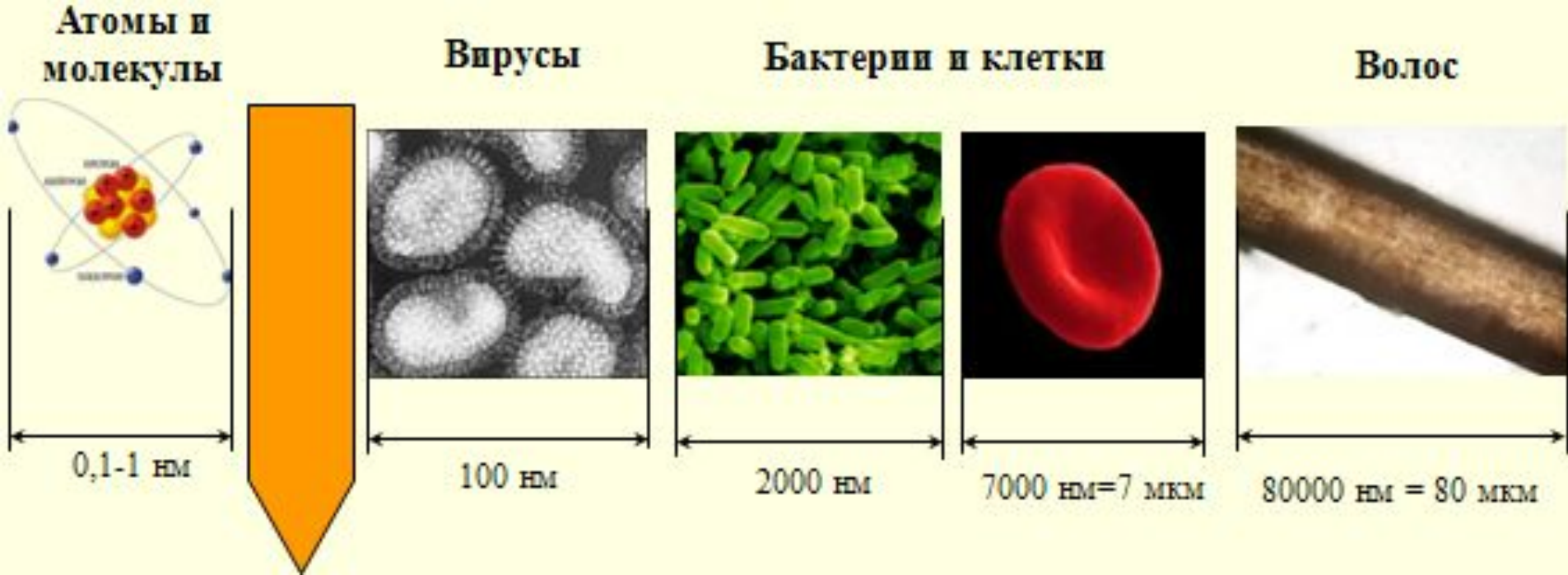


АТОМНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

I. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Сравнительные размеры различных объектов



ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Нанодиапазон –уровень микромира, подчиняющегося законам квантовой механики (нанофизики).

Переход к нанодиапазону - не только уменьшение размеров объектов по сравнению с микрометровым диапазоном.

Это переход на уровень атомов и молекул (уровень микромира) с законами, кардинальным образом отличающимися от привычных для нас законов макромира.

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Волны де Бройля

Двойственная природа света

Волновые свойства света - в явлениях интерференции, дифракции, дисперсии.

Поток фотонов - в фотоэффекте, эффекте Комптона и др.

Нобелевский лауреат 1927 г. герцог Луи де Бройль (1892-1987) предпо-

ложил, что такой дуализм присущ всем

микрочастицам – электронам, протонам,

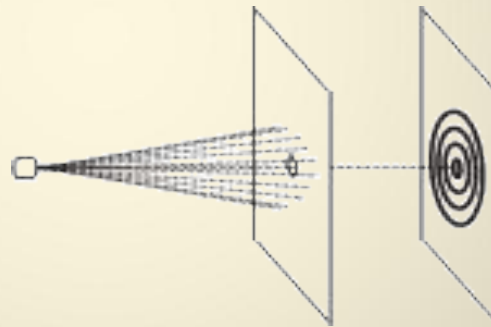
атомам. Наряду с корпускулярными, они обладают

и волновыми свойствами.



ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

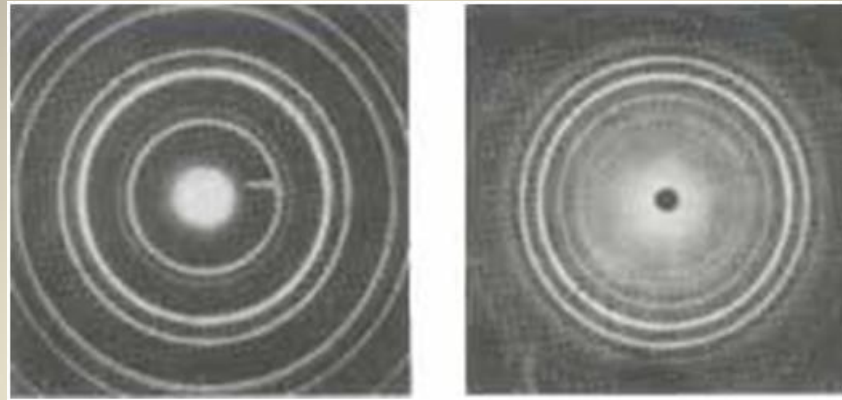
Волновые свойства электрона были впервые обнаружены в 1927 году. Наиболее наглядными явились опыты Дж.П.Томсона по рассеянию электронов на золотой фольге, схема которых изображена на рисунке



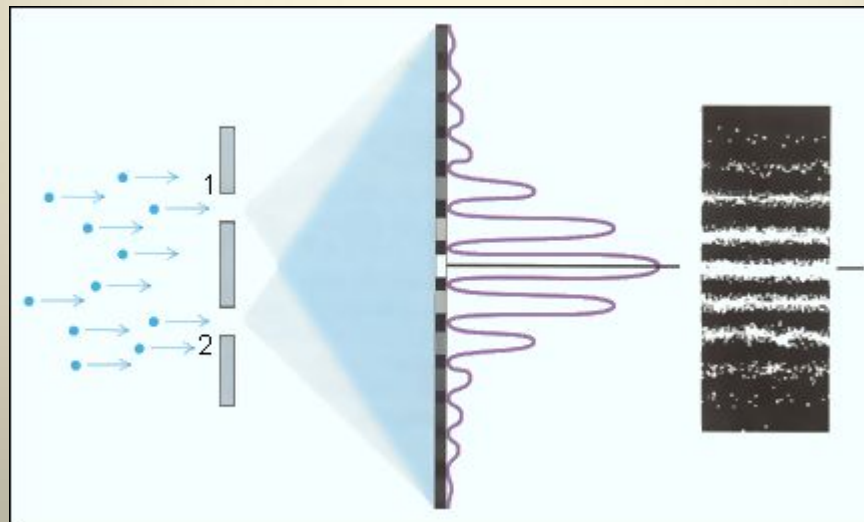
Опыты Дж.П.Томсона по рассеянию электронов

Волны, связанные со свободно движущимися частицами - волны де Бройля.

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ



Дифракционная картина от пучка электронов на золотой фольге (слева) и рентгеновских лучей на оксиде циркония (справа)



Дифракция электронов на двух щелях

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Для определения длины волны, частоты и циклической частоты микрочастицы де Бройль использовал соответствующие соотношения для энергии и импульса фотона:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \text{ где } p = \hbar k - \text{ волновое число, а } \hat{p} = \hbar \hat{k} - \text{ волновой вектор,}$$

(\hat{k} — единичный вектор в направлении распространения волны);

\hbar — постоянная Планка. Длина волны де Бройля определяется

выражением

$$\lambda_B = \frac{h}{p}$$

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Волновая функция.

Для математического описания «гибрида» частицы и волны была введена волновая или Ψ -функция, которая описывает плоскую волну де Бройля свободно движущейся микрочастицы с циклической частотой ω и длиной волны λ

$$\Psi = A e^{i(kx - \omega t)} = A e^{\frac{i}{\hbar}(px - Et)}$$

где $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$.

\vec{k}

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Уравнение Шредингера

Квадрат пси-функции - вероятность нахождения микрочастицы в некоторой области пространства. Другого способа задания движения объектов в микромире не существует.

Ψ -функция - решение уравнения Шредингера, содержащего энергию микрочастицы. Это основное уравнение нерелятивистской квантовой механики, играющее такую же роль, как второй закон Ньютона в нерелятивистской механике. Уравнение Шредингера имеет следующий вид:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U \Psi$$

m - масса частицы, Δ - оператор Лапласа $\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$;
 \hbar - постоянная Планка; U - потенциальная энергия силового поля, в котором движется частица. Для стационарного поля уравнение Шредингера имеет вид

$$\Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0$$

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Прохождение микрочастицы через барьер

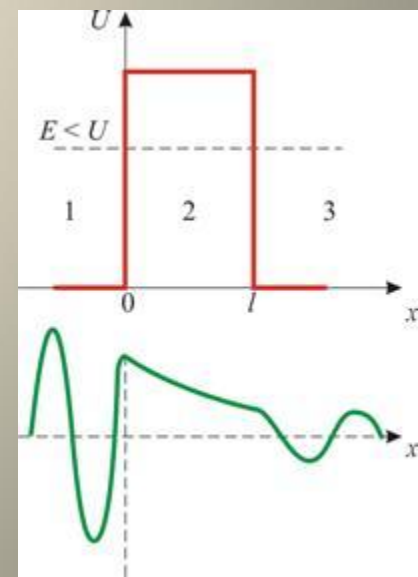
В классической механике частица с энергией меньшей высоты барьера не может попасть в область за барьером.

В квантовой механике прохождение микрочастицы через барьер возможно. Такой вывод следует из решения уравнения Шредингера,

описывающего движение микрочастицы при данных условиях задачи.

На рисунке видно, что волновая функция не равна нулю и внутри барьера, а в области 3, если барьер не очень широк, будет опять иметь вид волн де Бройля с той же частотой, но с меньшей амплитудой.

Потенциальный барьер прямоугольной формы для одномерного (по оси x) движения наночастицы.



ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

ПРИНЦИПЫ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) – основное средство исследования атомных структур.

• СТМ – ТУННЕЛЬНЫЙ МИКРОСКОП

Сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) изобретен сотрудниками швейцарского отделения IBM Г. Биннингом и

Г. Рорером в 1981 г. (Нобелевская премия 1986 г.) для исследования структуры профилей поверхностей с атомным разрешением.

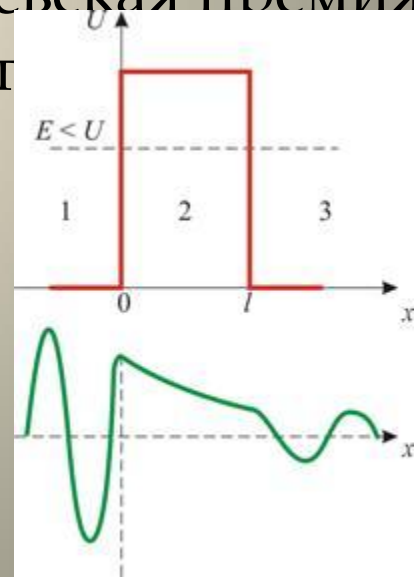
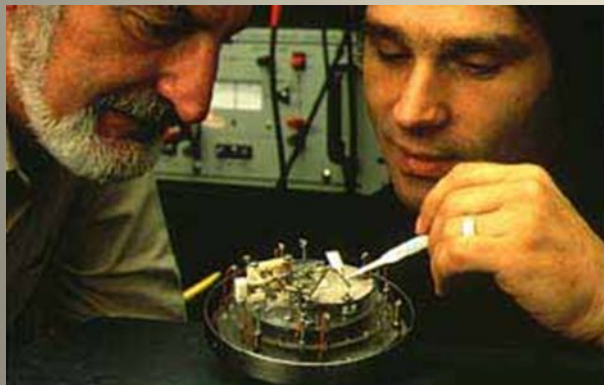
В его основу положена резкая зависимость туннельного тока от ширины потенциального барьера.



Герхард Биннинг



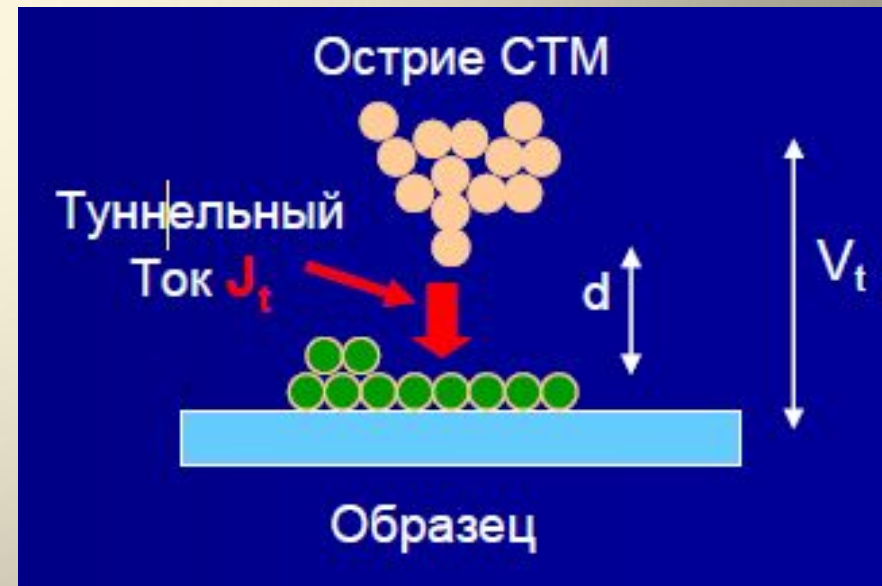
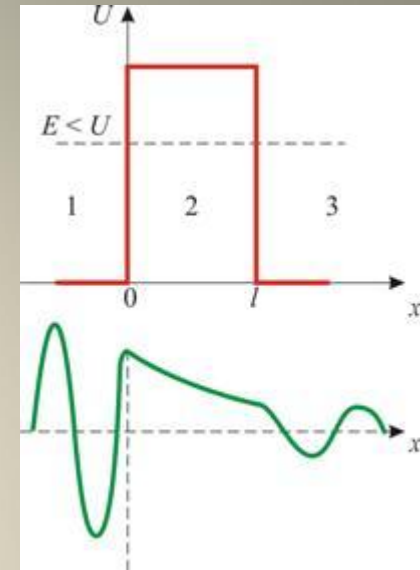
Хайнрих Рёрер



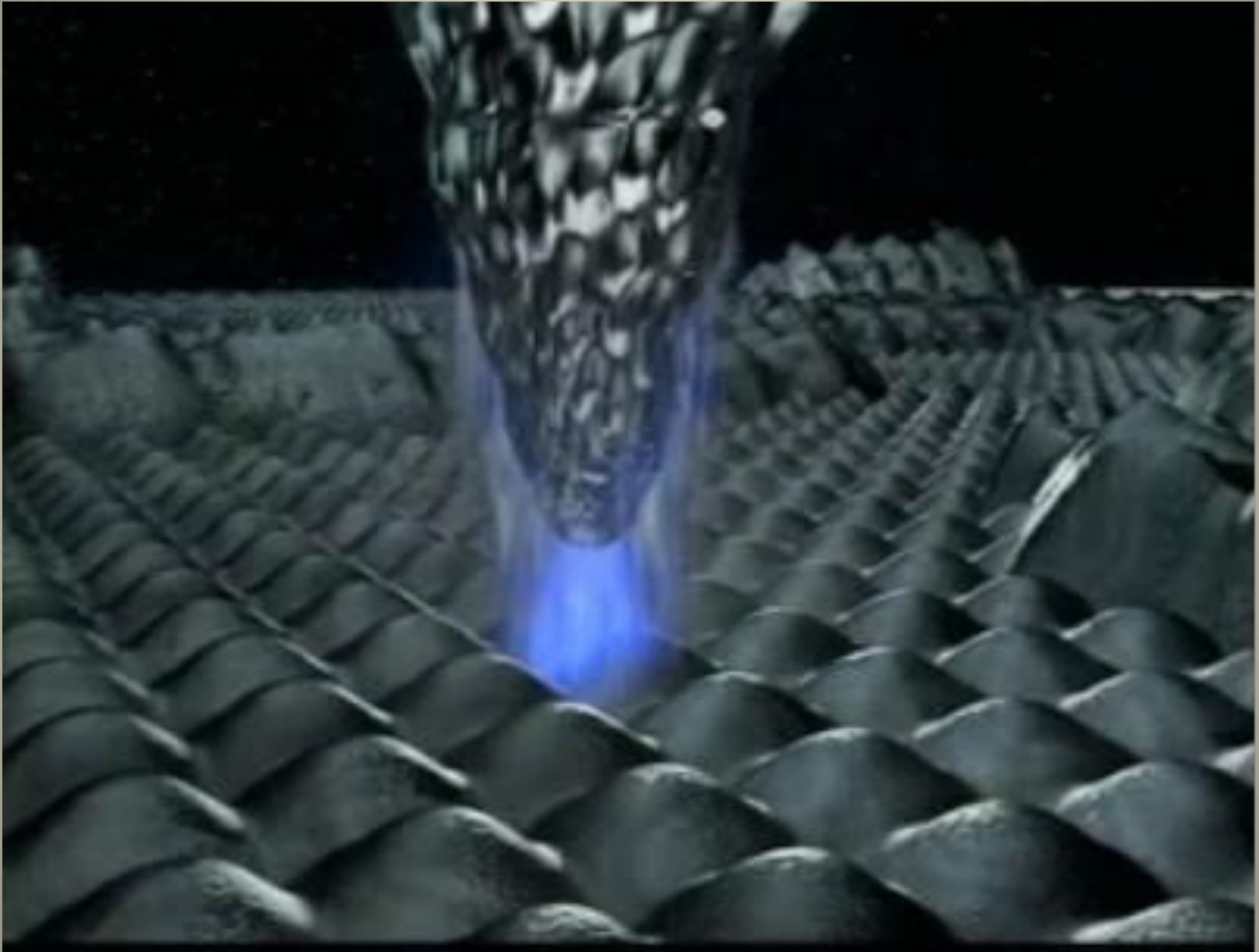
ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Принцип работы СТМ. Сканирование поверхности производится твердотельным зондом с тонким острием с радиусом кривизны 10-20 нм. Зонд взаимодействует с поверхностью посредством туннельного тока, межатомных, электрических или магнитных сил. Эти взаимодействия - основа туннельного, атомно-силового и других типов микроскопов.

При сканировании вырабатывается сигнал, при обработке которого создается изображение поверхности и исследуется поверхностное распределение намагниченности, электропроводности, температуры, напряженности электрического или магнитного поля)



ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

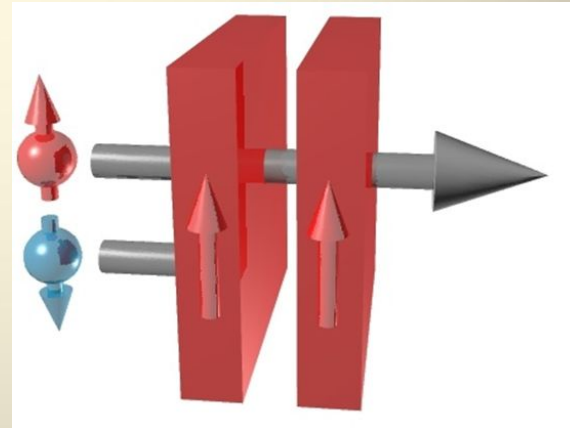


Взаимодействие зонда с поверхностью твердого тела

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

У многослойных тонкопленочных структур из чередующихся слоев немагнитного материала между противоположно намагниченными ферромагнитными материалами незначительное изменение магнитного поля приводит к значительному изменению электрического сопротивления. Это явление называют **эффектом гигантского магнитосопротивления**.

За его открытие в 1988 году Альбер Фер и Петер Грюнберг получили **Нобелевскую премию по физике за 2007 год**.

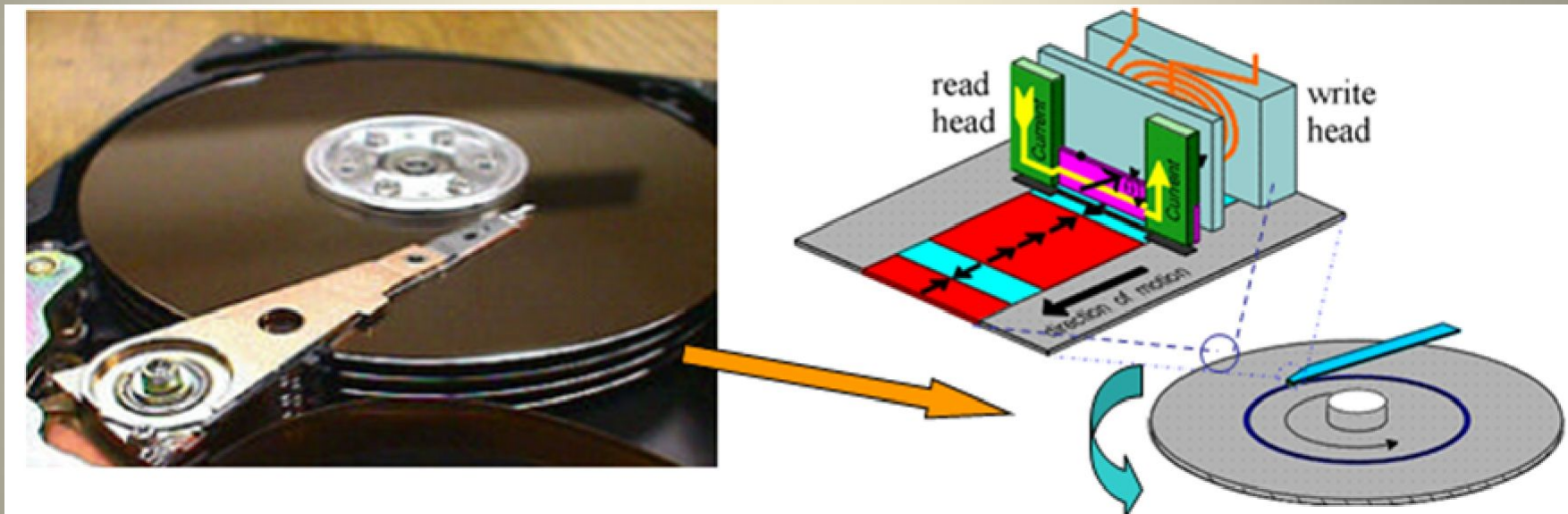


Альбер Фер и Петер Грюнберг

Открытие ГМС позволило значительно уменьшить размеры компьютерных жестких дисков, и увеличить их емкость.

ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Применение нанотехнологий в магнитной записи информации

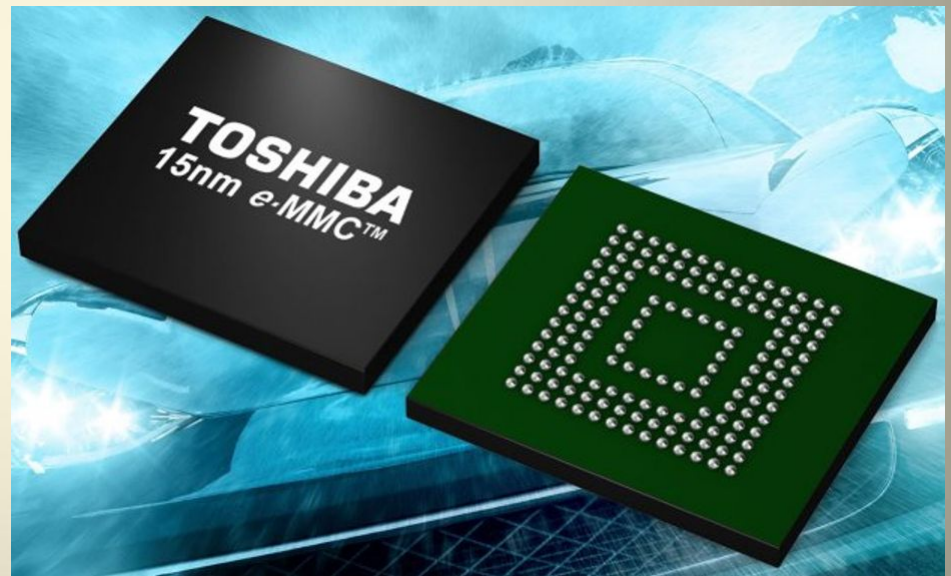
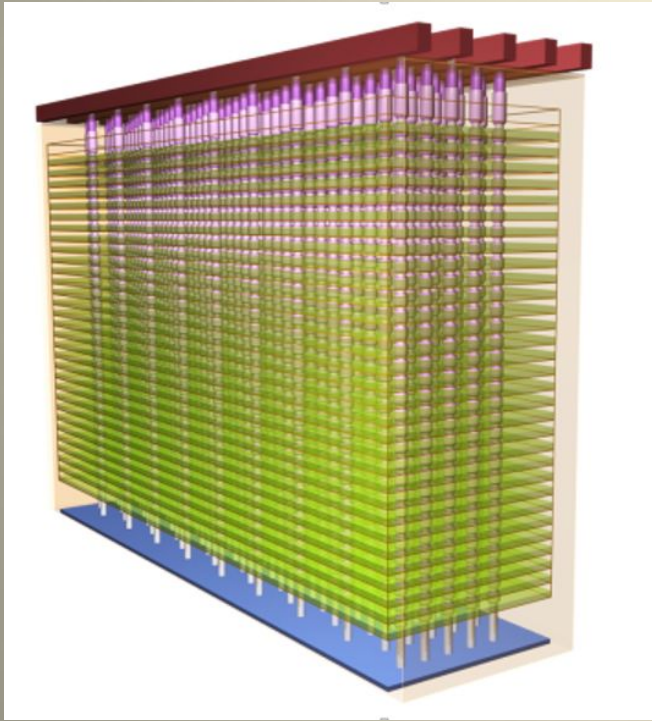


Головка записи-чтения на гигантском магнитосопротивлении

Плотность записи до 3 Гигабит/см². Ширина дорожки записи 20 нм, длина записи бита 100 нм

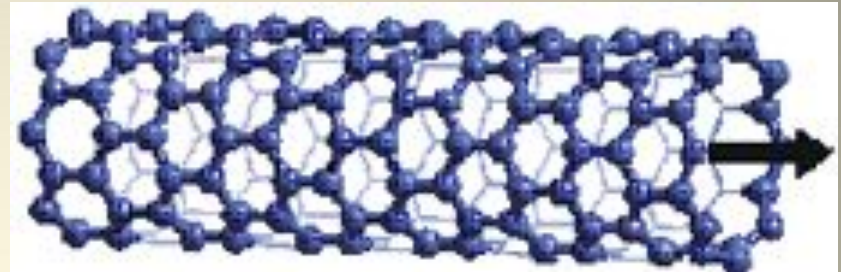
ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Современная планарная флеш-память NAND (No AND) почти исчерпала свой потенциал. Ее пределом в ближайшее время станут 14–15 нм технологические нормы. На ее смену приходит технология «вертикальной» флеш-памяти – 3D NAND.



нанотехнологии

Углеродные нанотрубки

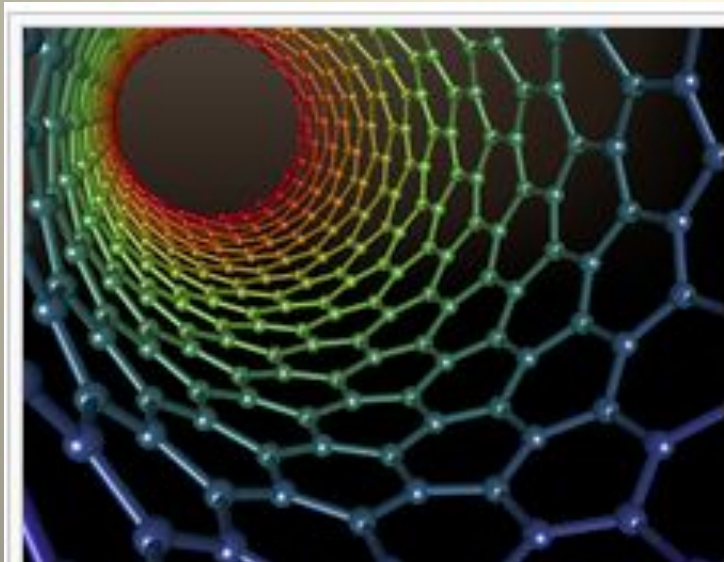


Углеродные нанотрубки (УНТ) - протяжённые структуры, состоящие из свёрнутых гексагональных сеток с атомами углерода в узлах, открытые в 1991 году японским исследователем Ииджимой как побочные продукты синтеза фуллеренов.

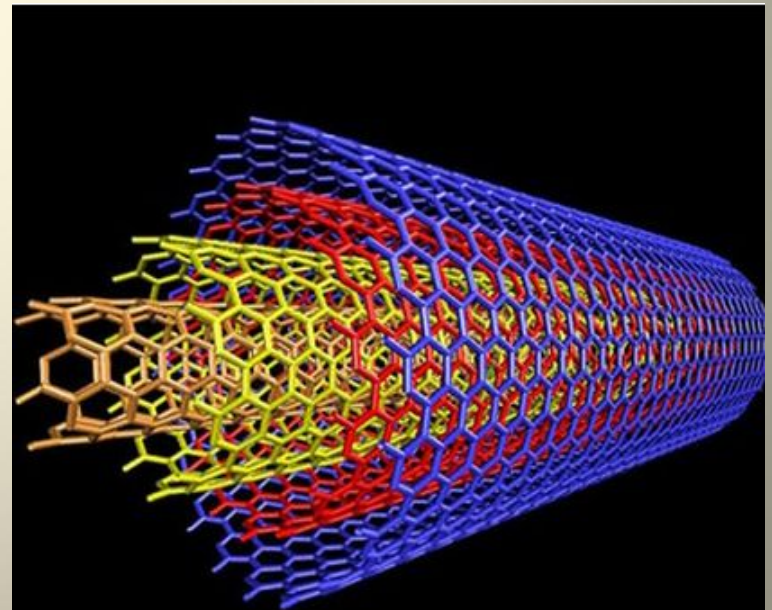
Сумио Ииджима
Профессор Токийского университета

нанотехнологии

Атомы углерода расположены на поверхности трубки в вершинах правильных шестиугольников. Диаметр такой трубки – около 1 нм, а длина может достигать нескольких десятков микрометров. Если некоторые шестиугольники на поверхности трубки заменять на пятиугольники (сознательно вводя «дефекты»), то можно определенным образом изгибать такие трубки.



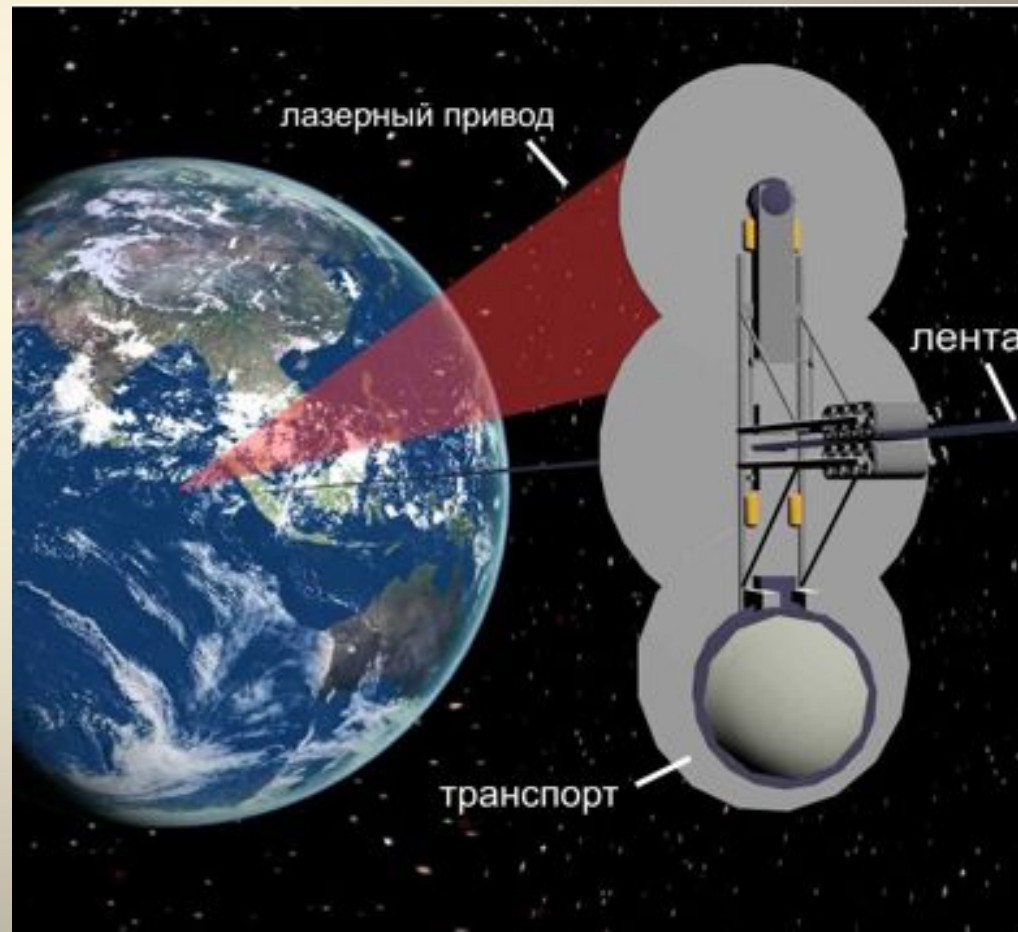
Взгляд изнутри углеродных нанотрубок



НАНОТЕХНОЛОГИИ

Космический лифт

Одно из применений УНТ – создание особо прочных материалов, в том числе для космического лифта на геостационарной орбите. Трос лифта из самых прочных существующих материалов должен иметь клиновидную однородную структуру с диаметром у GEO (geostationary Earth orbit) около 2 км и 1 мм у поверхности Земли. Если в качестве материала использовать УНТ, то диаметр троса у GEO составит 0,26 мм и 0,15 мм у поверхности Земли. Реальный диаметр с учетом веса системы составит около 0,75 м



НАНОТЕХНОЛОГИИ

Космический лифт

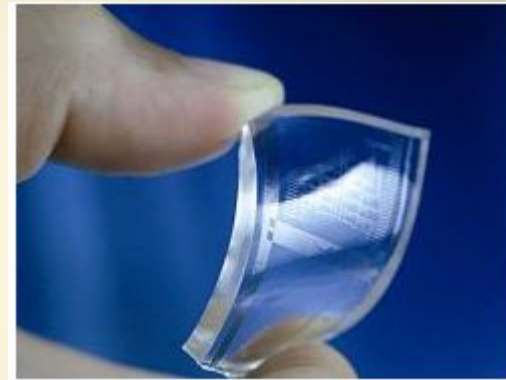
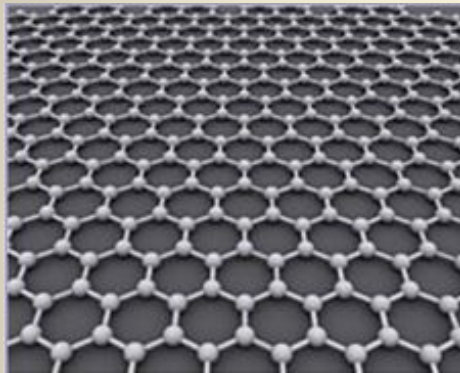
В настоящее время стоимость доставки 1 кг груза на околоземную орбиту – 20 тыс. \$, а на геостационарную – 40 тыс. \$. С помощью космического лифта расходы сократятся до 400 \$. Сократятся расходы на вывод спутников, межпланетные экспедиции, подешевеют средства связи, в невесомости станет массовым производство сложных лекарств и высокочистых кристаллов.



ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Современные наноматериалы

Графен



Представьте себе углеродную пластину толщиной всего в один атом, но более прочную, чем алмаз, и пропускающую электричество в 100 раз лучше, чем кремний компьютерных чипов. — Графен — самый тонкий и самый прочный материал во вселенной, — заявил английский физик Андре Гейм (Andre Geim) из Университета Манчестера. Графен - двумерный кристалл, состоящий из одиночного слоя атомов углерода, собранных в гексагональную решетку.

Графен

Андрей Константинович Гейм



Дата рождения: 21 октября 1958 (52 года)

Место рождения: Сочи, РСФСР, СССР

Страна:  СССР
 Нидерланды

Научная сфера: физика твёрдого тела
нанотехнологии

Место работы: ИФТТ АН СССР, Университет Неймегена (1994—2000)
Манчестерский университет (2001—)

Альма-матер: МФТИ

Константин Сергеевич Новосёлов

[[Файл: |200px]]



Константин Новосёлов выступает с лекцией в МФТИ 1 ноября 2010 года

Дата рождения: 23 августа 1974 (37 лет)

Место рождения: Нижний Тагил, Свердловская область, РСФСР, СССР

Страна:  СССР →  Россия,
 Великобритания

Научная сфера: изучение графена

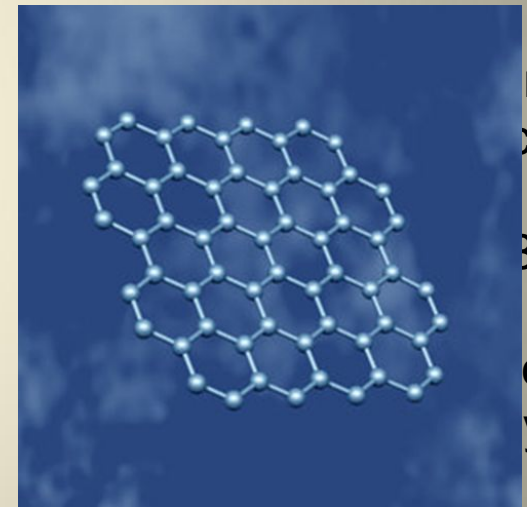
Место работы: ИПТМ РАН
Университет Неймегена
Манчестерский университет

Учёная степень: доктор философии (2004)

Учёное звание: профессор

Альма-матер: МФТИ

За «передовые опыты с двумерным материалом — графеном» [А. К. Гейму](#) За «передовые опыты с двумерным материалом — графеном» А. К. Гейму и [К. Новосёлову](#) За «передовые

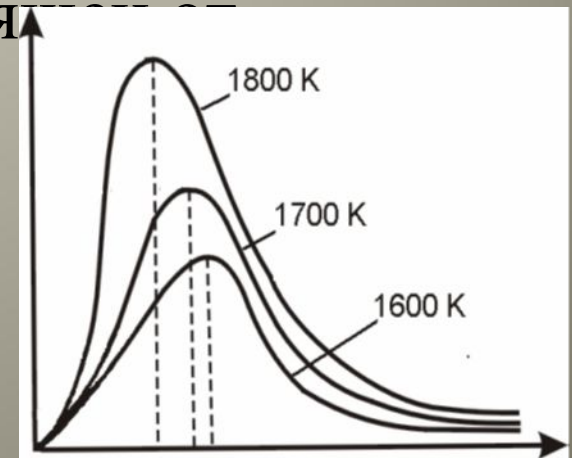


ном»
сёлову
За
ом —
у и К.
присуждена Нобелевская
Прототип одноэлектронного
премия [по физике](#) За
транзистора на основе
«передовые опыты с
графена
двумерным материалом —
графеном» А. К. Гейму и К.
Новосёлову была

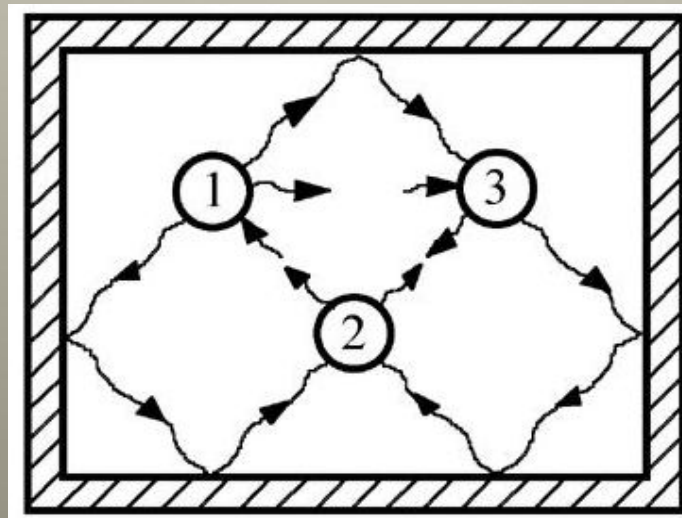
1. Законы теплового излучения

Тепловое излучение – излучение телом электромагнитных волн за счет его внутренней энергии.

Тепло-вое излучение происходит при переходе атома с одно-го энергетического уровня на другой в результате теплового движения. Тепловое излучение наблюдается при любой температуре и характеризуется сплошным спектром (непрерывный ряд длин волн) с максимумом интенсивности при определенной длине волны, зависящей от температуры.



При термодинамическом равновесии само **тепловое излучение является равновесным**. Если нагретые (излучающие) тела поместить в полость, ограниченную идеально отражающей оболочкой, то через некоторое время в результате непрерывного обмена энергией между телами и излучением, заполняющим полость, температура всех тел станет одинаковой и наступит равновесие, т.е. каждое тело в единицу времени будет поглощать в среднем столько же энергии, сколько и излучать.



В полости устанавливается хаотическое состояние излучения, которому соответствует наибольшая вероятность. Оно и называется равновесным. Его плотность, распределение по спектру частот и направлениям распространения не зависят от формы и материалов стенок полости и определяются только температурой стенок. Поскольку излучение находится в тепловом равновесии со стенками, то можно говорить не только об их температуре, но и о температуре самого излучения. Температура равновесного излучения есть свойство самого излучения, а не стенки, с которой оно находится в тепловом равновесии. О температуре равновесного излучения можно говорить и в отсутствие полости.

Основные характеристики теплового излучения.

Поток (мощность) излучения Φ - отношение энергии излучения W ко времени t , за которое оно произошло:

$$\Phi = \frac{W}{t} \quad \text{или} \quad \Phi = \frac{dW}{dt}$$

Плотность потока энергии – энергия, переносимая в единицу времени через единицу площади перпендикулярно направлению распространения излучения.

$$j = \frac{d\Phi}{dS_{\perp}} = \frac{dW}{dS_{\perp} dt}$$

Энергетическая светимость (R) тела — поток энергии электромагнитных волн, испускаемый единицей площади поверхности излучающего тела во всем диапазоне длин волн по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π).

$$R = \frac{d\Phi}{dS}$$

Размерность энергетической светимости - $[R] = \text{Вт/м}^2$. Энергетическая светимость зависит от температуры тела. Мощность излучения всего тела определяется выражением $P = \Phi = RS$, где R - энергетическая светимость тела, S — площадь его поверхности.

Излучение состоит из волн различной длины λ или частоты ω ($\omega = 2\pi\nu$). Доля энергетической светимости dR , приходящаяся на узкий интервал длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ пропорциональна

$$dR = r_\lambda d\lambda$$

Величина r_λ называется **излучательной**

способностью (спектральной плотностью энергетической светимости) тела.

Доля энергетической светимости dR , приходящаяся на узкий интервал частот от ν до $\nu + d\nu$ или от ω до $\omega + d\omega$ пропорциональна величине этого интервала $d\nu$ или $d\omega$ и можно ввести излучательные способности

$$r_\omega = \frac{dR}{d\omega}, r_\nu = \frac{dR}{d\nu}$$

Длина электромагнитной волны λ , ее частота ν и скорость распространения c связаны соотношением $c = \lambda \cdot \nu$, и если интервалы $d\lambda, d\nu$ относятся к одному и тому же участку спектра, то $dR = r_\omega d\omega = r_\nu d\nu = r_\lambda d\lambda$ и

$$r_\omega = r_\lambda \cdot \frac{2\pi c}{\omega^2}, r_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} \cdot r_\nu$$

Излучательные способности r_ν, r_ω измеряются в Дж/м², а r_λ в Вт/м³. Зная излучательную способность тела, можно найти его энергетическую светимость:

$$R = \int_0^{\infty} r_\nu d\nu = \int_0^{\infty} r_\lambda d\lambda = \int_0^{\infty} r_\omega d\omega$$

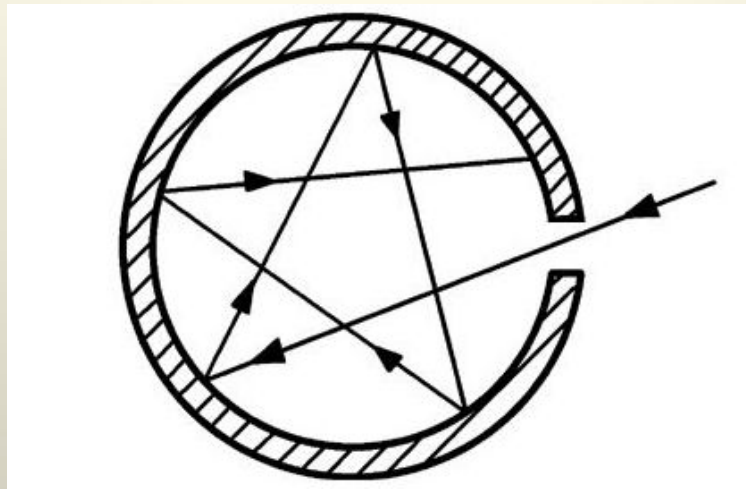
Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется **поглощательной способностью** Φ или a_λ

Поглощательная способность тела – безразмерная величина, равная отношению потока энергии излучения в интервале частот от ω до $\omega+d\omega$, или в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$, поглощенного единицей площади поверхности тела за единицу времени, к падающему потоку:

$$a_{\omega} = \frac{d\Phi_{\text{погл}\omega}}{d\Phi_{\text{пад}\omega}}, \quad a_{\lambda} = \frac{d\Phi_{\text{погл}\lambda}}{d\Phi_{\text{пад}\lambda}}$$

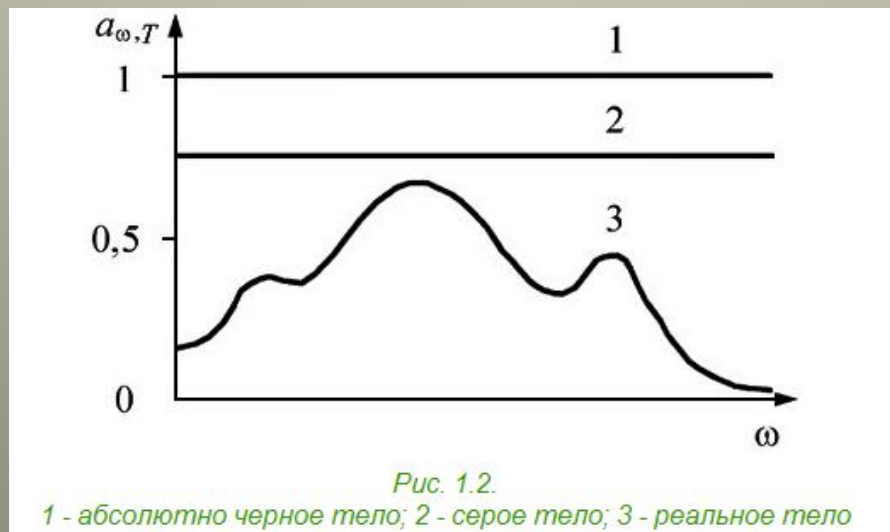
где $\Phi_{\text{погл}}$ - поток энергии, поглощаемый телом, $\Phi_{\text{пад}}$ - поток, падающий на тело. Поглощательная способность зависит от природы тела, состояния его поверхности, частоты или длины волны падающего излучения и температуры.

Абсолютно черное тело (АЧТ) - тело, поглощательная способность которого равна единице для всех длин волн или частот. АЧТ поглощает всю падающую на него энергию. Модель АЧТ - замкнутая полость с небольшим отверстием. Практически все лучи, попадающие в полость через отверстие, в результате поглощений и отражений от внутренних стенок оказываются поглощенными.



Серое тело - тело, для которого поглощательная способность меньше единицы, но постоянна для всех длин волн (частот)

$$a_{\lambda} = a_{\nu} = a < 1$$



Закон Кирхгофа.

Если система состоит из нескольких тел, нагретых до различной температуры, то спустя некоторое время произойдет выравнивание температур: горячие тела, излучая, передадут холодным энергии больше, чем получают от них, а холодные тела поглотят больше энергии, чем отдадут при излучении. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока не наступит термодинамическое равновесие. При неизменной температуре, а, следовательно, и энергии тел, тело с большей излучательной способностью будет больше излучать. Для компенсации потерянной при этом энергии оно должно будет больше поглощать, т.е. обладать большей поглощательной способностью a_w

Отношение излучательной способности любого тела к его поглотительной способности будет выражаться универсальной функцией длины волны и температуры:

$$\frac{r_{\lambda}}{a_{\lambda}} = f(\lambda, T)$$

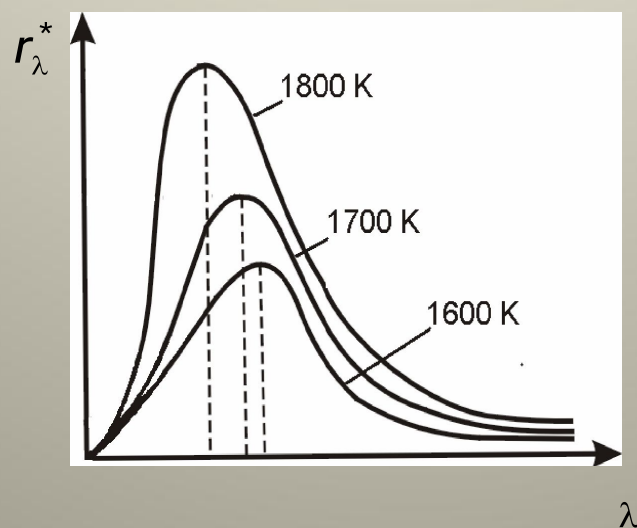
Поскольку поглотительная способность АЧТ равна единице, то эта функция является излучательной способностью АЧТ:

$$\frac{r_{\lambda}}{a_{\lambda}} = r_{\lambda}^*(T)$$

Закон Кирхгофа: отношение излучательной способности тела к его поглотительной способности при данной температуре одинаково для всех тел и равно излучательной способности АЧТ.

При одной и той же температуре АЧТ обладает наибольшей излучательной способностью и энергетической светимостью. Для серых тел энергетическая светимость $R' = a R^*$

Закон Стефана–Больцмана. Закон Вина.



Зависимость излучательной способности АЧТ от длины волны при 1600К, 1700К и 1800К.

Закон Стефана–Больцмана: энергетическая светимость АЧТ пропорциональна четвертой степени его температуры

$$R^* = \sigma T^4$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{К}^{-4}$ - постоянная Стефана-Больцмана. Для серого тела $R' = a\sigma T^4$, где a – поглотительная способность серого тела.

Закон смещения Вина

$$\lambda_m T = b$$

$b = 2,9 \text{К}10^{-3}$ - постоянная Вина,

Формула Рэля–Джинса для излучательной способности АЧТ.

$$r_{\nu}^* = \frac{\nu^2}{c^2} kT$$

хорошее согласие с экспериментом при малых частотах (больших длинах волн) $h\nu \ll kT$.

Функция не имеет максимума, монотонно возрастает, а интеграл от этой функции, т.е. полная энергия излучения, равен бесконечности. **Ультрафиолетовая катастрофа.**

Формула Планка.

Функцию излучательной способности АЧТ, согласующуюся с опытными данными, удалось получить М. Планку в 1900 году.

$$E = h\nu \quad , \text{ где } h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

$$r_\nu = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad r_\omega = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{h\omega/kT} - 1}, \quad r_\lambda = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{h\lambda/kT} - 1}$$

2. Внешний фотоэффект

Внешний фотоэлектрический эффект - испускание свободных электронов под действием света за пределы вещества. Наблюдается главным образом у металлов. Вылетающие с поверхности металла электроны - фотоэлектроны, ток в цепи— фототок.

Открыт Герцем в 1887 г. Столетов изучал фотоэффект на установке, изображенной на Рис.а, которая позднее была усовершенствована другими исследователями (Рис.б).

2. Внешний фотоэффект

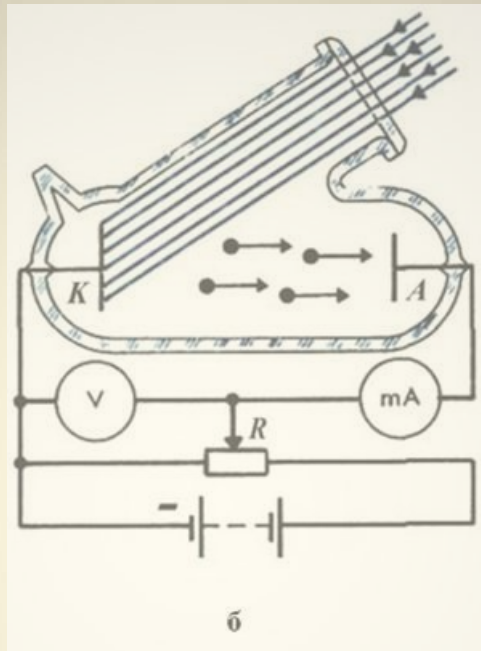
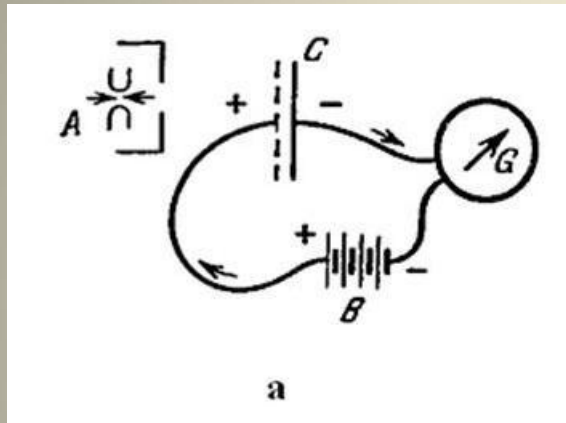


Рис.а – схема установки Столетова, где A – источник излучения, B – источник Э.Д.С., C – конденсатор, состоящий из проволочной сетки и сплошной пластины, G – гальванометр; Рис.б – установка Ленарда и других исследователей, где K и A – катод и анод фотоэлемента, V – вольтметр, mA – миллиамперметр, измеряющий фототок, R – реостат.

2. Внешний фотоэффект

Законы фотоэффекта, установленные Герцем и Столетовым :

1. Максимальная сила фототока (тока насыщения) пропорциональна световому потоку, падающему на катод.
2. Максимальная скорость фотоэлектронов увеличивается с ростом частоты (с уменьшением длины волны) падающего света и не зависит от интенсивности светового потока.
3. Независимо от интенсивности светового потока фотоэффект начинается только при определенной для данного металла минимальной частоте (максимальной длине волны) света, называемой красной границей фотоэффекта.

2. Внешний фотоэффект

- Классическая теория не смогла объяснить законы фотоэффекта.

А. Эйнштейн предположил, что свободный электрон проводимости в металле поглощает квант света. Часть энергии поглощенного (и переставшего существовать) кванта, полученная электроном, затрачивается на **работу выхода из металла, которую он совершает против сил притяжения со стороны положительного заряда ионов кристаллической решетки вблизи границы металла и преодоление запирающего слоя, возникающего между электронами проводимости в металле и электронами, вылетевшими из металла в результате термоэлектронной эмиссии.**

2. Внешний фотоэффект

Закон сохранения энергии для фотоэффекта (формула Эйнштейна):

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = A_{\text{ВЫХ}} + \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}$$

$A_{\text{ВЫХ}}$ работа выхода электрона из вещества,

$\frac{mv_{\text{макс}}^2}{2} = T_{\text{макс}}$ максимальная кинетическая энергия электрона, —

энергия поглощенного кванта, h — постоянная Планка,

m — масса электрона. Если электрон поглощает квант света на некоторой глубине от поверхности, то часть кинетической энергии может быть потеряна в результате случайных столкновений в металле.

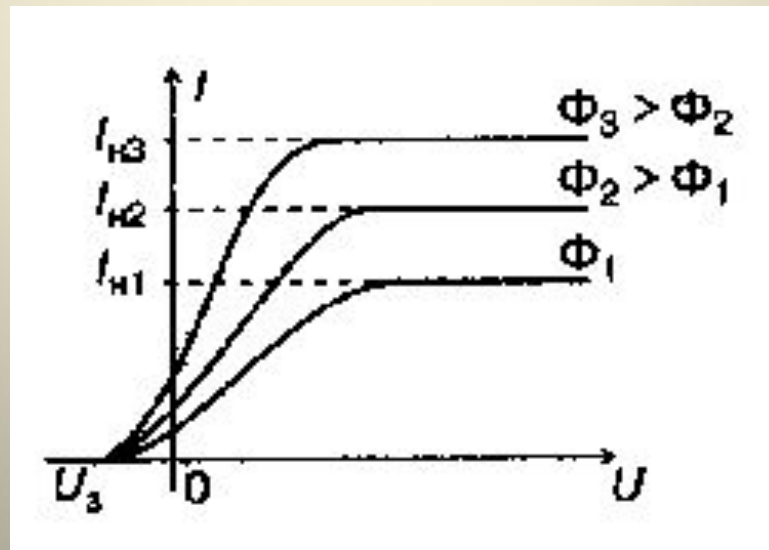
Максимальной кинетической энергией электрона будет в отсутствие таких столкновений.

2. Внешний фотоэффект

Из уравнения Эйнштейна следует, что $v_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{2}{m}(h\nu - A_{\text{вых}})}$

зависит от частоты излучения, но не зависит от интенсивности.

Вольтамперная характеристика (зависимость фототока I от анодного напряжения U)



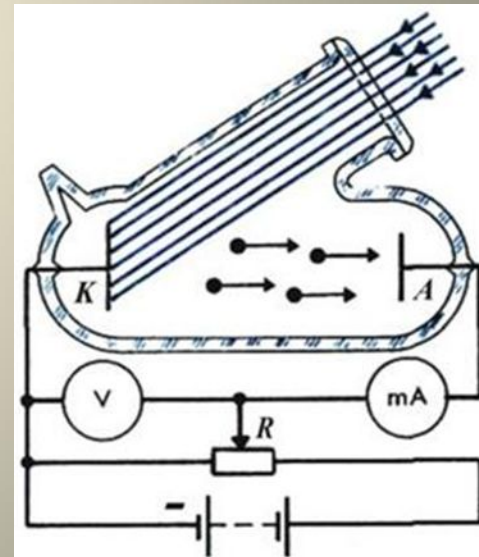
2. Внешний фотоэффект

Электроны вылетают из катода с различными скоростями. При $U = 0$ лишь часть испущенных электронов достигает анода. При некотором положительном напряжении ($U > 0$) фототок достигает насыщения - все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Чем больше световой поток Φ , тем больше электронов вылетает из металла и тем больше ток насыщения $I_n = k \cdot \Phi$. Для прекращения фототока необходимо приложить достаточное по величине отрицательное напряжение U_3 , называемое задерживающим.

$$E_{\text{кин макс}} = \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2} = eU_3$$

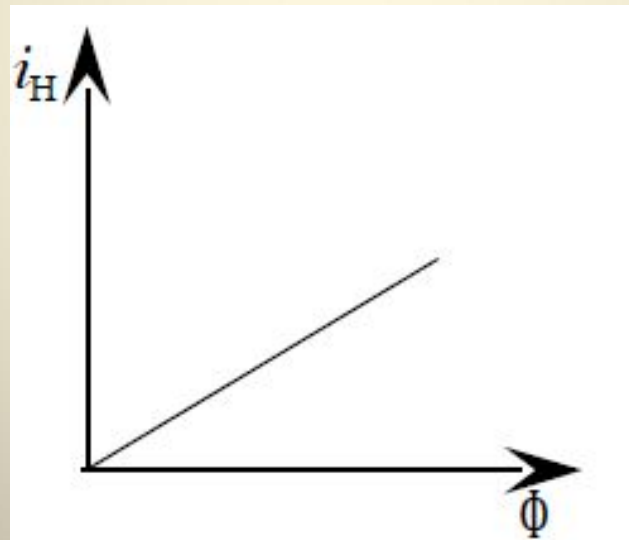
Уравнение Эйнштейна можно записать в виде:

$$\frac{hc}{\lambda} = h\nu = A_{\text{вых}} + eU_3$$



2. Внешний фотоэффект

Зависимость фототока насыщения от светового потока - световая характеристика фотоэлемента



2. Внешний фотоэффект

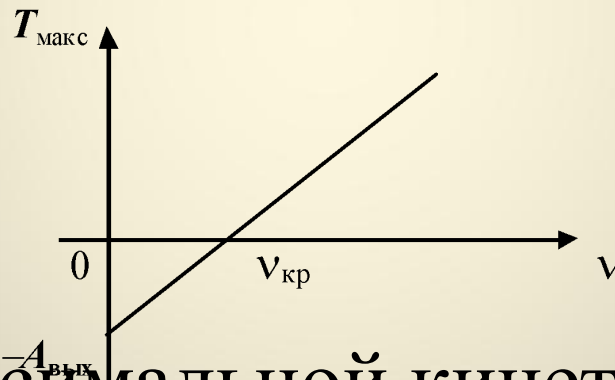
- Внешний фотоэффект считается состоявшимся, если электрон выходит из металла с нулевой скоростью. Максимальная длина волны падающего кванта $\lambda_{\text{кр}}$ или минимальная частота $\nu_{\text{кр}}$, $\omega_{\text{кр}}$ при которой это происходит, называется красной границей фотоэффекта.

$$h\nu_{\text{кр}} = \hbar\omega_{\text{кр}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{кр}}} = A_{\text{вых}}$$

- Красной граница фотоэффекта называется потому, что увеличение длины волны падающего света до максимально возможной соответствует смещению в сторону красной границы видимого спектра. При меньшей частоте падающего света (большей длине волны) фотоэффект не наблюдается.

2. Внешний фотоэффект

Из соотношения $h\nu = h\nu_{кр} + eU_3$ вытекает уравнение $eU_3 = E_{кин\max} - E_{фот\кр}$ (соответствующее экспериментальной зависимости, показанной на рисунке)



Зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов от частоты падающего света

3. Дуализм свойств электромагнитного излучения.

В одних явлениях (интерференция, дифракция и др.) свет проявляет свои волновые свойства, а при тепловом излучении и при поглощении в фотоэффекте свет ведет себя как поток частиц (фотонов) с энергией: $E = h\nu = \hbar\omega = hc/\lambda$ где h, \hbar — постоянные Планка, ω — циклическая частота электромагнитного излучения, ν — частота электромагнитного излучения, c — скорость света в вакууме, λ — длина волны электромагнитного излучения.

Фотон имеет нулевую массу покоя, движется со скоростью света и

его импульс p равен: $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}$ или $p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$, где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ —

волновое число, E — энергия фотона, направление импульса \vec{p} фотона совпадает с направлением волнового вектора: $\vec{p} = \hbar \vec{k}$.

3. Дуализм свойств

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

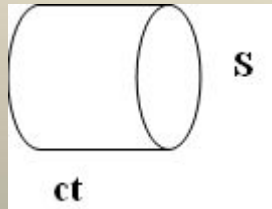
Давление света

Свет оказывает давление на освещаемую поверхность.

Рассмотрим монохроматический световой поток частоты ν , падающий по нормали на плоскую поверхность площадью S с коэффициентом отражения ρ . По закону сохранения импульса относительно оси z , нормальной к поверхности

$$p_{\text{пад}} = p_{\text{пов}} + \rho p_{\text{отр}}$$

где $p_{\text{пад}}$ - импульс падающего фотона с частотой ν ($p = \frac{h\nu}{c}$), $p_{\text{пов}}$ - импульс, передаваемый фотоном поверхности, $p_{\text{отр}}$ - импульс отраженного фотона, ρ - коэффициент отражения. N фотонов передают поверхности импульс. Число фотонов падающих по нормали на поверхность за время t равно $nV(t)$, где n - число фотонов в единице объема, V - объем цилиндра площадью S и длиной ct , $V = Sct$.



3. Дуализм свойств

электромагнитного излучения

Импульс $\Delta p_{\text{пов}}$, передаваемый поверхности световым потоком за время Δt , равен

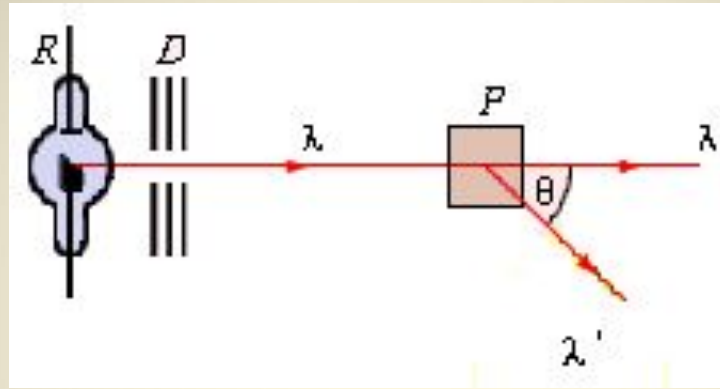
$$\Delta p = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} n S c \Delta t$$

а давление $p_{\text{(давление)}} = \frac{F}{S} = \frac{\Delta p}{S \Delta t} = (1 + \rho) n h \nu = (1 + \rho) w$

где $n h \nu$ – энергия фотонов в единичном объеме падающего светового потока, то есть плотность потока энергии w .

4. Эффект Комптона.

В 1922 году А. Комптон, исследуя рассеяние рентгеновского излучения различными веществами обнаружил, что в нем наряду с исходной длиной волны появляется смещенная линия с большей длиной волны $\lambda' > \lambda$.



Это явление получило название эффекта Комптона, а изменение длины волны - комptonовского смещения. Оно не зависит от длины волны и природы рассеивающего вещества и определяется формулой:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

m – масса электрона или другой заряженной частицы, $\lambda_c = \frac{h}{mc}$ комptonовская длина волны этой частицы, равная для электрона 2,42пм. λ и λ' - длины волн падающего и рассеянного излучения; θ – угол рассеяния.

4. Эффект Комптона

Закономерности эффекта Комптона можно объяснить, если рассмотреть упругое столкновение рентгеновского кванта с **покоящимся электроном, слабо связанным с ядром атома**. Происходит процесс, напоминающий удар двух биллиардных шаров, когда один шар (рентгеновский квант) налетает на покоящийся шар (электрон) и в результате абсолютно упругого удара шары (рассеянный квант и электрон) разлетаются под некоторым углом. Налетающий квант с энергией $E_{\phi} = \frac{hc}{\lambda}$ передает часть своей энергии электрону, поэтому рассеянный квант имеет меньшую энергию и большую длину волны. Энергия рентгеновского кванта (десятки кэВ) на несколько порядков превосходит энергию связи электрона в атоме (десятки эВ), поэтому наиболее слабо связанные с атомом электроны внешних оболочек можно считать свободными и покоящимися.

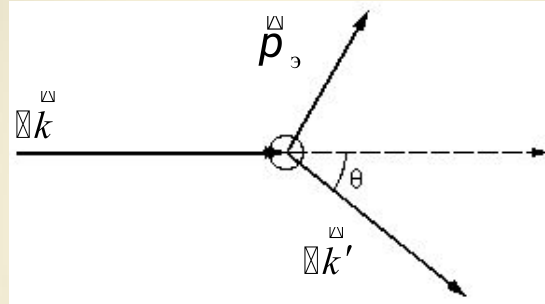
4. Эффект Комптона

Законы сохранения энергии при комптоновском упругом рассеянии.

Закон сохранения импульса имеет вид: $\vec{k} = \vec{p}_e + \vec{k}'$

\vec{k} и \vec{k}' – волновые векторы падающего и рассеянного фотонов

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$



Закон сохранения энергии записывается в виде:

$$\frac{hc}{\lambda} + mc^2 = \frac{hc}{\lambda'} + c\sqrt{p_e^2 + m^2c^2}$$

энергия падающего кванта сравнима в энергией покоя электрона, поэтому используется релятивистская формула. h – постоянная Планка, c – скорость света, m – масса электрона, \vec{p}_e – импульс электрона, λ и λ' – длины падающей и рассеянной волн.

4. Эффект Комптона

В эффекте Комптона участвуют только свободные электроны, которые слабо связаны с атомами. Если же энергия связи электрона больше энергии фотона, то такой электрон не будет свободным и эффект Комптона не возникает. В этом случае фотон взаимодействует с жестко связанной системой электрон – ядро и «отскакивает» от нее, практически не изменяя своей энергии и длины волны. В реальном веществе фотоны сталкиваются как со свободными, так и с сильно связанными электронами, поэтому и возникают оба компонента рассеяния с длинами волн λ и λ' .

Эффект Комптона не может происходить под действием квантов видимого света (с длинами волн 400 – 700 нм), поскольку их энергия составляет 3 – 1,8 эВ соответственно, что на 5 порядков меньше энергии покоя электрона – 511000 эВ.

4. Эффект Комптона

Кинетическая энергия электрона отдачи: $E_{кин} = E_{\phi} - E'_{\phi}$, где $E_{\phi} = h\nu$ – энергия падающего фотона и $E'_{\phi} = h\nu'$ – энергия рассеянного фотона.

Соотношение между энергией падающего и рассеянного фотонов при комптоновском рассеянии: $E_{\phi} = E'_{\phi} + E_{кин}$

$$\text{, откуда } \frac{1}{E'_{\phi}} - \frac{1}{E_{\phi}} = \frac{1 - \cos\theta}{mc^2}$$

$$E'_{\phi} = \frac{E_{\phi}}{1 + E_{\phi}(1 - \cos\theta)/E_0}$$

где $E_0 = mc^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ – энергия покоя электрона.

4. Эффект Комптона

Из закона сохранения энергии для эффекта Комптона

$$\frac{hc}{\lambda} + mc^2 = \frac{hc}{\lambda'} + c\sqrt{p^2 + m^2c^2}$$

следует $p^2 + m^2c^2 = \left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'}\right)^2 + 2mc\left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'}\right) + m^2c^2$ и для импульса электрона

$$p^2 = \left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'}\right)^2 + 2mc\left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'}\right) = \frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - 2\frac{h}{\lambda}\frac{h}{\lambda'} + 2mc\left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'}\right)$$

Приравнивая это выражение к квадрату импульса электрона из уравнения закона сохранения импульса, получим:

$$\frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - 2\frac{h}{\lambda}\frac{h}{\lambda'} + 2mc\left(\frac{h}{\lambda} - \frac{h}{\lambda'}\right) = \frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda'^2} - 2\frac{h^2}{\lambda\lambda'}\cos\theta, \text{ откуда}$$

для комптоновского смещения получим:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)$$