

# ЛЕКЦИЯ 11

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

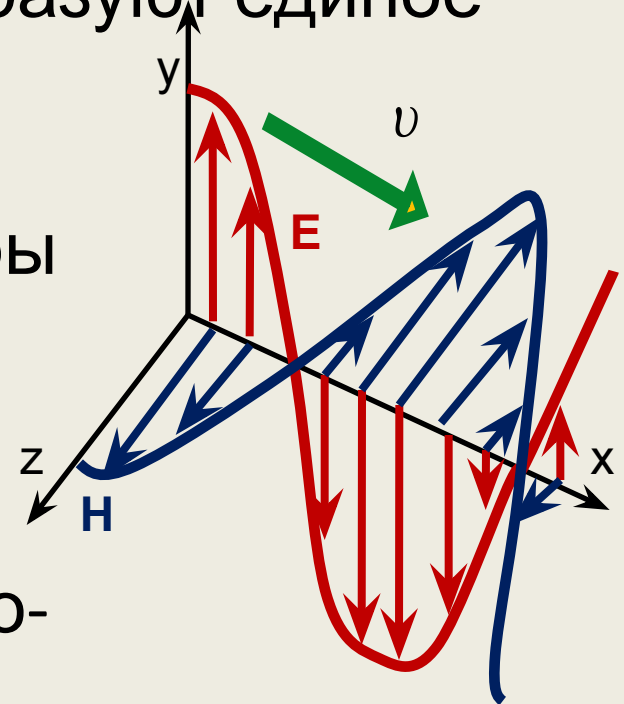
**СВЕТОВОЙ ВЕКТОР.**  
**ЕСТЕСТВЕННЫЙ И**  
**ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ СВЕТ**

Согласно электромагнитной теории света

Максвелла : **СВЕТ** – представляет собой электромагнитные волны распространяющиеся в среде с конечной скоростью , (переменное магнитное поле всегда связано с порождаемым электрическим полем, и наоборот, то есть электрическое и магнитное поле непрерывно связаны друг с другом, и они образуют единое

Следствием теории Максвелла

электромагнитное поле) является поперечность электромагнитных волн: векторы и напряженностей электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны, и перпендикулярны скорости распространения волны .



Векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{i}$  образуют правовинтовую систему, векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  колеблются в одинаковых фазах, причем, мгновенные соотношения значений  $E$  и  $H$  в любой точке связаны соотношением:

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0} E = \sqrt{\mu\mu_0} H$$

Для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . Традиционно, все рассуждения ведутся относительно **светового вектора** – вектора напряженности электрического поля (это обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества).

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ

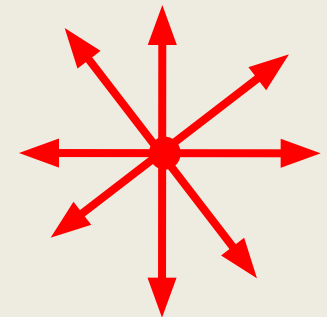
Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы излучают свето-вые волны независимо друг от друга, поэтому свето-вая волна в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора.  $\vec{E}$



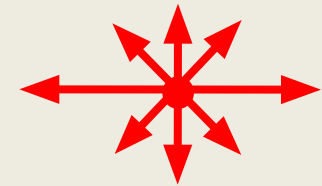
В данном случае равномерное распределение векторов объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов одинаковой (в среднем  $\vec{E}$ ) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора

называется **ЕСТЕСТВЕННЫМ** светом.

- ЕСТЕСТВЕННЫЙ СВЕТ – колебания светового вектора равновероятны по всем направлениям
- ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ СВЕТ – появляется (в результате внешнего воздействия) преимущественное (но не единственное) направление колебаний вектора
- ПЛОСКОПОЛЯРИЗОВАННЫЙ (ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ) СВЕТ – свет, в котором вектор колеблется только в одном направлении перпендикулярном



Естественный свет



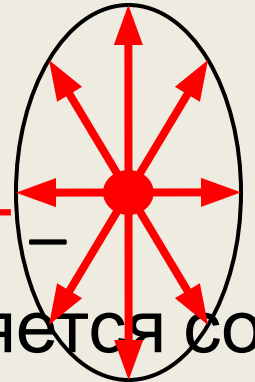
Частично поляризованный свет



Плоскополяризованный (линейно поляризованный) свет

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется **ПЛОСКОСТЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ**.

**ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ СВЕТ** — свет, для которого вектор  $\vec{E}$ , изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости перпендикулярной лучу света. Предельные случаи эллиптически поляризованного света это плоскополяризованный свет, и циркулярно поляризованный (поляризованный по кругу) свет.





# СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ

**СТЕПЕНЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ** называется величина:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Где:  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – соответственно **максимальная и мини-мальная интенсивности частично поляризованного света**, пропускаемого анализатором .

Для естественного света:  $I_{\max} = I_{\min} \Rightarrow P = 0$

Для полностью поляризованного света:

$$I_{\min} = 0 \Rightarrow P = 1$$

**ПОЛЯРИЗАТОРЫ И**  
**АНАЛИЗАТОРЫ.**  
**ЗАКОН МАЛЮСА**

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный с помощью **ПОЛЯРИЗАТОРОВ**, пропускающих колебания только определенного направления (например пропускающие колебания параллельные главной оптической плоскости поляризации и полностью задерживающие колебания перпендикулярные этой плоскости).

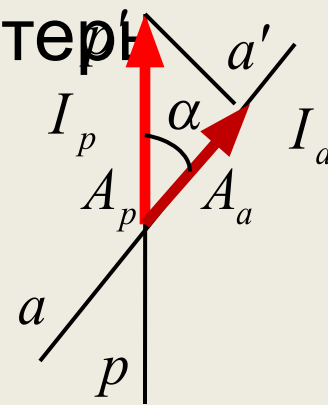
Деятельность поляризаторов основана на поляризации света при его отражении и преломлении на границе раздела двух диэлектрических сред, а так же на эффекте двойного лучепреломления. В качестве поляризаторов могут быть использованы некоторые кристаллы, например турмалин. При превращении естественного света в плоско-поляризованный, его

# АНАЛИЗАТОРЫ

Для определения характера и степени поляризации используют **АНАЛИЗАТОРЫ**, в их роли могут выступать те же устройства, которые использовались в качестве поляризаторов. При попадании на анализатор поляризованного света, если угол между направлением колебания света  $pp'$  и оптической осью  $aa'$  анализатора, то соотношение между амплитудами падающего поляризованного света и выходящего света (без учета потерь) будет равно:

света в веществе анали-

$$A_a = A_p \cos \alpha$$



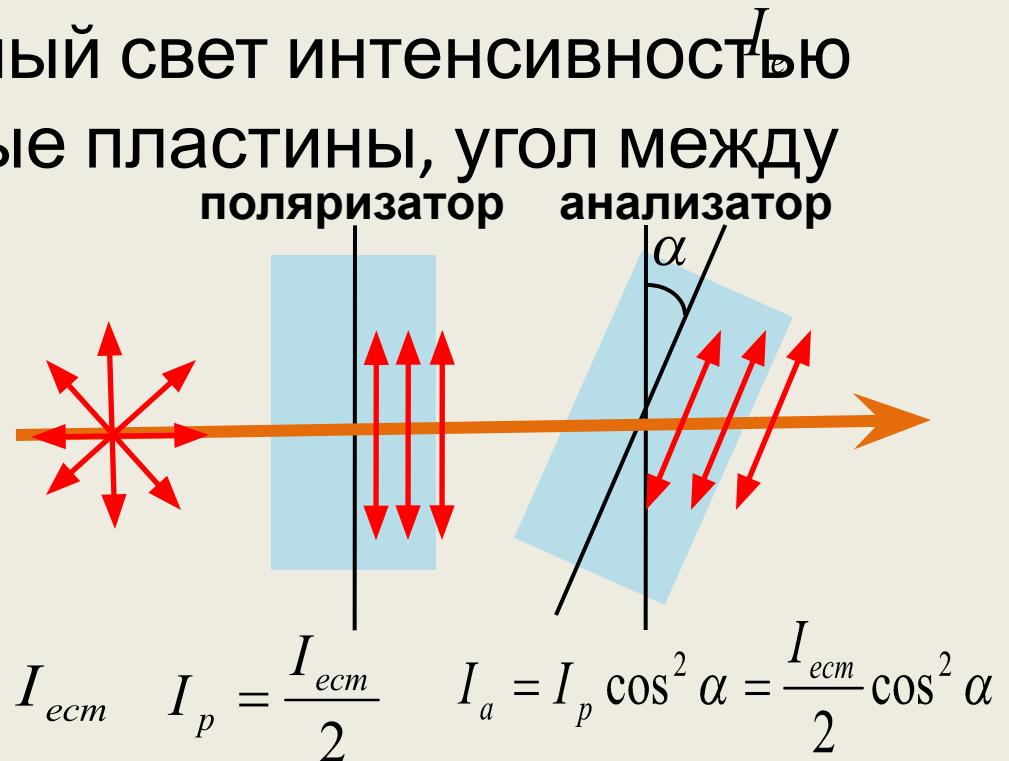
# ЗАКОН МАЛЮСА

Так как амплитуда света (она же  $E$ ) пропорциональна квадрату интенсивности света, то по **ЗАКОНУ МАЛЮСА**:

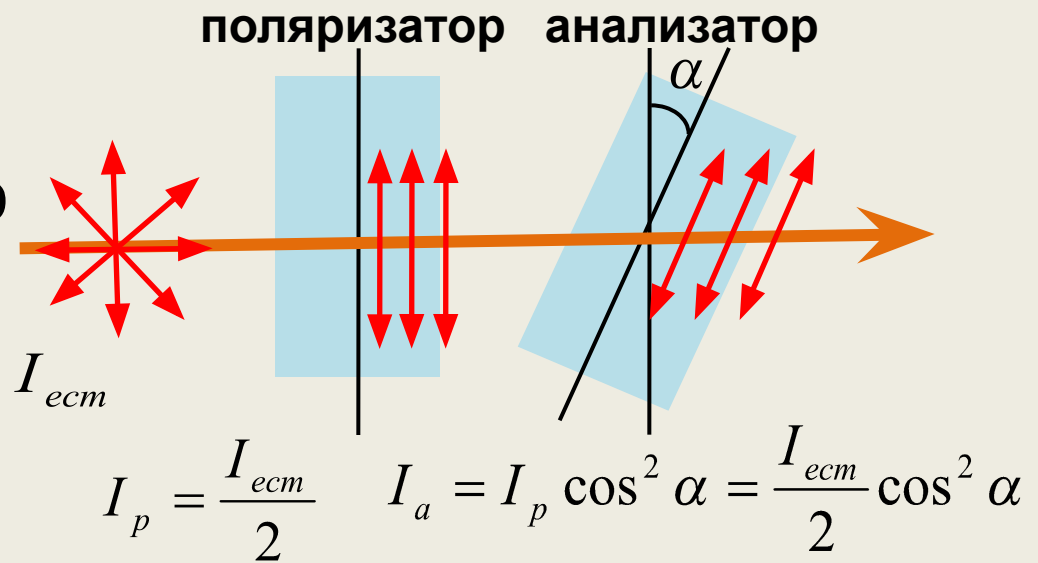
$$I_a = I_p \cos^2 \alpha$$

Пропустим естественный свет интенсивностью  $I_{ecm}$  через две одинаковые пластины, угол между осями которых  $\alpha$ .

Потеря интенсивности света внутри пластин, из-за свойств материалов нет.



При прохождении света через первую пластину, служащую поляризатором, естественный свет поляризуется, и совершает



колебания в оптической оси первого кристалла. Интенсивность поляризованного света:

$$I_p = \frac{I_{ecm}}{2}$$

При попадании уже поляризованного света на вторую пластину, она служит уже анализатором, и интенсивность света после её прохождения определяется законом Малюса:

$$I_a = I_p \cos^2 \alpha = \frac{I_{ecm}}{2} \cos^2 \alpha$$

Если на пластину служащую анализатором падает естественный свет, то она выступает в качестве поляризатора.

Если у анализатора оптическая ось параллельна оптической оси поляризатора (  $0^\circ$  ) то интенсивность света на выходе:

$$I_a = \frac{I_{ecm}}{2} \cos^2 0 = \frac{I_{ecm}}{2}$$

Если анализатор и поляризатор скрещены (  $90^\circ$  ) то:

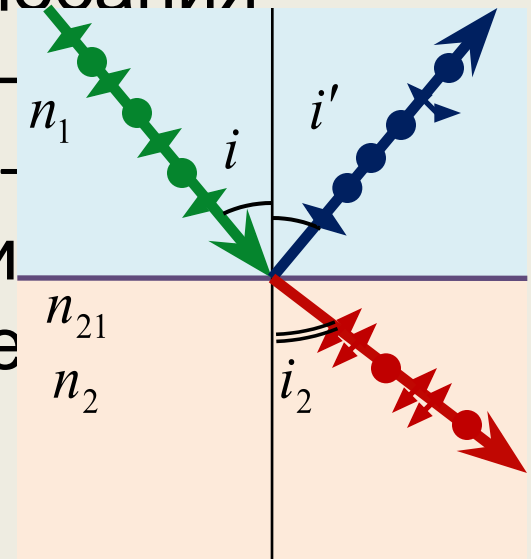
$$I_a = \frac{I_{ecm}}{2} \cos^2 90^\circ = 0$$

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПРИ**  
**ОТРАЖЕНИИ И**  
**ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА НА**  
**ГРАНИЦЕ ДВУХ**  
**ДИЭЛЕКТРИКОВ**



# Поляризация света на границе двух диэлектриков

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков, то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Отраженный и преломленный лучи света являются частично поляризованными. В отраженном луче преобладают колебания перпендикулярные плоскости падения преломленном параллельные плоскости падения. Степень поляризации зависит от угла падения и относительного показателя преломления сред



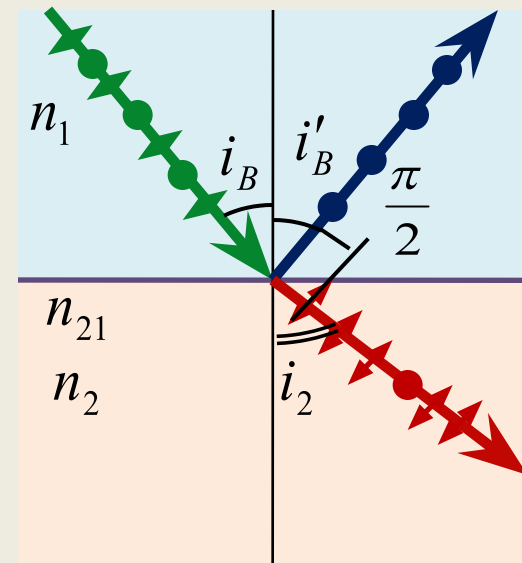
# ЗАКОН БРЮСТЕРА

Шотландский физик Д. Брюстер (1781-1868) вывел закон, согласно которому:

При угле падения  $i_B$  (угле Брюстера), определяемого соотношением:

$n_{21}$

( $n_{21}$  – показатель преломления второй среды относительно первой), отраженный луч только колебания перпендикулярные плоскости падения), преломленный же луч, при угле падения равном углу Брюстера, поляризуется максимально, но не полностью, и абсолютное большинство колебаний (но не все) лежат в плоскости падения.



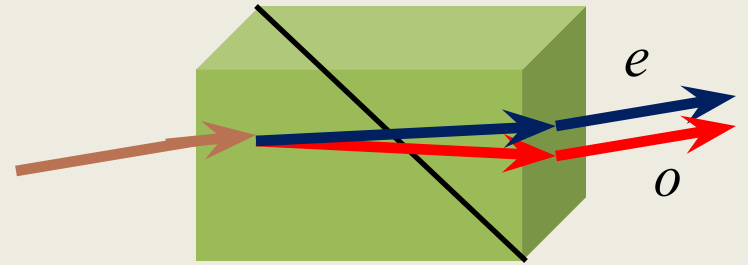
Если свет падает на границу раздела двух сред под углом Брюстера, падающий, отраженный и преломленный лучи лежат в одной плоскости. Угол между отраженным и преломленным лучами

$$\text{равен } 90^\circ \quad \text{tg } i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B} \quad n_{21} = \frac{\sin i_B}{\sin i_2} \quad i_B = i'_B$$
$$\cos i_B = \sin i_2 \Rightarrow i_B + i_2 = i'_B + i_2 = \frac{\pi}{2}$$

Степень поляризации преломленного луча света может быть многократно повышена многократным преломлением при условии падения луча света каждый раз под углом Брюстера. Для этого собирается совокупность наложенных друг на друга пластинок (стопа). После нескольких преломлений, свет выходит из системы

# ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ

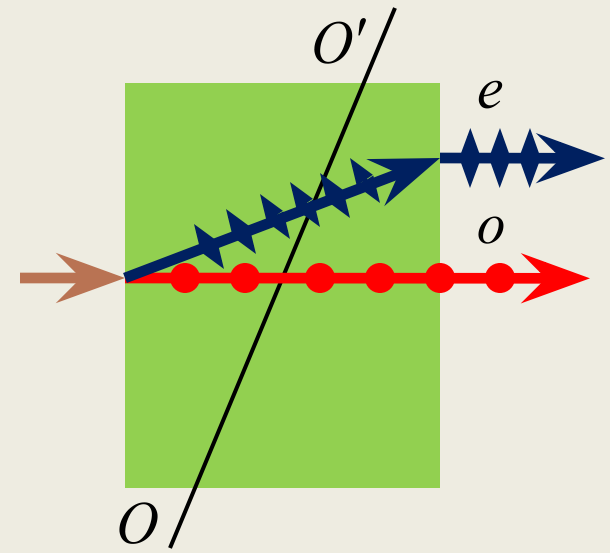
Большинство кристаллов оптически анизотропно (не изотропно), и обладают свойством двойного лучепреломления, то есть раз-ка, (явление обнаружено впервые в 1669 г. Э. Бартоли-ном для исландского шпата  $\text{CaCO}_3$ ).



Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два раз-делённых, параллельных друг другу и падающему лучу световых луча.

Даже если первичный луч будет падать нормально, пре-ломленный будет разделен на два, один из них являе-тся продолжением исходного (**обыкновенный луч o**), а второй отклоняется (**необыкновенный луч e**)

Единственное направление вдоль которого двойного лучепреломления не происходит называется оптической осью кристалла. Это именно НАПРАВЛЕНИЕ, и, любая прямая, проходящая параллельно ей



Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают одноосные или двухосные. Плоскость проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла называется главной плоскостью (главным сечением). Вышедшие из кристалла лучи будут плоско поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Колебания светового вектора для  $o$  перпендикулярны главной плоскости, а для  $e$  лежат в главной

# СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА

## В СРЕДЕ

Неодинаковое преломление  $o$  и  $e$ , указывает на различные для этих лучей показатели преломления  $n_o$  и  $n_e$ , а так же скорости распространения  $v_o$  и  $v_e$ . При любом направлении  $o$ , колебания светового вектора перпендикулярны оптической оси кристалла и обыкновенный луч  $o$  распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью, показатель преломления  $n_o$  величина постоянная.

Для  $e$  угол между направлениями колебания и оптической осью отличен от прямого, и зависит от направления луча, поэтому  $e$  распространяется по различными направлениям с различными скоростями. Значит, показатель преломления

луча. Из этого следует, что  $o$  подчиняется закону преломления, а для  $e$  в кристалле этот закон не соблюдается. После выхода из кристалла оба луча  $o$  и  $e$ , по своим свойствам практически не отличаются.

В случае распространения луча вдоль оптической оси  $o$  и  $e$ , то есть вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света.

Различие в  $v_o$  и  $v_e$ , для всех направлений кроме оптической оси, обуславливает явление двойного лучепреломления в одноосных кристаллах.



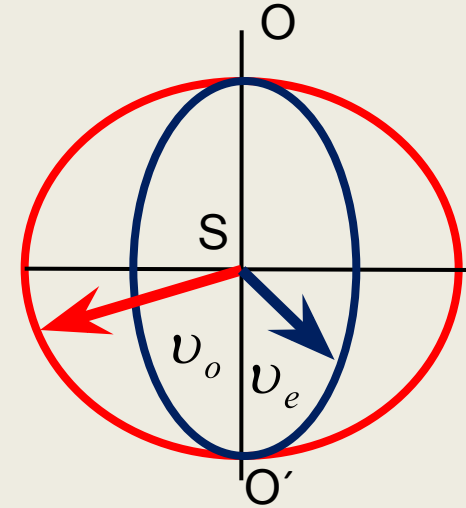
На рисунке представлено распространение обыкновенного и необыкновенного лучей  $o$  и  $e$  в кристалле (главная оптическая ось совпадает с плоскостью чертежа,  $OO'$  - направление оптической оси)

Волновой поверхностью  $o$  ( $v_o \neq const$ ) распространяющегося со скоростью  $v_o$  является сфера, а для  $e$  ( $v_e \neq const$ ) – эллипсоид вращения.

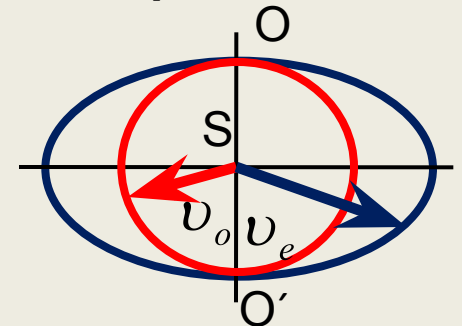
$S$  – точка внутри кристалла, являющаяся точечным источником света.

Если  $n_e > n_o$ , то эллипсоид  $e$  вписан в сферу  $o$  (эллипсоид вытянут относительно точки на оптической оси) и

Положительный одноосный кристалл



Отрицательный одноосный кристалл



Наоборот, если  $v_e < v_0$  ( $n_e > n_0$ ), то эллипсоид описан вок-руг сферы (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном оптической оси) и одноос-ный кристалл называется отрицательным. (исландский шпат – отрицательный кристалл).

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИЗМЫ И ПОЛЯРОИДЫ

В основе работы поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света лежит явление двойного лучепреломления. Наиболее часто для этого применяются **призмы** и **поляроиды**.

По типу призмы делятся на:

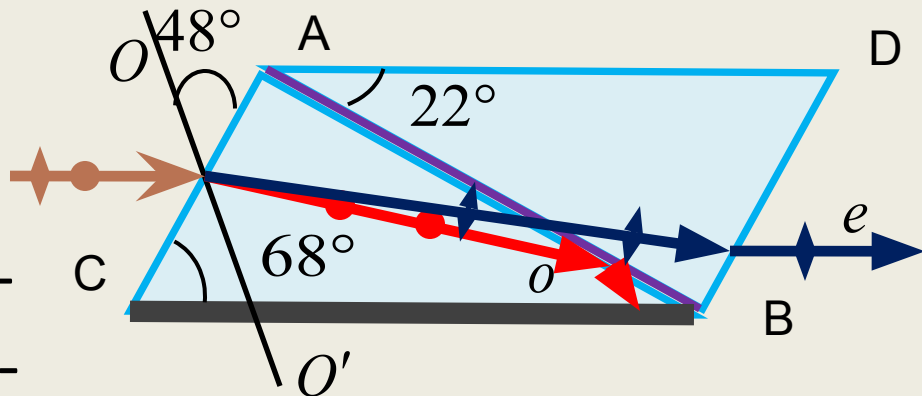
- Призмы дающие только плоскополяризованный луч (**поляризационные призмы**)
- Призмы дающие два поляризованных во взаимоперпендикулярных плоскостях луча (**двойкопреломляющие призмы**)

Поляризационные призмы – построены по принципу

пол-ного отражения одного из лучей ( например  
обыкно-венного) от границы раздела, в то время  
как другой луч с другим показателем преломления  
проходит через эту границу. Типичный пример –  
призма Николя или ни-коль.

Призма Николя

представляет собой  
лвойнную призму из  
исландского шпата, скле-  
енную канадским бальза-  
мом.  $OO'$  состоит со входной гранью угол  $48^\circ$ . На



передней грани призмы луч естественного света  
разбива-ется на лучи  $o$  и  $e$  ( $n_o = 1,66$  и  $n_e = 1,51$  ).

Обыкно-венный луч на слое канадского бальзама  
(оптически менее плотной

среде) испытывает полное отражение, а затем поглощается полностью зачернённой поверхностью СВ.

Необыкновенный луч – выходит из призмы параллельно падающему лучу. Незначительно смещенный относительно него из-за преломления на наклонных гранях АС и ВD.

Двойкопреломляющие призмы – используют различие в показателях преломления  $o$  и  $e$  лучей, что бы развести их подальше друг от друга (например призмы из шпата и стекла, для них обыкновенный луч  $o$  преломляется в шпате и стекле два раза и сильно отклоняется, а необыкновенный  $e$  при специальном подборе стекла с показателем преломления  $n_e$  проходит

Двокопеломляющие призмы обладают свойством **ди-хроизма**, то есть различного поглощения света, в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны, и называются дихроичными кристаллами. Пример – турмалин, при слое пластинки 1 мм, из-за сильного селективного (выборочного) поглощения проходит только необыкновенный луч  $e$ . Такое различие в поглощении, зависящее, кроме того от длины волны, приводит к тому, что при освещении дихроичного кристалла белым светом кристалл по разным направлениям оказывается различно окрашенным.

**Поляроиды** – тонкие пленки, обладающие ярко выраженным дихроизмом и преобразующие естественный свет в линейно поляризованный. Типичный пример – тонкая пленка из целлулоида с вкраплением кристаллов герапатита (сернокисло́го йод-хинина). При толщине пленки 0.1 мм полностью поглощает обыкновенные лучи в видимой области спектра. Степень поляризации в поляроидах сильно зависит от длины волны падающего света.

**ИСККУСТВЕННАЯ**  
**ОПТИЧЕСКАЯ**  
**АНИЗОТРОПИЯ**



Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. Однако, ещё в середине XIX в. Было обнаружено явление **фотоупругости**: оптически изотропное твердое тело, под влиянием механической деформации, становится оптически анизотропным (например, при одностороннем растяжении или сжатии стеклянной пластинки – она приобретает свойства одноосного кристалла, ось которого совпадает с направлением растяжения (сжатия)).

Данное явление носит название: **ИСКУССТВЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ**, то есть сообщения оптической анизотропии естественно изотропным веществам.

Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными под влиянием:

1. Одностороннего сжатия или растяжения (фотоупругость)(для кристаллов кубической системы, стекла...)
2. Электрического поля (эффект Керра)(для жидкостей, газов, аморфных веществ)
3. Магнитного поля (жидкости, стекла, коллоиды)

Вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей.

Мерой возникающей искусственной оптической деформации служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении перпендикулярном оптической оси:

$$n_o - n_e = k_1 \sigma$$

• Для деформации:

$$n_o - n_e = k_2 E^2$$

• Для электрического поля:

$$n_o - n_e = k_3 H^2$$

• Для магнитного поля:

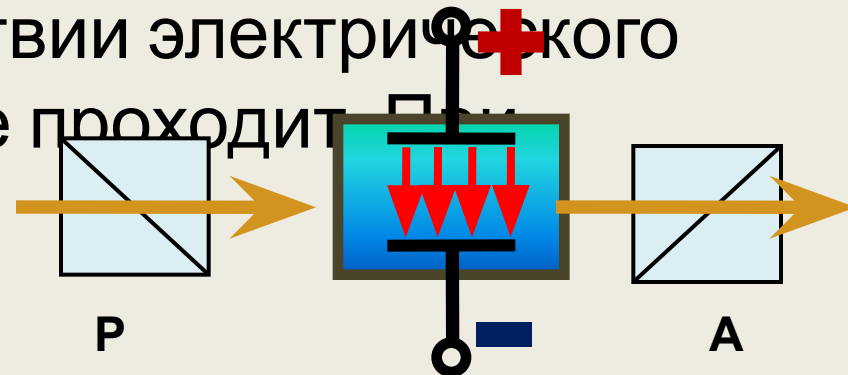
$k_1, k_2, k_3$  — постоянные характеризующие вещество  
 $E, H$

– напряженности электрического и магнитного поля соответственно

# ЭФФЕКТ КЕРРА

Жидкий или твердый изотропный диэлектрик, помещенный в достаточно сильное однородное электрическое поле становится оптически анизотропным.

На рисунке приведена схема для наблюдения эффекта Керра. Между поляризатором P и анализатором A помещена ячейка Керра (кювета с жидкостью, например с нитробензолом) в которую помещены обкладки плоского конденсатора. При отсутствии электрического поля свет через систему не проходит дважды, ломляющей, и при изменении разности потенциалов



между электродами меняется анизотропия вещества, а значит и интенсивность света прошедшего через анализатор. На пути между о и е лучами возникает оптическая разность хода  $\Delta n = k_2 E^2$ , и разность фаз  $\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l = \frac{2\pi B l E^2}{\lambda}$

Где:  $k_2 / \lambda = B$  — постоянная Керра

Эффект Керра объясняется различной поляризуемостью молекул жидкости по разным направлениям. Это явление безинерционно, то есть переход вещества в анизотропное состояние и обратно занимает пример-но  $10^{-10}$  с. Ячейка Керра создает между обыкновенным и необыкновенным лучами сдвиг фаз.

# КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

# ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ



# ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Нагретые до достаточно высоких температур тела светят-ся. Свечение обусловлено **ТЕМПЕРАТУРНЫМ ТЕПЛО-ВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**. Данное излучение является самым распространенным в природе, совершается за счет теп-лового движения атомов и молекул вещества ,(то есть за счет внутренней энергии), и свойственно всем те-лам при температуре выше 0К. При высоких темпера-турах излучаются короткие (видимые и ультрафиолето-вые) электромагнитные волны, при низких в основном длинные (инфракрасные).

Тепловое излучение единственный вид излучения кото- рое может быть **РАВНОВЕСНЫМ** , (то есть при определенной температуре тела в равновесии с окружающей средой).

Если равновесие между телом и излучением по какой то причине нарушено , и тело излучает больше энергии чем поглощает , (или наоборот), то, со временем, тем-пература тела будет понижаться (или, соответственно, повышаться). В результате будет уменьшаться (при наг-ревании возрастать) количество излучаемой телом энергии, пока не установится равновесие.

Все другие виды излучения, кроме теплового,  
**НЕРАВНО-ВЕСНЫЕ.**

# ИЗЛУЧАТЕЛЬНОСТЬ ТЕЛА

Количественной характеристикой теплового излучения служит **СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СВЕТИМОСТИ (ИЗЛУЧАТЕЛЬНОСТЬ) ТЕЛА**.

**ИЗЛУЧАТЕЛЬНОСТЬ ТЕЛА** – мощность излучения с единицы площади поверхности тела, в интервале частот  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  единичной ширины.

$$R_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{изл}}{d\nu}$$

$dW_{\nu, \nu+d\nu}^{изл}$

– энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени (мощность излучения), с единицы площади поверхности тела, в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ .

$$\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \text{с}}$$

Единица измерения излучательности тела:

Записанную формулу можно представить в виде функции длины волны:

$$dW_{\nu, \nu+d\nu}^{изл} = R_{\nu, T} d\nu = R_{\lambda, T} d\lambda$$

Так как  $c = \lambda \nu$ , то

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}$$

Знак минус показывает на то, что с ростом одной из величин ( $\lambda$  или  $\nu$ ) другая будет убывать. Поэтому, в дальнейшем знак минус можно опускать. Значит

:

$$R_{\nu, T} = R_{\lambda, T} \frac{\lambda^2}{c}$$

Зная спектральную плотность энергетической светимости можно определить **интегральную**

**энергетическую светимость (интегральную**

**излучательность) или энергетическую светимость**

**тела:**

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu, T} d\nu$$

# СПЕКТРАЛЬНАЯ ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется: **СПЕКТРАЛЬНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ** :

$$A_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{\text{погл}}}{dW_{\nu, \nu+d\nu}}$$

Спектральная поглощающая способность показывает ка-кая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на неё  $\nu$  электромагнитными волнами с частотами от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  поглощается телом.  $A_{\nu, T}$  – величина безразмерная.

$A_{\nu, T}$  и  $R_{\nu, T}$  зависят от природы тела, его температуры, и, при этом различаются для излучений с

частотами. Поэтому эти величины относят к определенным температурам и частотам (точнее к максимально узкому интервалу частот от до ).

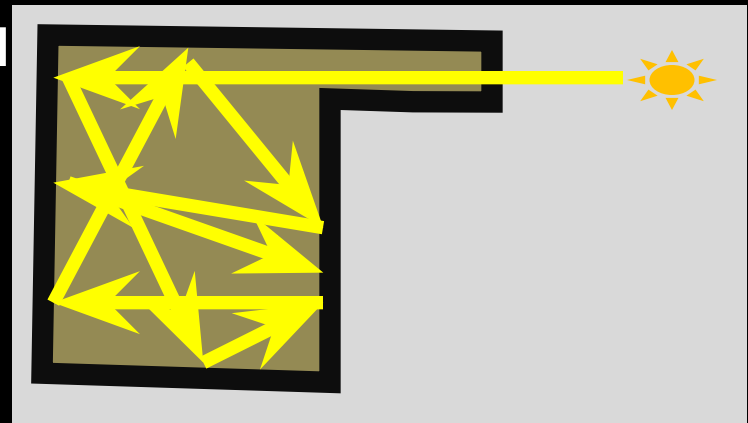
# АБСОЛЮТНО ЧЕРНОЕ ТЕЛО

Тело, способное поглощать полностью, при любой температуре всё падающее на него излучение называется: АБСОЛЮТНО ЧЕРНЫМ ТЕЛОМ.

Спектральная поглощательная способность черного тела для всех частот и температур равна единице: . Абсолютно черных тел в природе нет, но существуют тела по своим свойствам достаточно близкие к ним.

Хорошей моделью черного тела является замкнутая

- полость с внутренней поверхностью, которая многократно отражает падающий свет, в результате интенсивность вышедшего луча будет близка к нулевой.



# СЕРОЕ ТЕЛО

**СЕРОЕ ТЕЛО** – тело, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинаково для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела.

$$A_{\nu,T}^c = A_T = \text{const} < 1$$

Рассмотрим законы, которым подчиняется тепловое излучение.



# ЗАКОН КИРХГОФА

Опираясь на второе начало термодинамики, и анализируя условия равновесного излучения Кирхгоф установил количественную связь между спектральной плотностью энергетической светимости и спектральной поглощательной способностью тел.

Отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности НЕ ЗАВИСИТ от природы тела, оно является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры.

$$A_{\nu, T}^c = 1$$

Так как для абсолютно черного тела  $R_{\nu, T}^c = r_{\nu, T}$  то получается

# СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СВЕТИМОСТИ ЧЕРНОГО ТЕЛА

$r_{\nu, T}$  — УНИВЕРСАЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ КИРХГОФА или  
спектральная плотность энергетической  
светимости черного тела .

По закону Кирхгофа для всех тел отношение  $R_{\nu}$  к  $A_{\nu, T}$  равно спектральной плотности энергетической светимости черного тела при той же температуре и частоте.

Выражению энергетической светимости тела можно  
придать вид:

$$R_T = \int_0^{\infty} A_{\nu, T} r_{\nu, T} d\nu$$

Для серого тела:  $R_T^c = A_T \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu = A_T R_e$

$R_e$

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu$$

– энергетическая светимость черного тела

Из закона Кирхгофа следует что:

1.  $R_{\nu}$  любого тела, в любой области спектра, всегда меньше  $r_{\nu,T}$  (при тех же значениях  $\nu$  и  $T$ ). Так как  $\epsilon_{\nu,T} < 1$  то  $R_{\nu,T} < r_{\nu,T}$
2. Если тело не поглощает электромагнитной волн ка-кой либо частоты, то оно их и не излучает, так как при  $\epsilon_{\nu,T} = 0$  будет  $R_{\nu,T} = 0$ .

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение. Излучение которое не подчиняется закону Кирхгофа не является тепловым.

**ЗАКОН СТЕФАНА-**  
**БОЛЬЦМАНА.**

**ЗАКОН СМЕЩЕНИЯ ВИНА**

# ЗАКОН СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

Спектральная плотность энергетической светимости черного тела является универсальной функцией, и нахождение её явной зависимости от частоты (длины волны) и температуры является важной задачей теории теплового излучения.

Й. Стефан анализируя экспериментальные данные (1879) и Л. Больцман применяя термодинамический метод (1884) установили зависимость энергетической светимости от температуры:

$$R_e = \sigma T^4$$

Энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры.

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$  постоянная Стефана-Больцмана

Для серого тела закон Стефана-Больцмана имеет вид:

$$M_e = A_T \sigma T^4$$

- $M_e$   
– энергетическая светимость серого тела
- $A_T$   
– коэффициент теплового излучения серого тела

# ЗАКОН СМЕЩЕНИЯ ВИНА

Закон Стефана-Больцмана определяя зависимость  $T$  от  $\lambda$  не дает ответа относительно спектрального состава излучения черного тела. Из экспериментальных данных о зависимости функции от длины волны ( $r_{\lambda,T} = r_{v,T} c / \lambda^2$  - спектральная плотность энергетической светимости черного тела для длин волн) при различных температурах, следует что кривые имеют свой максимум, распределение энергии в спектре черного тела является неравномерным. В графике все температуры смещается в сторону более коротких волн. Площадь ограниченная кривой зависимости  $r_{\lambda,T}$  и осью абсцисс пропорциональна





тической светимости  $R_e$  черного тела, и, по закону Стефана-Больцмана четвертой степени температуры.

В. Вин установил зависимость длины волны  $\lambda_{\max}$ , соответствующей максимуму функции от температуры  $T$ .

ЗАКОН СМЕЩЕНИЯ ВИНА:  
 $\lambda_{\max} = \frac{b}{T}$

Длина волны соответствующая максимальной плотности энергетической светимости черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре.

– постоянная Вина

Закон смещения Вина показывает смещение положения максимума функции по мере возрастания температуры в области коротких длин волн.

Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел цвет переходит от белого к красно-му.

Законы Стефана-Больцмана и Вина – частные законы, которые не дают общей картины распределения энергии по частотам при разных температурах.

**ФОРМУЛА РЭЛЕЯ-ДЖИНСА.**  
**ФОРМУЛА ПЛАНКА. КВАНТЫ**

# ФОРМУЛА РЭЛЕЯ-ДЖИНСА

Англичане Рэлей и Джинс вывели с помощью статистической физики зависимость  $r_{\nu,T}$  от  $\nu$ .

Формула Рэлей-Джинса:  $r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle$

$kT = \langle \varepsilon \rangle$  средняя энергия осциллятора с собственной частотой  $\nu$ .

$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К постоянная Больцмана

Формула Рэлей-Джинса справедлива для области малых частот, при больших частотах резко расходится с данными Вина и результатами опытов. В рамках классической физики не удалось вывести законы распределения энергии с спектре черного тела



# КВАНТОВАЯ ГИПОТЕЗА. ФОРМУЛА

## ПЛАНКА

Правильное, соответствующее с опытными данными, выражение для спектральной плотности энергетической светимости было найдено в 1900г. Планком.

Планк отказался от мысли что энергия любой системы может изменяться непрерывно, то есть принимать ка-кие угодно значения. Согласно КВАНТОВОЙ ГИПОТЕЗЕ:

Атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно а определенными порциями—  
КВАНТАМИ, причем, энергия кванта  $\epsilon_0 = \frac{hc}{\lambda}$  пропорциональна частоте колебания:

$\epsilon_0$ ,

$$h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

Так как излучение испускается порциями, то энергия осциллятора дискретна и кратна целому числу элементарных значений энергии  $\epsilon_0$ .

$$\begin{aligned}\epsilon &= nh\nu \\ n &= 1, 2, 3, \dots\end{aligned}$$

Средняя энергия осциллятора:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}$$

Спектральная плотность энергетической светимости черного тела:

$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Планк вывел формулу для универсальной функции

Кирхго-фа:

$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Данная формула согласуется с экспериментальными данными по распределению энергий в спектрах излучения черного тела, во всем интервале частот и температур.

Из формулы Планка можно вывести закон Рэлея-Джинса для области малых частот, закон Стефана-Больцмана и закон сохранения Вина. Зная универсальные постоянные можно вывести постоянные Стефана-Больцмана, Вина, и наоборот. Формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения, то есть является полным решением

**ОПТИЧЕСКАЯ**  
**ПИРОМЕТРИЯ.**  
**ТЕПЛОВЫЕ ИСТОЧНИКИ**  
**СВЕТА**



# ОПТИЧЕСКАЯ ПИРОМЕТРИЯ

Законы теплового излучения используются для измерения температуры раскаленных и недоступных для контактного измерения температуры тел. Методы измерения высоких температур, использующие зависимость спектральной плотности энергетической светимости тел от температуры называются **ОПТИЧЕСКОЙ ПИРОМЕТРИЕЙ**.

Приборы для измерения температуры нагретых тел по интенсивности их теплового излучения называются – **пирометрами**. В зависимости от того, какой закон теплового излучения используется при измерении температуры тел различают: радиационную, цветовую и яр-костную

# РАДИАЦИОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА

**РАДИАЦИОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА** – такая температура черного тела, при котором его энергетическая светимость равна энергетической светимости исследуемого тела. В этом случае регистрируется энергетическая светимость исследуемого тела и по закону Стефана-Больцмана вычисляется его радиационная температура.

$$I_p = \sigma R_T^4$$

$T_p$

$T$

Радиационная температура тела всегда меньше его истинной температуры. Для доказательства этого предположим что исследуемое тело является серым.

$$R_T^c = A_T A_e = A_T \sigma T^4 = \sigma T_p^4 \Rightarrow T_p = \sqrt[4]{\frac{A_T}{A_e} T^4}$$

$$A_T \ll 1 \Rightarrow T_p \ll T \Rightarrow$$

$T_p$

Тогда можно представить что:

# ЦВЕТОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Для серых тел спектральная плотность энергетической светимости  $R_{\lambda} = \epsilon \cdot R_{\lambda}^{\text{ч.т.}}$  где  $\epsilon < 1$ .  
Значит распределение энергии в спектре излучения серого тела такое же, как и в спектре черного тела имеющего ту же температуру.  
Поэтому к серым телам применим закон Вина, то есть, зная длину волны соответствующую максимальной спектральной плотности энергетической светимости исследуемого тела, можно определить его температуру, которая называется **ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ**:

. Для серых тел цветовая температура совпадает с истинной, а для тех тел, которые сильно отличаются от серых понятие цветовой температуры

# ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

**ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА**  $T_{Я}$  – температура черного тела, при которой для определенной длины волны, его спектральная плотность энергетической светимости равна спектральной плотности энергетической светимости исследуемого тела. То есть ( – истинная температура тела). По закону Кирхгофа, для исследуемого тела при длине волны  $\lambda$  :  
следовательно:

$$A_{\lambda, T} = \frac{A_{\lambda, T_{Я}}}{r_{\lambda, T}}$$

$$A_{\lambda, T} < 1 \quad r_{\lambda, T} > r_{\lambda, T_z} \quad T > T_{Я}$$

Так как для нечерных тел  $r_{\lambda, T} < 1$ , то  $T > T_{Я}$ , и значит  $T_{Я} > T$ , то есть истинная температура больше яркостной.

В качестве яркостного пирометра обычно используется пирометр с исчезающей нитью накала. Нить накала подбирается так, чтобы выполнялось условие  $R_{\lambda, T} = r_{\lambda, T_z}$ . В этом случае изображение нити пирометра становится неразличимым на фоне поверхности раскаленного тела, и нить «исчезает». Используя проградуйрованный по черному телу миллиамперметр, можно определить яркостную температуру.

Зная поглощательную способность тела при той же самой длине волны, по яркостной температуре можно определить истинную.

$$r_{\lambda, T} = \frac{1}{\lambda^2} R_{\nu, T} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}$$



и учитывая что  $A_{\lambda,T} = \frac{r_{\lambda,T_{\text{я}}}}{r_{\lambda,T}}$  получим:

$$A_{\lambda,T} = \frac{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}{e^{\frac{hc}{kT_{\text{я}}\lambda}} - 1}$$

При известных  $A_{\lambda,T}$  и  $\lambda$  можно определить температуру исследуемого тела.