

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ПОЛЯ

Квантовая природа поля

Фотон

Мы помним, что излучение и поглощение электромагнитной энергии происходит порциями, квантами. Величина кванта зависит только от частоты излучения и равна $h\nu$, где h - универсальная константа, равная $6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Квантовый характер поглощения и излучения установлен для всего огромного диапазона длин волн электромагнитного спектра, от жестких γ -лучей до длинных радиоволн.

Явления поглощения и излучения характеризуют, прежде всего, саму микросистему, взаимодействующую с электромагнитным полем волны.

Фотон

Квантовый характер этих явлений доказывает, прежде всего, наличие у микросистемы отдельных энергетических уровней, невозможность для микросистемы обладать произвольной величиной энергии. Кроме того, при взаимодействии с веществом электромагнитная волна в ряде случаев ведет себя как частица. Корпускулярные свойства электромагнитного излучения, обнаруживающиеся тем более явно, чем меньше длина волны, проявляются в тех случаях, когда происходят потери и превращения электромагнитной энергии.

Квантовая природа поля

Фотон

Эти свойства, наоборот, не проявляются при распространении, рассеянии, дифракции электромагнитных волн, если они не сопровождаются потерей энергии.

Корпускула электромагнитного поля носит название *фотона*. Фотон характеризуется прежде всего величиной своей энергии:

$$E = h\nu$$

Пользуясь законом эквивалентности массы и энергии, мы имеем право приписать фотону массу

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$$

Фотон

Так как электромагнитное поле распространяется со скоростью c , приходится допустить, имея в виду формулу $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, что масса покоя фотона равна нулю. Считая, что понятие импульса применимо к фотону, мы можем положить $p = mc = \frac{h\nu}{c}$

Напомним, что опыты Лебедева непосредственно доказали справедливость для света соотношения $p = W/c$ между плотностью импульса и плотностью энергии электромагнитной волны. Формула импульса фотона превосходно согласуется с этим выводом.

Фотон

Существование фотонов убедительно доказывается многочисленными экспериментами. В то же время огромный опытный материал не позволяет нам отказаться и от представления о непрерывности электромагнитного поля. Наиболее яркие противоречия возникают при рассмотрении интерференционных явлений, столь изящно объясняющихся волновым характером поля и совершенно непонятных с корпускулярной точки зрения.

Фотон

Действительно, представим себе простейший интерференционный опыт: два близких отверстия, через которые пропускается свет. Когда оба отверстия открыты, получим интерференционную картину, состоящую из чередующихся светлых и темных полос. Теперь закроем по очереди оба отверстия и сфотографируем полученные картины на один кадр. Результат, разумеется (с точки зрения волновой теории), будет другим — интерференции нет.

Фотон

Что означает этот эксперимент с точки зрения корпускулярных представлений? Можно представить себе (хотя и с трудом), что, отскакивая от борта отверстия или ударяясь друг об друга, фотоны падают неодинаково в разные места фотоприемника. Но в зависимости от того, проходил ли свет через оба отверстия одновременно или последовательно получают разные картины. Получается, что фотоны, проходящие через одно отверстие, «знают», закрыто или открыто соседнее отверстие.

Фотон

Этим и многими другими рассуждениями и опытами можно доказать полную невозможность сведения электромагнитных явлений к одной лишь картине поля или к системе фотонов. Каждое из представлений оказывается плодотворным в одной области явлений и полностью отказывается в другой. Поле — это реальность, которая характеризуется непрерывными в пространстве и времени значениями напряженностей полей; корпускула — это реальность, занимающая некоторую ограниченную область пространства в данное мгновение. Электромагнитная материя объединяет в себе эти противоречивые качества.

Фотон

Сочетание таких противоречивых свойств характерно не только для электромагнитной материи, но и для вещества. Дуалистическая природа частиц вещества описывается уравнением Шредингера; взаимоотношения между корпускулами и волнами для этих частиц в достаточной степени выяснены.

Значительно хуже обстоит дело с созданием теории электромагнитного поля (материи), так называемой квантовой электродинамики. Такой теории в законченном виде не существует.

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

Вырывание электронов под действием электромагнитных волн является одним из важнейших подтверждений корпускулярных представлений. Мы рассмотрим здесь это явление именно с этой точки зрения. Известно, что работа выхода электрона из металла не меньше 2,2 эВ. Поэтому фотоэлектрический эффект становится возможным при $h\nu > 3,5 \cdot 10^{-19}$ Дж, т.е. для частот порядка $0,5 \cdot 10^{15}$ Гц ($\lambda = 6000 \text{ \AA}$).

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

Эйнштейн предложил рассматривать фотоэффект как явление соударения фотона с электроном.

Фотон при этом отдает всю свою энергию и прекращает существование. Если A есть работа выхода электрона (т.е. работа преодоления сил связи электрона с веществом), то закон сохранения энергии можно записать в виде:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}$$

где $\frac{mv^2}{2}$ — кинетическая энергия выбитого из вещества электрона (фотоэлектрона).

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

Первая проверка справедливости фотонной гипотезы заключается в проверке линейной зависимости кинетической энергии фотоэлектрона от частоты падающего излучения.

Энергию фотоэлектронов можно определить методом задерживающего потенциала. Если поверхность вещества, из которого вырываются электроны, является обкладкой конденсатора, то по цепи, в которую включен этот конденсатор, пойдет ток. Его можно прекратить, если подать на конденсатор задерживающее напряжение.

Фотоэлектрический эффект

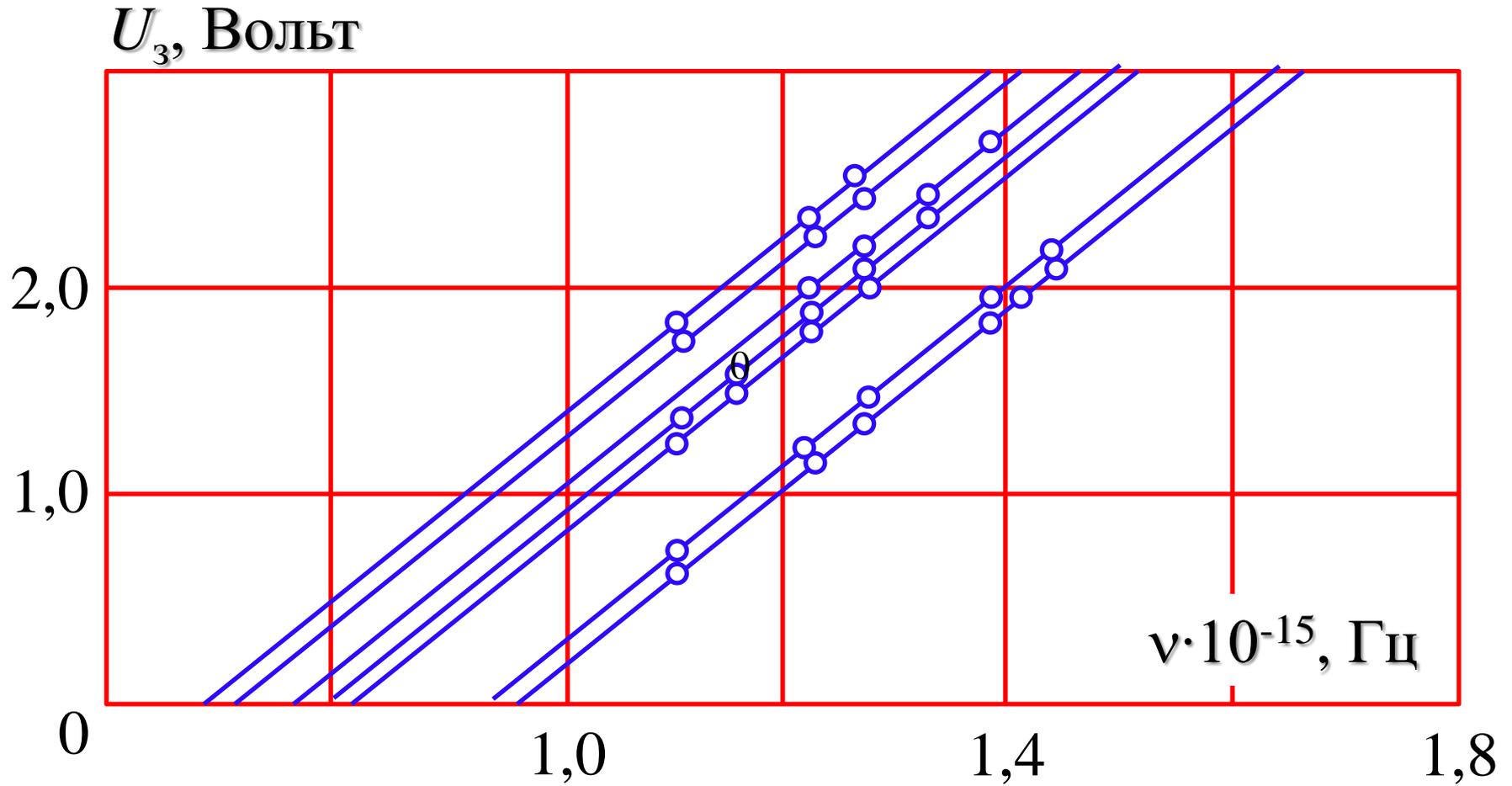
Ток прекратится, когда

$$eU_3 = \frac{mv^2}{2}$$

Следует иметь в виду, что электроны имеют тем меньшую скорость, чем с большей глубины они вырваны. Поэтому ток прекратится, когда будут задержаны электроны, наиболее близкие к поверхности. Определяя на опыте eU_3 для разных частот электромагнитного излучения, можно построить кривые $U_3(\nu)$. Идеальные прямые, полученные в таких опытах, показаны на следующем слайде.

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект



Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

Тангенс угла наклона прямой $eU_3 = h\nu - A$, равный h/e , может быть вычислен из других данных, что дает еще одну независимую проверку теории.

Описанный опыт нельзя все же считать прямым доказательством фотонной гипотезы. Возможно возражение, состоящее в том, что фотоэлектрон постепенно накапливает энергию, передаваемую ему электромагнитной волной. Это возражение снимается классическим опытом А.Ф. Иоффе и Н.И. Добронравова. А.Ф. Иоффе исследовал фотоэффект на пылинке, взвешенной между обкладками конденсатора.

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

Из-за неизбежного трения о воздух пылинка несет заряд, и поэтому ее тяжесть может быть уравновешена электрическим полем. При равновесии $qE = mg$, где m , q — масса и заряд пылинки. При фотоэффекте пылинка теряет электрон и, следовательно, в зависимости от знака q меняет свой заряд на $q + e$ или $q - e$. При этом пылинка выходит из равновесия и начинает движение к одной из пластин конденсатора. Чтобы вновь ее уравновесить, надо изменить поле. Условием равновесия будет выражение $(q \pm e)E_1 = mg$. Этим способом Иоффе определял заряд электрона.

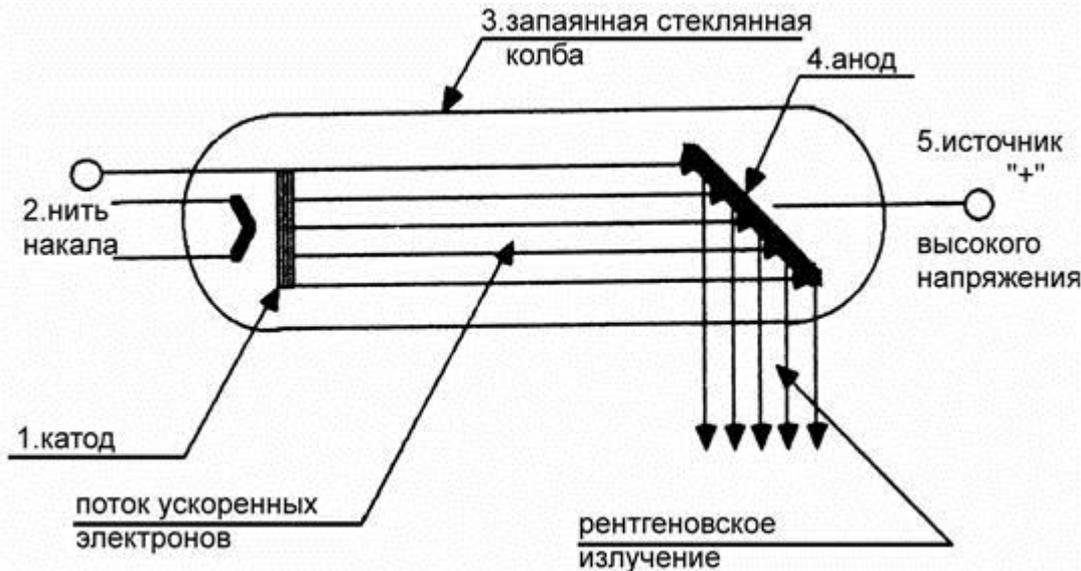
Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

Но вернемся к опыту Иоффе и Добронравова. Они также наблюдали за поведением пылинки, взвешенной между обкладками конденсатора, но цель теперь была другая. Одной из обкладок конденсатора служил анод рентгеновской трубки. К трубке было приложено напряжение 12 кВ, а рентгеновские лучи создавались исключительно слабым потоком электронов, около 1000 электронов в секунду.

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект



Как известно, рентгеновские лучи возникают при соударении электрона с анодом. Но что излучается анодом:

непрерывное электромагнитное поле или 1000 фотонов в секунду? Это и должна показать пылинка, находящаяся между обкладками конденсатора. Рентгеновские лучи вырывают из пылинки электрон. Но как они это делают?

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

Опыт Иоффе и Добронравова показал, что вырывание электрона из пылинки происходит в среднем один раз в 30 минут. Если бы рентгеновские лучи распространялись в виде непрерывного поля, то в каждое мгновение пылинка получала бы совершенно мизерную энергию, недостаточную, разумеется, для отрыва электрона. Эта энергия распределялась бы поровну между всеми электронами пылинки. Наблюдение Иоффе и Добронравова потребовало бы от волнового представления совершенно невероятного вывода: раз в 30 минут все электроны передают энергию одному и он отрывается от пылинки.

Квантовая природа поля

Фотоэлектрический эффект

В то же время фотонная гипотеза не только качественно объясняет явление, но и приводит к опытной цифре. Пылинка в описываемом опыте представляла собой шарик радиусом $3 \cdot 10^{-5}$ см. Она находилась на расстоянии 0,02 см от анода, от которого рентгеновские лучи шли во все стороны. Вероятность попадания фотона в пылинку равна

$$\frac{\pi \cdot (3 \cdot 10^{-5})^2}{4\pi(0,02)^2} = \frac{1}{1\,800\,000}$$

Так как в 1 с вылетает 1000 фотонов, то в среднем в пылинку будет попадать 1 фотон в 1800 с (30 минут), что совпадает с опытом.

Квантовая природа поля

Флуктуации светового потока

Серьезным опытным доказательством фотонной теории являются опыты С. И. Вавилова, посвященные изучению флуктуации слабых световых потоков.

Порог чувствительности глаза к свету весьма низок. Глаз способен видеть примерно 100 фотонов, попадающих в одну секунду на роговицу. Если световой поток колеблется около этой величины, то свет не будет восприниматься глазом, когда число фотонов будет падать ниже порогового значения.

Квантовая природа поля

Флуктуации светового потока

В опытах Вавилова исследователь наблюдал пучок света, который выпускался через каждую секунду на промежуток времени 0,1 с. Если величина светового потока превышала порог чувствительности, то глаз наблюдал каждую вспышку света. При уменьшении интенсивности света некоторые вспышки уже не воспринимались наблюдателем. Чем меньше была интенсивность света, тем больше оказывалось пропусков. Таким образом были обнаружены флуктуации числа фотонов в световом потоке. Трудно предложить более непосредственное доказательство корпускулярной природы света.

Квантовая природа поля

Флуктуации светового потока

Другие опыты Вавилова ярко показывают невозможность объяснения фотонной гипотезой таких типично волновых явлений как интерференция. Вавилов разделял световой пучок на два когерентных луча (бипризмой Френеля). Эти лучи давали интерференционную картину. В то же время флуктуации обоих световых пучков оказались совершенно независимыми. Это обстоятельство еще раз указывает на полную невозможность объяснения интерференции каким-то статистическим распределением фотонов.

Квантовая природа поля

Флуктуации светового потока

Волновые свойства присущи не потоку фотонов, а каждому фотону. Таким образом, никак нельзя считать фотон «обычной» частицей.

Здесь необходимо некоторое отступление.

Создавая модели невидимого мира, мы наделяем элементарные частицы свойствами, заимствованными в мире окружающих нас вещей или, как говорят физики, в макром мире. Так, например, мы говорим об атомах как о шариках. Не приходится и говорить, что шарик-атом лишь частично отражает свойства шарика-вещи.

Квантовая природа поля

Флуктуации светового потока

Каждому, например, ясно, что присущие шарикувещи такие свойства, как цвет, шероховатость, запах, невозможно перенести на шарик-атом. По мере проникновения в микромир перенесение свойств вещей на свойства элементарных частиц становится все более затруднительным.

Части атома, части атомного ядра, частицы света еще в меньшей степени напоминают шарики-вещи, чем атом. На примере фотона мы столкнулись с возможностью сочетания в микрочастице противоречивых свойств вещей нашего большого мира.

Квантовая природа поля

Флуктуации светового потока

Конечно, в макромире частица — это частица, а волна — это волна. Частица занимает ограниченную область пространства и движется по определенной траектории, волна распределена в пространстве непрерывно и энергия передается в той или иной доле всеми точками пространства. Примирить эти два представления для вещей нельзя. Но мы не имеем права навязывать поведение вещей частицам микромира.

Квантовая природа поля

Флуктуации светового потока

Познание микромира состоит не в создании модели, похожей на знакомые глазу человека картины. Изучение закономерностей явления, нахождение объективно существующих причинных связей между явлениями — в этом состоит бесконечный процесс познания. Таким путем и происходит становление сложной картины микромира, сущность которой не может быть передана никакими хитроумными моделями, заимствованными из мира вещей.

Закон Кирхгофа

Опытом установлено: два тела, находящиеся при разных температурах, выравнивают свои температуры и в том случае, если тела находятся в вакууме. Обмен энергией происходит при помощи электромагнитных волн, излучаемых атомами этих тел.

Как уже говорилось, каждому атому можно приписать определенную систему энергетических уровней. Поглощая энергию, атом переходит на более высокий уровень, излучая — на более низкий.

Квантовая природа поля

Закон Кирхгофа

При каждом акте излучения атом отдает в пространство электромагнитную энергию $h\nu_{mn} = E_m - E_n$, где E_m — энергетический уровень до излучения, а E_n — после. Излученная волна обладает частотой ν_{mn} . Эта волна достигает второго тела и поглощается им. При этом атом, поглотивший энергию, поднимается с уровня E_n на уровень E_m .

То же самое можно выразить и в рамках представлений о фотоне, говоря, что при каждом акте излучения отдается фотон $h\nu$ электромагнитной энергии, а в явлении поглощения фотон захватывается атомом и его энергия идет на переход атома с низкого уровня на более высокий.

Закон Кирхгофа

Все атомы тел участвуют в обмене энергией, поглощая и излучая фотоны. При этом в зависимости от случайных обстоятельств могут возникать самые различные энергетические переходы, и в принципе в обмене энергией участвуют электромагнитные волны любой длины. Пусть в теплообмене участвуют тела, образующие замкнутую систему. Тогда через некоторое время эти тела придут в состояние равновесия, все тела примут одинаковую температуру. Это не значит, что электромагнитное излучение прекратится.

Закон Кирхгофа

По-прежнему атомы будут переходить то на более высокую энергетическую ступень, то на более низкую. Но если состояние равновесия достигнуто, то к каждому телу в каждый момент времени будут подходить и уходить равные количества энергии для излучения любой волны. Излучение, которое подходит к телу, в общем случае лишь частично поглощается телом и заставляет его атомы переходить с более низкого на более высокий энергетический уровень. Другая часть падающего излучения рассеивается, отражается телом.

Закон Кирхгофа

Атомы не задерживаются долго на высоких уровнях; возвращаясь в исходное состояние, они отдадут поглощенную энергию в виде излучения. Если падающая на единицу площади в 1 с энергия есть ρ , то поглощенная будет $A\rho$. Безразмерный коэффициент A , указывающий долю поглощенной энергии, называется *поглощательной способностью* тела. Очевидно, если

$$A\rho = E,$$

где E - энергия, излучаемая 1 см² поверхности в 1 с, то тело находится в равновесии со средой - температура его неизменна.

Закон Кирхгофа

Но в чем же состоит условие теплового равновесия многих тел, которые, разумеется, могут обладать разной поглотительной способностью и разным излучением? Исходя из термодинамических соображений, Кирхгоф показал, что равновесие возможно лишь в том случае, если интенсивность падающих на тело электромагнитных волн одинакова для всех участков всех тел, находящихся в равновесии друг с другом. Таким образом,

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \dots = \rho.$$

Подобное соотношение должно быть верно для любой длины волны и для любой температуры.

Закон Кирхгофа

Это и есть *закон Кирхгофа*, который говорит, что отношение испускательной способности тела к поглощательной есть величина постоянная для каждой длины волны и любой температуры.

Это значит, что тело, которое сильно поглощает какие-либо лучи, будет их сильно излучать, и наоборот. Почему мало нагреется под действием солнечных лучей вода, заключенная в бутылку с посеребренными стенками, и сильно нагреется вода в фляжке из черного стекла? В первом случае поглощение солнечной энергии мало, во втором — велико.

Закон Кирхгофа

Теперь налейте в оба сосуда горячую воду и поместите их в холодное помещение. Гораздо быстрее остынет вода в фляжке из темного стекла: то тело, которое больше поглощает, будет больше излучать.

Можно показать эффектные опыты с окрашенной керамикой. Если тело имеет, скажем, зеленый цвет, то значит оно **не** поглощает зеленого света.

Раскаляя зеленый черепок, можно увидеть, как он начнет светиться цветом, дополнительным к зеленому.

Абсолютно черное тело

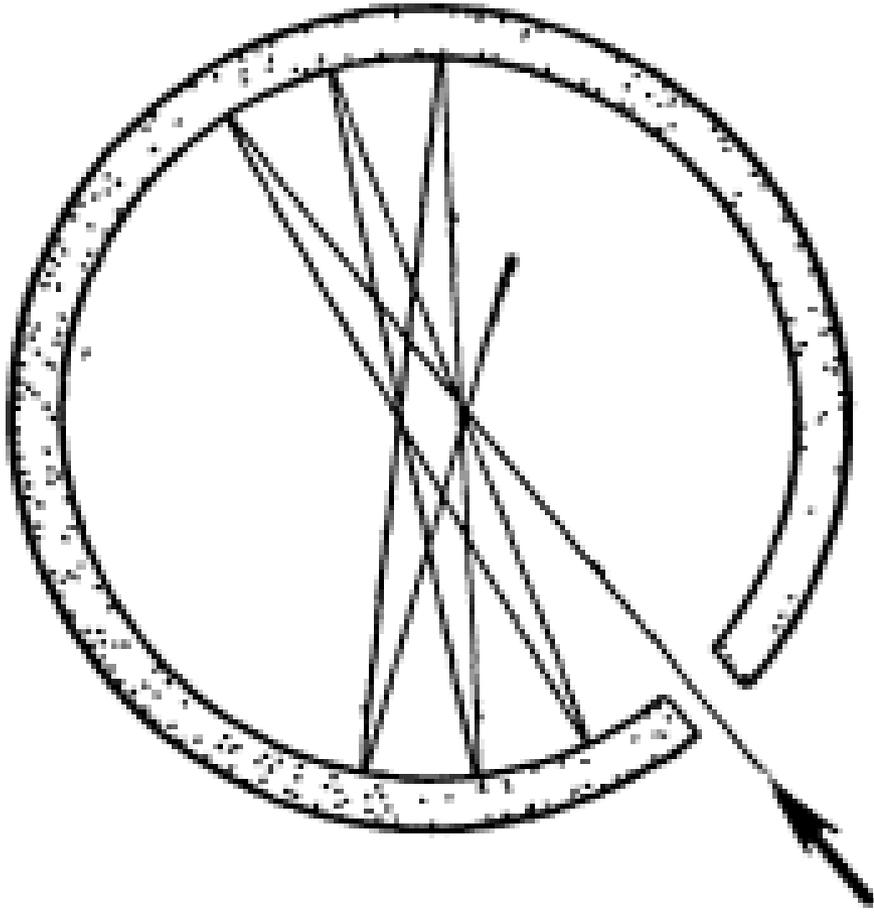
Закон Кирхгофа приводит к интересному следствию. Тела, обменивающиеся теплом посредством излучения, получают (при данных ν и T) одну и ту же интенсивность электромагнитных волн от своих соседей, независимо от материала и свойств тела. Для каждой длины волны и для каждой температуры опыт приводит к универсальной величине ρ . Таким образом, существует универсальная функция $\rho(\nu, T)$ — функция частоты излучения и температуры, характеризующая процесс теплообмена излучением.

Абсолютно черное тело

Функции $\rho(\nu, T)$ можно придать наглядное содержание. Рассмотрим тело, поглощающее 100% падающей на него энергии при всех длинах волн. Для такого *абсолютно черного тела* $A = 1$ и $E = \rho(\nu, T)$. Функция $\rho(\nu, T)$ есть *испускательная способность* абсолютно черного тела. Но как добиться, чтобы тело, поглощало свет любых длин волн? Разумеется, черные вещества типа сажи позволят нам приблизиться к такому телу. Однако несколько процентов будут нас всегда отделять от условия $A = 1$.

Квантовая природа поля

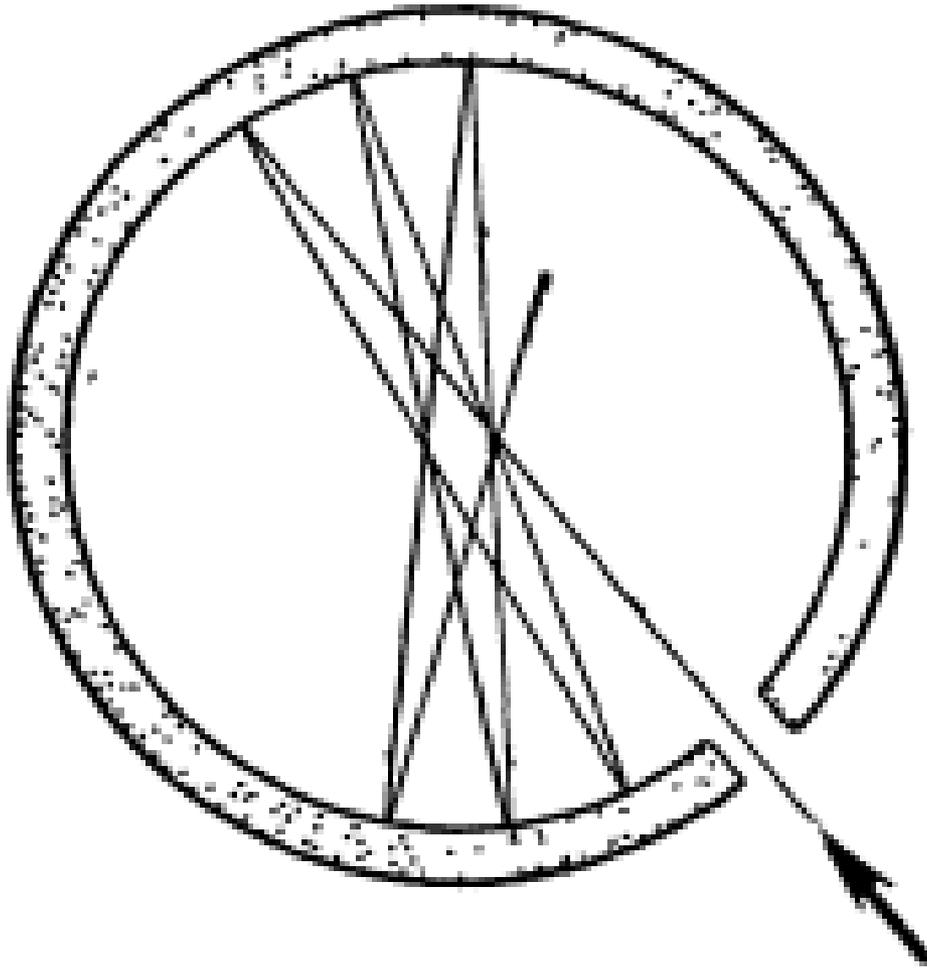
Абсолютно черное тело



Но возможно более остроумное решение. Представьте себе ящик с небольшим отверстием. Уменьшая размеры этого отверстия, можно сделать его абсолютно черным. Эта особенность отверстий хорошо известна из повседневного опыта.

Квантовая природа поля

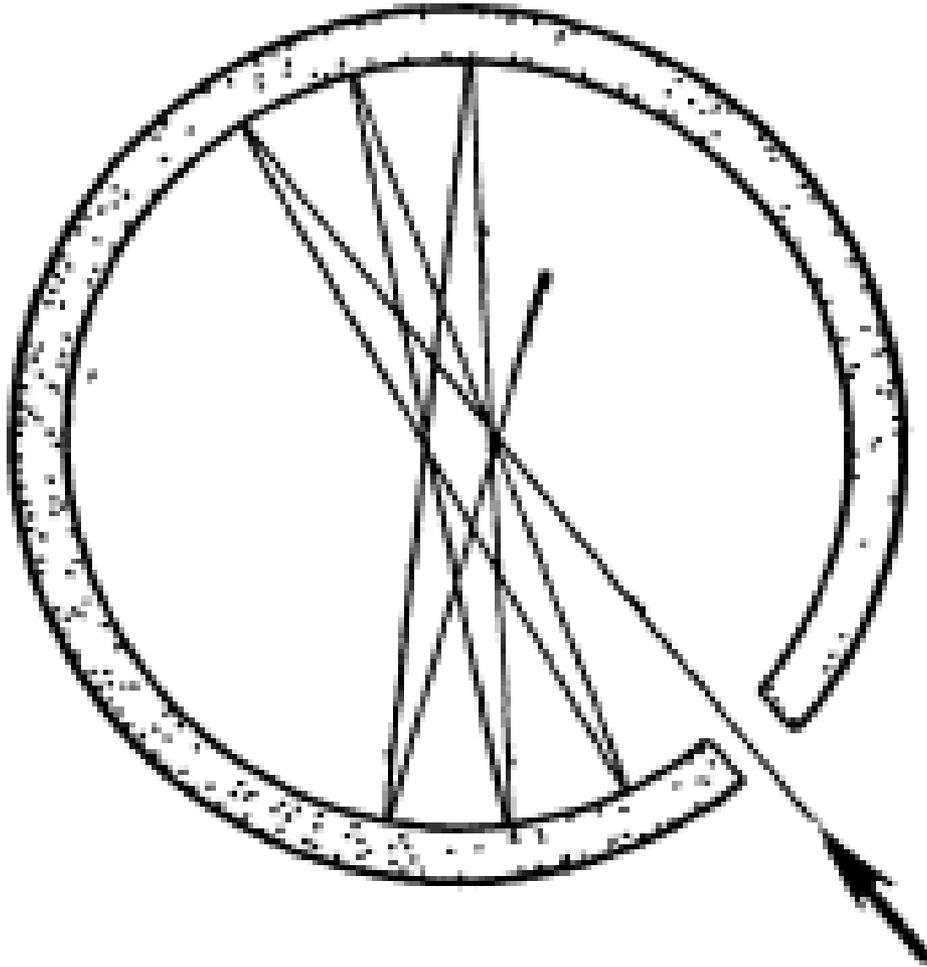
Абсолютно черное тело



Глубокая нора, раскрытое окно не освещенной изнутри комнаты, колодец - вот примеры абсолютно черных «тел». Вполне понятно, в чем здесь дело: луч, попавший в полость через отверстие, способен выйти наружу лишь после многократных отражений.

Квантовая природа поля

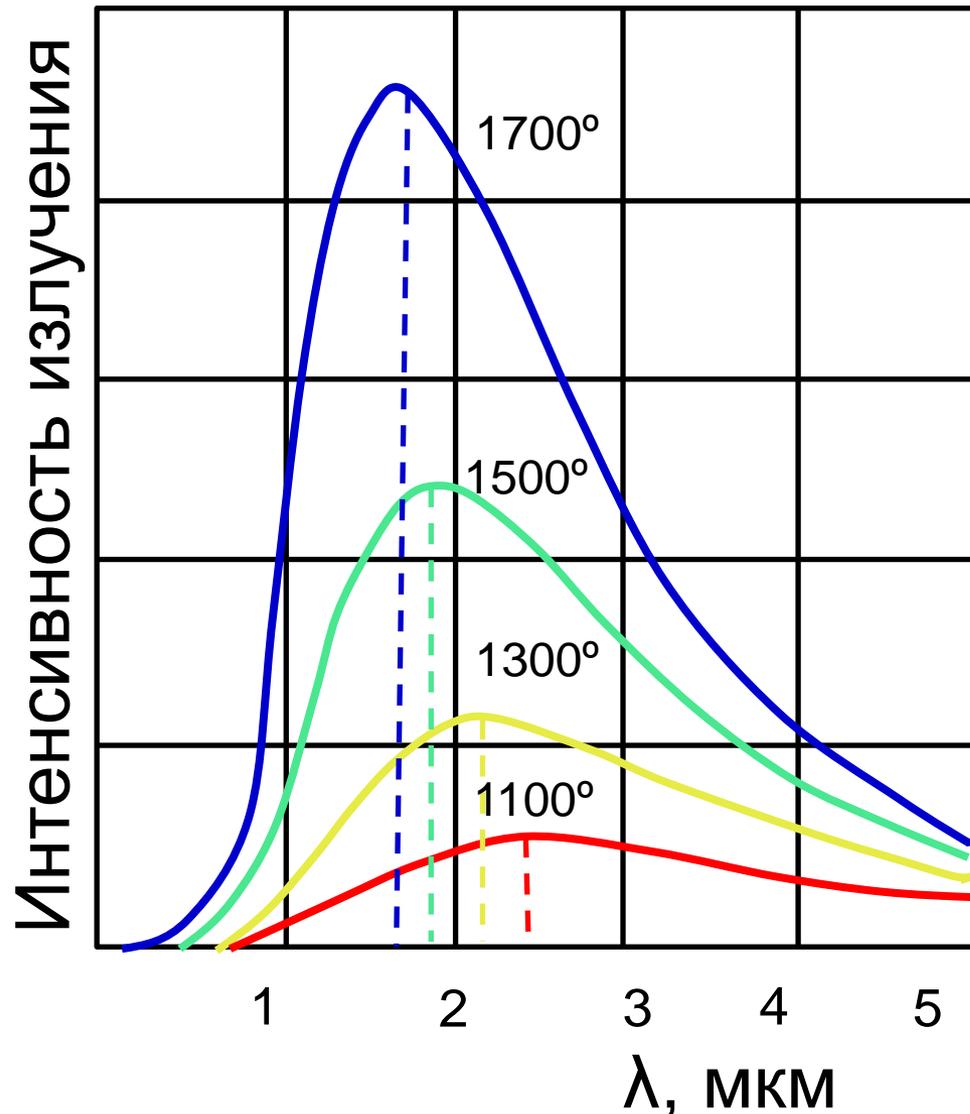
Абсолютно черное тело



Но при каждом отражении теряется доля энергии. Поэтому при малом отверстии в большой полости луч не сумеет выйти, т.е. полностью поглотится.

Квантовая природа поля

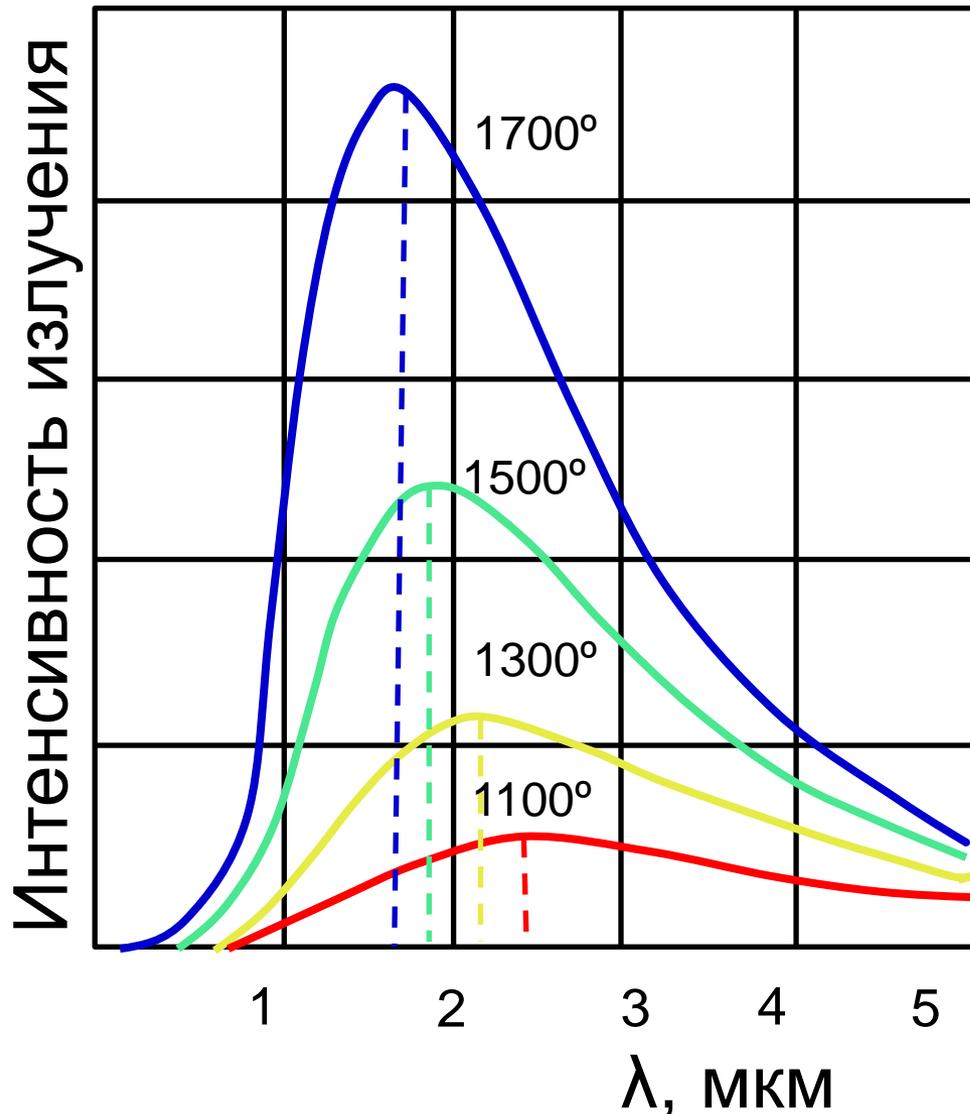
Абсолютно черное тело



Для измерения испускательной способности $\rho(\nu, T)$ абсолютно черного тела изготавливается длинная трубка из тугоплавкого материала, которая помещается в печь и нагревается.

Квантовая природа поля

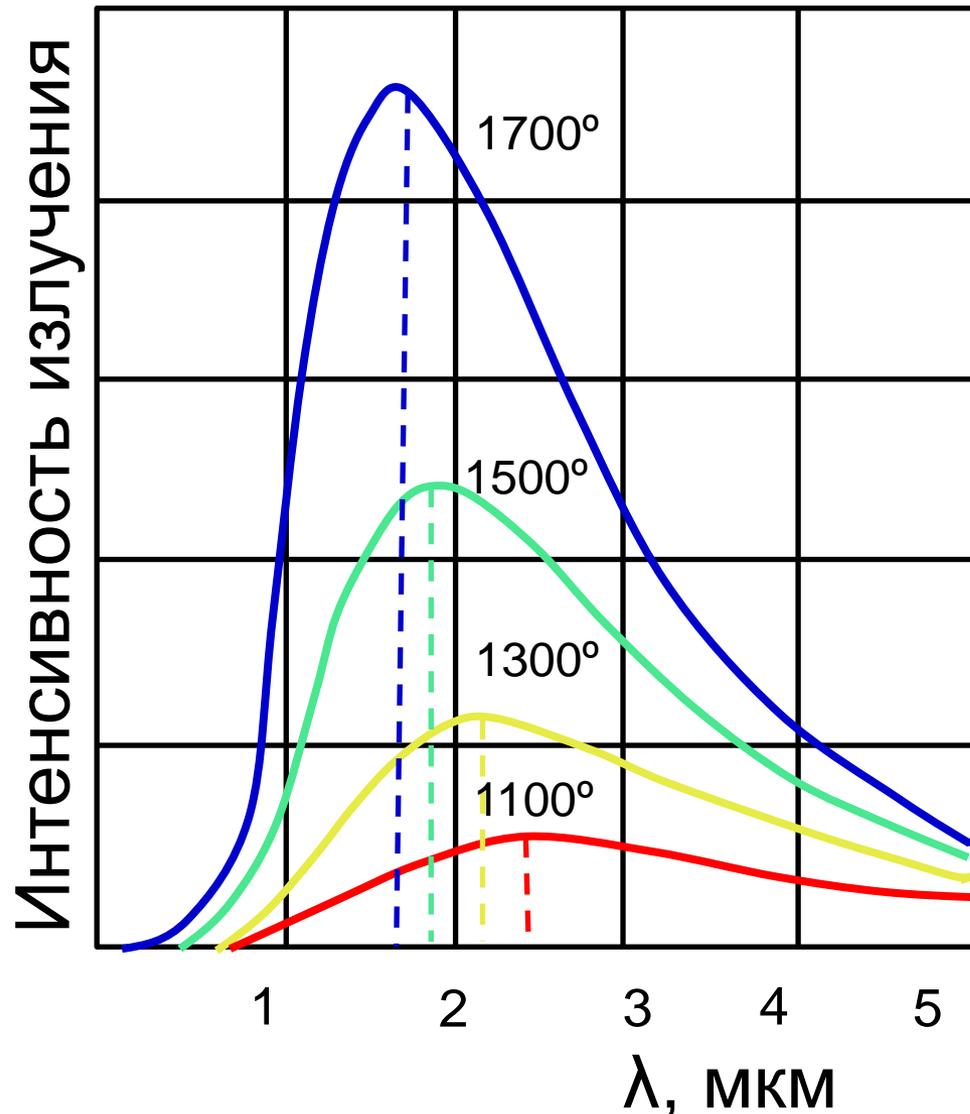
Абсолютно черное тело



Через отверстие трубки с помощью спектрографа изучается характер излучения. Результаты таких измерений приведены на рисунке. Кривые, построенные для нескольких температур, представляют собой интенсивность излучения в функции длины волны.

Квантовая природа поля

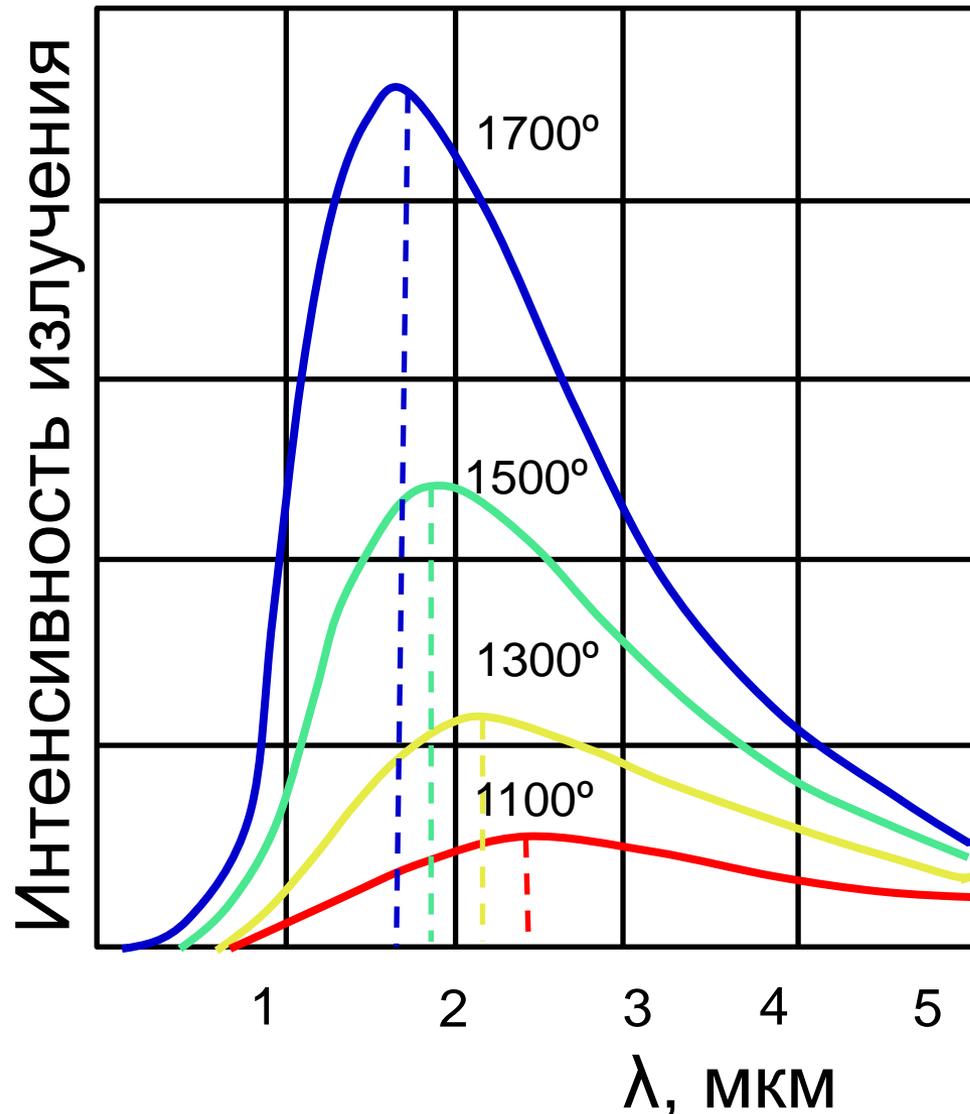
Абсолютно черное тело



Видно, что излучение сосредоточено в относительно узком спектральном интервале 1 - 5 мкм. Лишь при более высоких температурах кривая захватывает область видимого спектра и начинает продвигаться в сторону коротких волн.

Квантовая природа поля

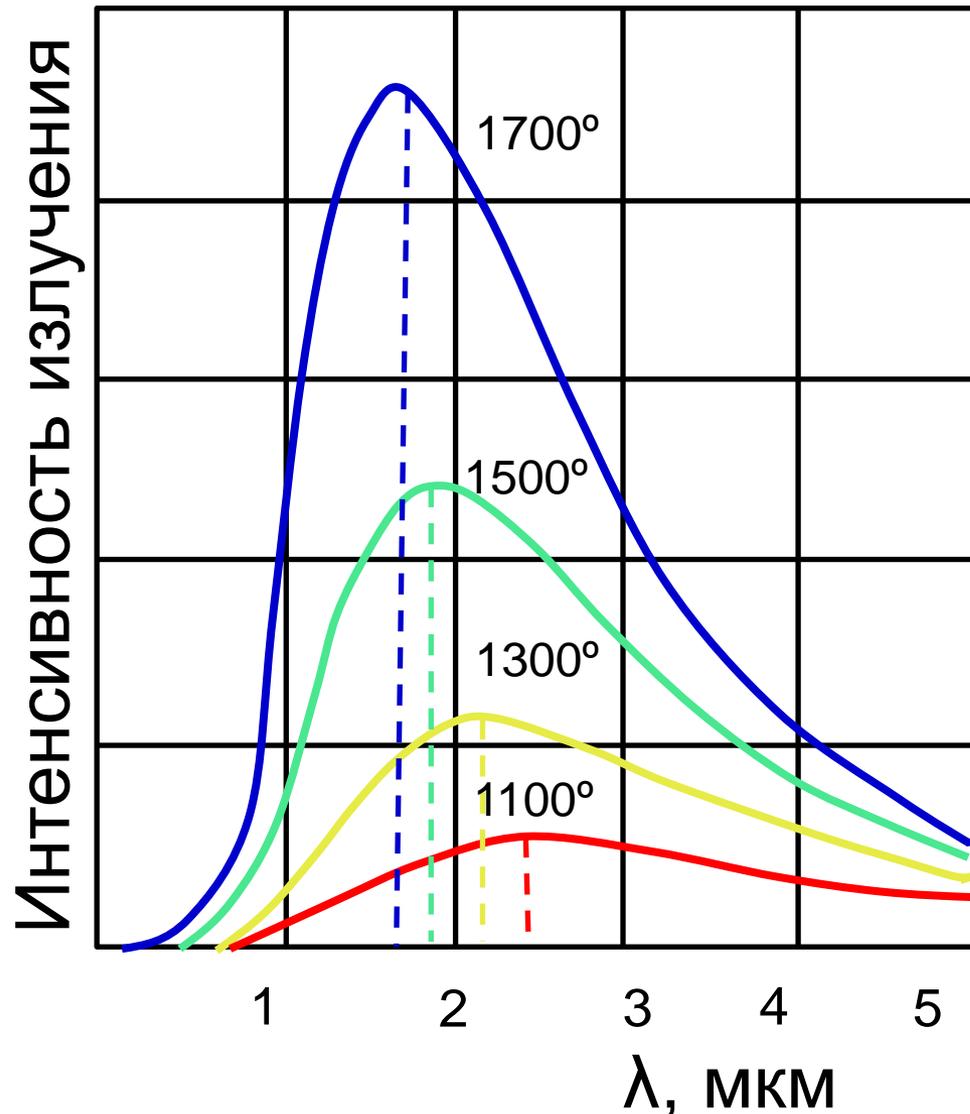
Абсолютно черное тело



Волны длиной несколько микрон называются *инфракрасными*. Поскольку именно они при обычных температурах в основном переносят тепловую энергию, их называют также тепловыми.

Квантовая природа поля

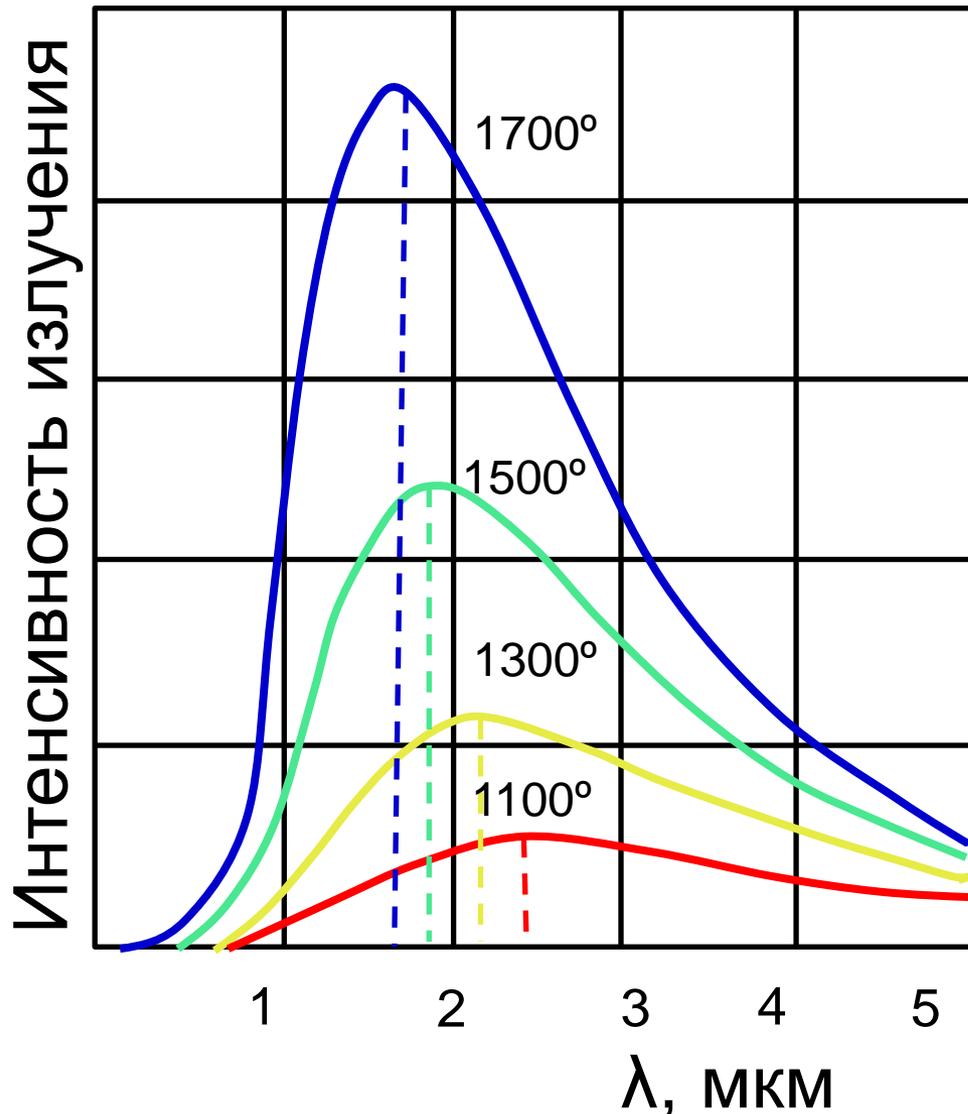
Абсолютно черное тело



Кривая теплового излучения обладает максимумом, тем более ярко выраженным, чем выше температура. При возрастании температуры длина волны λ_m , соответствующая максимуму спектра, сдвигается в сторону более коротких волн.

Квантовая природа поля

Абсолютно черное тело



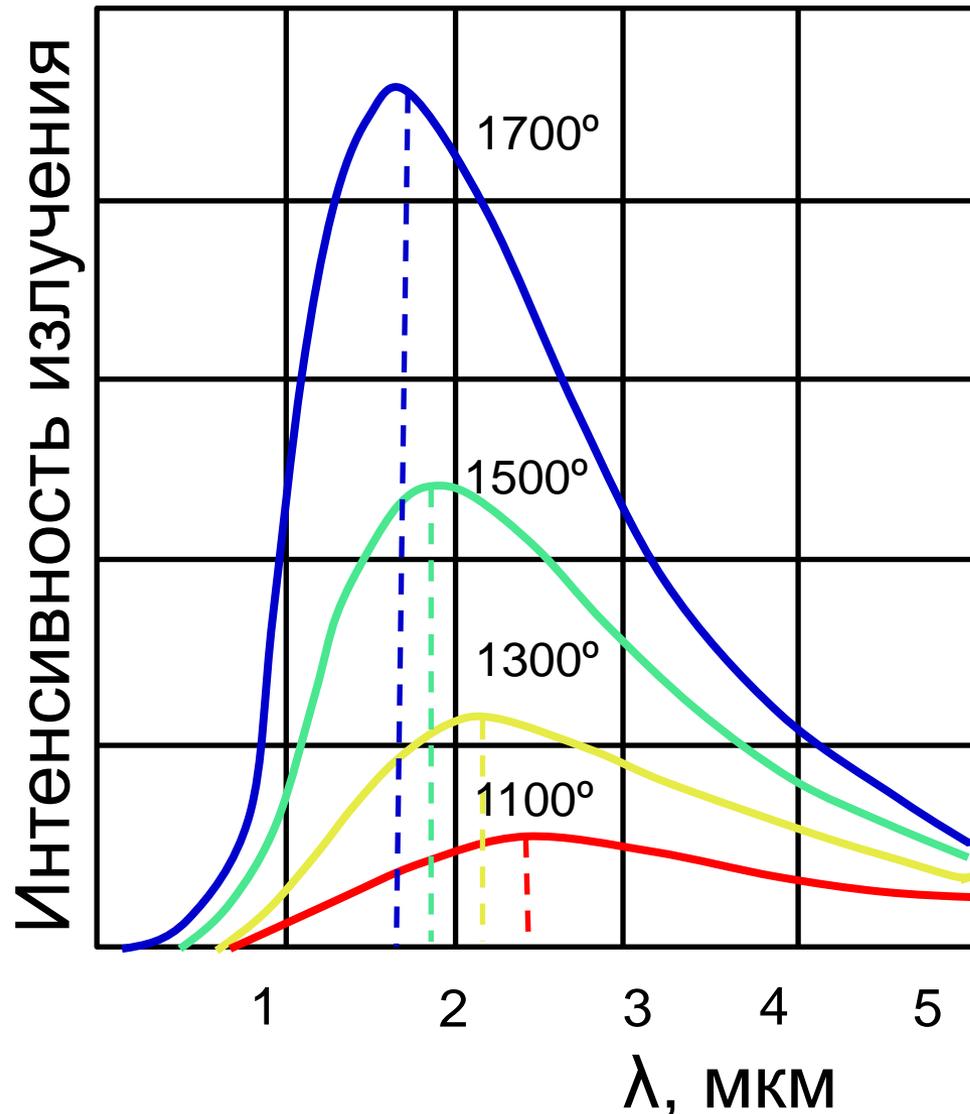
Этот сдвиг подчиняется эмпирическому закону

Вина: $\lambda_m = \frac{2886}{T}$.

λ здесь должна быть выражена в микронах, а T в Кельвинах. Сдвиг излучения в сторону коротких волн можно наблюдать при накаливании металла - смена красного каления на желтое по мере роста температуры.

Квантовая природа поля

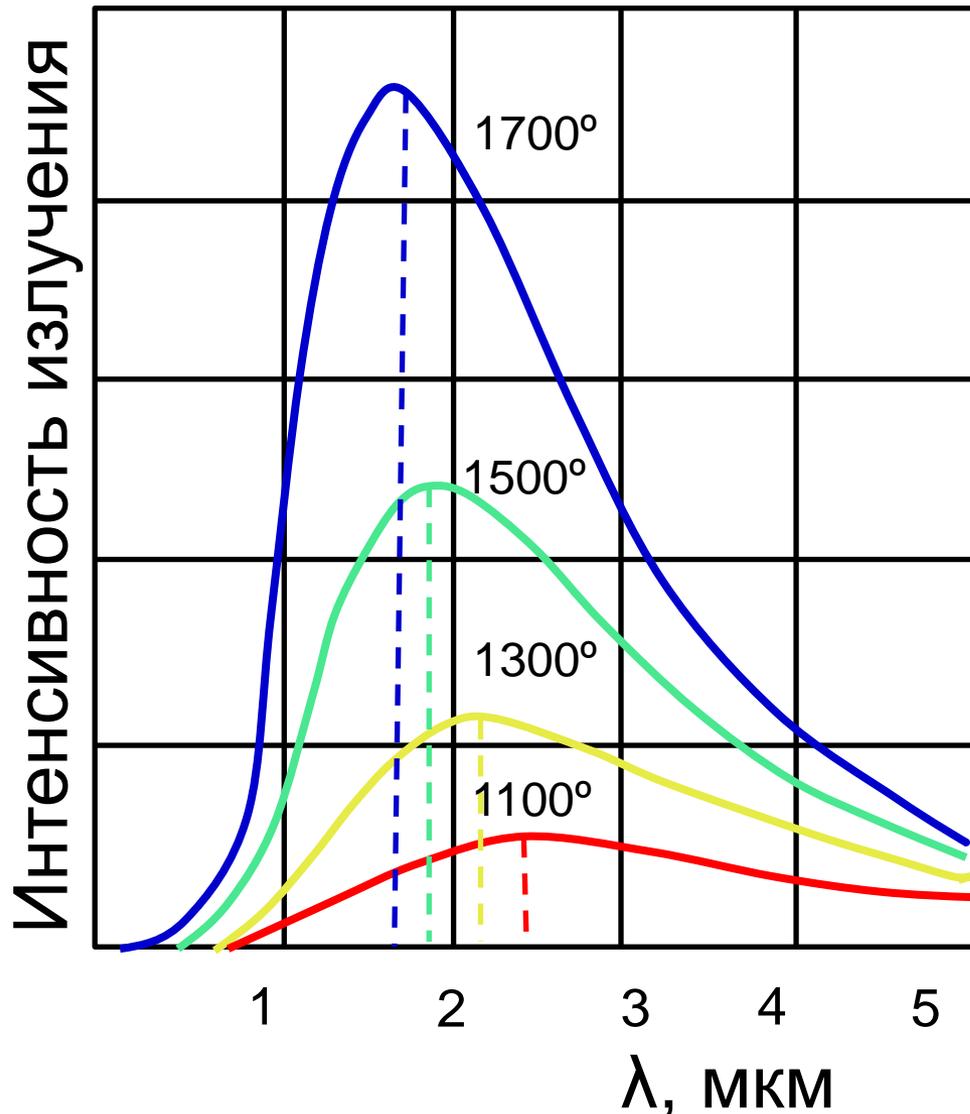
Абсолютно черное тело



Второе обстоятельство, бросающееся в глаза при исследовании кривых излучения, - это быстрый рост всех ординат кривой с увеличением T . Если E_λ есть интенсивность для данной волны, то суммарная интенсивность спектра представится интегралом

Квантовая природа поля

Абсолютно черное тело



Второе обстоятельство, бросающееся в глаза при исследовании кривых излучения, - быстрый рост всех ординат с увеличением T . Если E_λ - интенсивность для данной волны, то суммарная интенсивность спектра представится интегралом

$$R = \int_0^{\infty} E_\lambda d\lambda$$

Абсолютно черное тело

Этот интеграл есть не что иное как площадь под кривой излучения. R весьма быстро растет при увеличении T - пропорционально четвертой степени температуры. Эту зависимость называют законом Стефана — Больцмана.

$$R = \sigma T^4 \text{ Вт/м}^2,$$

где $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \approx 5,6704 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ - *постоянная Стефана-Больцмана.*

Абсолютно черное тело

Оба закона имеют значение при определении температуры далеких от нас раскаленных тел. Именно таким способом определяется температура Солнца, звезд, раскаленного облака атомного взрыва.

Законы теплового излучения лежат в основе определения температуры расплавленного металла. Принцип оптических пирометров заключается в подборе такого накала нити электрической лампы, при котором свечение этой нити становится таким же, что и свечение расплавленного металла.

Абсолютно черное тело

Мы пользуемся законом: если одинаково излучение, то одинаковы и температуры. Температура же раскаленной нити напрямую зависит от тока, проходящего через нить. Исходя из этого, оптический пирометр нетрудно отградуировать.

Реальные тела *не являются* абсолютно черными, и для каждого из них в формулу Стефана - Больцмана приходится вводить множитель, меньший единицы (поглощательную способность данного тела). Эти множители определяются эмпирически и представляют интерес для практической теплотехники, для которой проблемы теплообмена излучением крайне существенны. 52

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Рассмотрим полость, внутри которой происходят процессы поглощения и излучения электромагнитных волн. Эта полость может быть шаром, прямоугольным параллелепипедом — это безразлично. Стенки полости излучают и поглощают равные количества энергии, вся система находится в равновесии. Внутри полости существует электромагнитное поле, которое в свою очередь находится в равновесии со стенками: во всех точках пространства плотность энергии

поля $w = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}$ не меняется со временем.

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Это электромагнитное поле мы можем рассмотреть с двух позиций. С одной стороны, в полости существуют стоячие электромагнитные волны, совершенно так же как в закрытой комнате с источниками звука существуют стоячие звуковые волны. С другой стороны, имея в виду квантовую природу поля, мы можем сказать, что рассматриваемое пространство заполнено фотонами, аналогично тому как сосуд с газом заполнен молекулами. Исходя из волновых представлений, мы можем легко определить число частот электромагнитных колебаний, происходящих в полости.

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Рассуждения, приведенные в свое время для звуковых волн, полностью применимы и сейчас. Число собственных частот электромагнитных колебаний, меньших ν , равно

$$\frac{4}{3} \pi \frac{\nu^3}{c^3} V$$

где c — теперь скорость электромагнитных волн, а V — объем полости. Эта формула дает число колебаний для случая линейно поляризованных волн. При тепловом излучении мы имеем дело с неполяризованными колебаниями, которые всегда можно разложить на две оси.

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

В таком случае число колебаний будет в два раза больше: $\frac{8}{3}\pi\frac{\nu^3}{c^3}V$. Дифференцируя, получим, что в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$ число колебаний будет равно

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3}Vd\nu$$

Теперь рассмотрим ситуацию с другой точки зрения. Полость заполнена колебаниями с частотой ν , иначе говоря, фотонами с энергиями $\varepsilon=h\nu$.

Число $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}Vd\nu$ можно рассматривать как число фотонов в объеме полости, а $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}d\nu$ - как плотность фотонного газа.

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Мы приблизились к ответу на важный вопрос: чему равна плотность электромагнитной энергии в полости? Если бы фотоны всех энергий возникали одинаково часто, то оставалось бы умножить ε на $\frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu$ мы получили бы плотность энергии для частот интервала $d\nu$. Однако частицы газа распределены по энергиям неравномерно. Поэтому искомая формула имеет вид

$$w_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \varepsilon W(\varepsilon) d\nu$$

где $W(\varepsilon)$ — вероятность создания фотона с энергией ε .

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Таким образом, плотность электромагнитной энергии для волн (фотонов) с частотой ν выражается формулой

$$w_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \varepsilon W(\varepsilon)$$

Поток энергии через единицу площади, т.е. вектор Пойнтинга K , будет в c раз больше w_ν . Что же касается потока энергии ρ , излучаемого единицей площади тела, находящегося в равновесии с полем, то он должен быть в четыре раза меньше вектора Пойнтинга: $\rho = \frac{1}{4}K$. Между w и ρ имеется связь: $\rho = \frac{1}{4}wc$.

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Далее от формулы объемной плотности электромагнитного излучения перейдем к выражению для испускательной способности черного тела, умножая w_ν на $c/4$:

$$\rho_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \varepsilon W(\varepsilon)$$

Дальнейшая задача исследования этой функции связана с оценкой вероятности распределения энергии $W(\varepsilon)$. Исторически первая формула для ρ_ν была предложена в 1911 г. независимо друг от друга Рэлеем и Джинсом. Она имеет вид

$$\rho_\nu = \frac{2\pi kT\nu^2}{c^2}$$

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Эта формула была получена в предположении равномерного распределения энергии по степеням свободы, т.е. независимости W от ε . Она верна для больших длин волн и высоких температур.

Другая возможность в отношении $W(\varepsilon)$ - это использование закона Больцмана, который так хорошо оправдывался для молекулярных газов, тогда

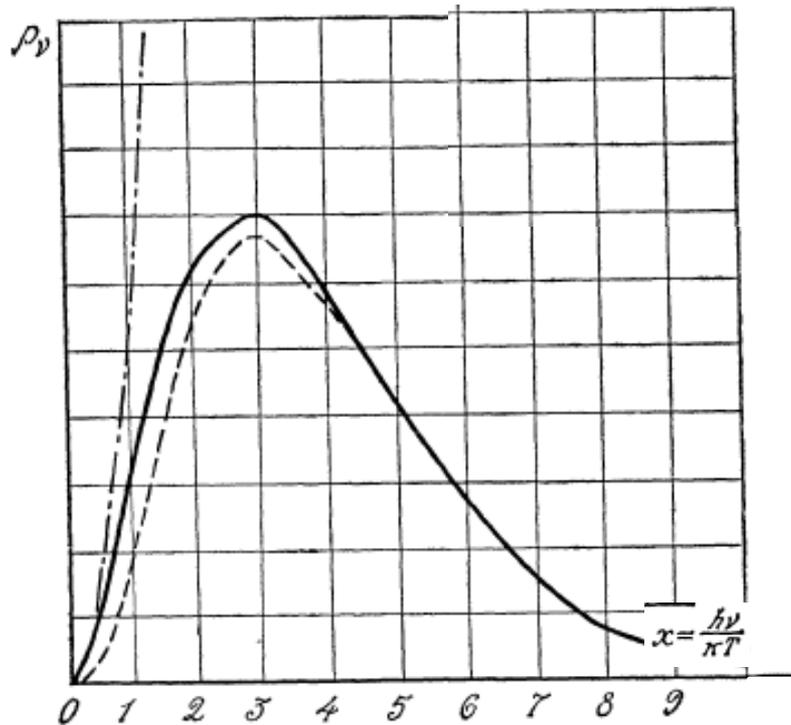
$W(\varepsilon) = e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$. Однако уравнение для испускательной способности, носящее имя Вина,

$$\rho_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} h\nu e^{-\frac{h\nu}{kT}},$$

как и формула Рэлея — Джинса, не совпадает с опытом.

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

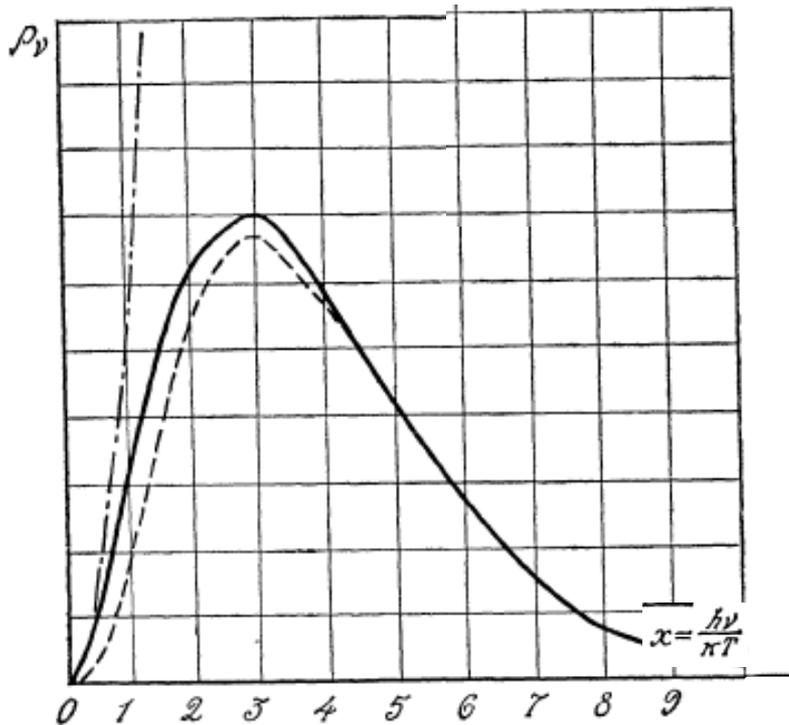


..... Рэлей-Джинс
----- Вил
———— Планк (совпадает с экспериментом)

Ошибка в неправомерном распространении статистических соображений, лежащих в основе закона Больцмана, на совокупность фотонов. Представление об электромагнитном поле как о фотонном газе неполно и односторонне.

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения



----- Рэлей-Джинс
-.-.-.-.- Вил
————— Планк (совпадает
с экспериментом)

Реальность поля не может быть исчерпана представлением его в виде собрания частиц. Естественно поэтому, что у фотонов «своя статистика». Она носит название статистики Бозе-Эйнштейна и дает следующее распределение фотонов по энергиям:

$$W(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Квантовая природа поля

Теория теплового излучения

Тогда формула для испускательной способности абсолютно черного тела примет вид

$$\rho_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Эта формула была впервые получена Планком и носит его имя. Из формулы Планка вытекают как следствие рассмотренные выше законы Вина и Стефана — Больцмана. Для доказательства первого из этих законов надо решить задачу на экстремум, т.е. найти корень уравнения $\frac{d\rho_\nu}{d\nu} = 0$. Для доказательства второго надо найти $\int \rho_\nu d\nu$.

Квантовая природа поля

Стимулированное излучение

Вернемся еще раз к полости, внутри которой существует электромагнитное поле, находящееся в равновесии со стенками полости. Но теперь рассмотрим эту систему с микроскопической точки зрения. Излучателем фотонов являются возбужденные атомы. Остановим наше внимание на фотонах $h\nu$. Газ этих фотонов находится в равновесии с атомами, излучающими и поглощающими свет с частотой ν , т.е. с атомами, обладающими энергиями E_2 и E_1 , причем $E_2 - E_1 = h\nu$.

Квантовая природа поля

Стимулированное излучение

Когда равновесие установилось, числа атомов N_1 находящихся на уровне E_1 , и атомов N_2 , находящихся на уровне E_2 , будут неизменными. Так как распределение атомов по энергиям удовлетворяет закону Больцмана, то

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{\frac{h\nu}{kT}} .$$

Равновесие в системе носит, разумеется, динамический характер, т.е. атомы переходят с нижнего уровня на верхний и обратно, а фотоны то поглощаются, то излучаются. Поскольку имеет место равновесие, числа переходов вверх и вниз за единицу времени равны друг другу.

Квантовая природа поля

Стимулированное излучение

Два процесса представляются очевидными. Первый из них — это поглощение фотона, которое происходит при попадании фотона на атом, находящийся на нижнем уровне E_1 ; атом при этом «возбуждается», т.е. переходит на уровень E_2 .

Число таких событий можно записать в виде

$$BN_1W(\varepsilon)$$

Здесь B — коэффициент пропорциональности, и наша запись утверждает, что число переходов атомов снизу вверх (число поглощений фотонов) пропорционально числу атомов с энергией E_1 и числу фотонов с энергией ε .

Квантовая природа поля

Стимулированное излучение

Второй процесс, существование которого очевидно, это самопроизвольные (спонтанные) переходы атомов с верхнего уровня на нижний. Положение атома на уровне E_2 неустойчиво, и поэтому постепенно они будут переходить на нижний уровень. Число таких переходов в единицу времени должно быть пропорционально числу возбужденных атомов в системе: AN_2 , где A – другой коэффициент пропорциональности.

Если приравнять AN_2 и $BN_1W(\varepsilon)$, то для $W(\varepsilon)$ мы получим закон распределения Больцмана, т.е. ту же статистику, которой подчиняются атомы.

Квантовая природа поля

Стимулированное излучение

Но это предположение, как мы уже видели, противоречит опыту. Значит, кроме двух процессов, которые мы описали, есть какой-то еще, участвующий в создании равновесия.

Эйнштейн указал сразу же после опубликования Планком его формулы, что все станет на место, если допустить, что падение фотона с энергией $h\nu$ на возбужденный атом стимулирует его излучение с этой же частотой. Причем вероятность этого процесса должна быть такой же, как и вероятность поглощения, т.е. число актов стимулированного излучения в единицу времени равно $BN_2W(\varepsilon)$.

Квантовая природа поля

Стимулированное излучение

Приравнивая теперь число переходов вверх и вниз, мы получим $AN_2 + BN_2W(\varepsilon) = BN_1W(\varepsilon)$,

или

$$W(\varepsilon) = \frac{A/B}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}$$

Предельные значения $W(\varepsilon)$, а именно $W(\varepsilon) = e^{\frac{kT}{h\nu}}$ для малых $\frac{h\nu}{kT}$ (Рэлей—Джинс) и $W(\varepsilon) = e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ для больших $\frac{h\nu}{kT}$, нам известны. Это заставляет нас положить $A = B$.

Стимулированное излучение

Таким образом формула статистики фотонов запишется в виде

$$W(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Мы видим, что спектр черного тела удастся объяснить лишь введением представления о стимулированном излучении.

Стимулированное излучение должно существенно отличаться от спонтанного. Спонтанно излученные фотоны имеют разные направления и случайные фазы.

Квантовая природа поля

Стимулированное излучение

Фотоны, возникшие благодаря встрече фотона $h\nu$ с возбужденным атомом, имеют ту же фазу и то же направление, что и первичный фотон. Благодаря этим особенностям стимулированного излучения можно достигнуть фантастических мощностей световых потоков в устройствах, которые называются *лазерами*.

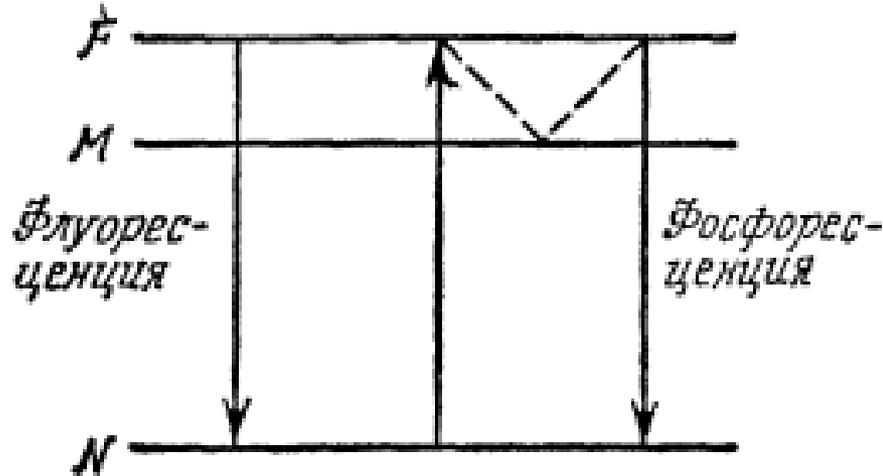
Люминесценция

О люминесценции говорят в том случае, если молекулы могут быть приведены в возбужденные состояния без увеличения их средней кинетической энергии, т. е, без нагревания.

Люминесценция не подчиняется закону Кирхгофа. Интенсивность люминесценции по определению превосходит интенсивность излучения той же длины волны, испускаемой абсолютно черным телом.

Квантовая природа поля

Люминесценция



Различаются два вида люминесценции.

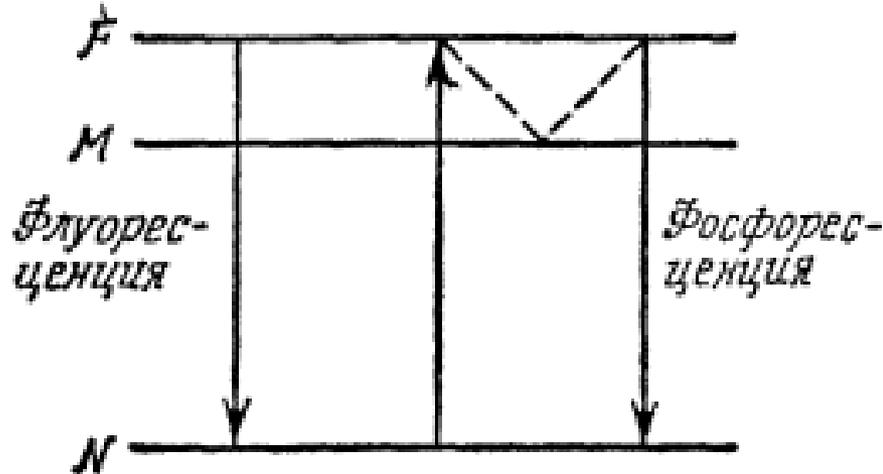
Явление называют флуоресценцией, если оно состоит в

самопроизвольном переходе молекулы из возбужденного состояния F на низкий уровень N . Длительность флуоресценции обычно меньше 10^{-7} с и во всяком случае меньше 1 с.

Если возбужденная молекула или атом из возбужденного состояния в метастабильное, то может возникнуть фосфоресценция.

Квантовая природа поля

Люминесценция

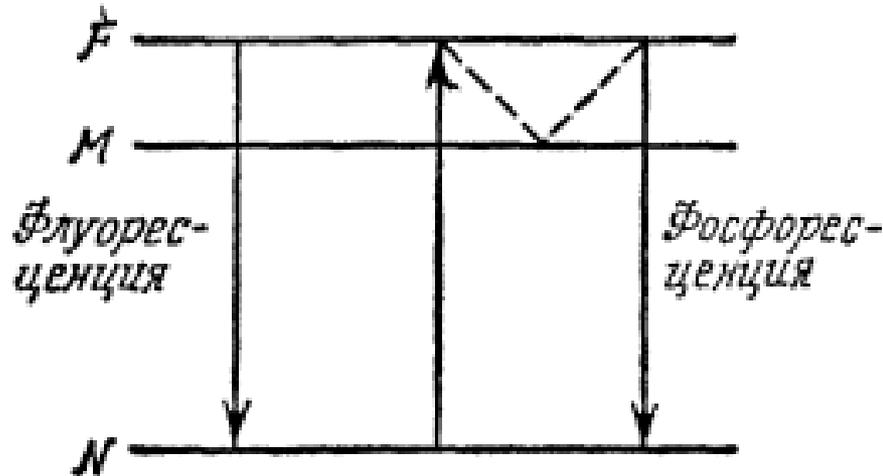


Метастабильным называется такой уровень, переходы с которого на более низкий уровень крайне

маловероятны. Излучение теперь может произойти лишь возвращением молекулы с уровня M на прежний возбужденный уровень F . При высоких температурах это возвращение происходит быстро, при низких — медленно. Таким образом, фосфоресценция, в отличие от флуоресценции, зависит от температуры.

Квантовая природа поля

Люминесценция



Люминесценция может быть вызвана самыми различными факторами — химической реакцией, трением и т.д.

Важнейшими вариантами являются фотолюминесценция и электролюминесценция, возникающие вследствие поглощения света и ударов заряженных частиц.