

The background of the slide is a deep blue space filled with a dense field of stars. A bright, yellowish-white beam of light descends from the top left corner, illuminating a central region. In the lower right, a spiral galaxy is visible, its arms glowing with a mix of blue and white light. The overall effect is one of cosmic grandeur and scientific exploration.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA – IF
PROFESSOR: CLAUDIR DIAS BARBIERI
FÍSICA III - C

RADIAÇÃO DO CORPO NEGRO

CHARON TESSARO DE MORAES

Prólogo

Neste trabalho serão abordadas algumas das principais teorias que fundamentaram o fenômeno físico conhecido como radiação do corpo negro.

Primeiramente será feita uma breve introdução aos processos de transferência de calor, em seguida serão fundamentados os termos corpo negro e sua respectiva radiação com base nas teorias físicas de Kirchhoff, Stefan-Boltzman, Max Planck e Wien.

Processos de transferência de calor

Os três processos através dos quais o calor passa de um lugar para outro são:

1 - por condução:

Quando existe uma diferença de temperatura em um meio, que pode ser um material sólido ou um fluido, usamos o termo condução para nos referir à transferência de calor que ocorre através do meio.

2 - por convecção:

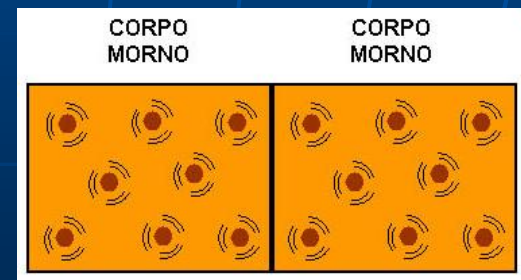
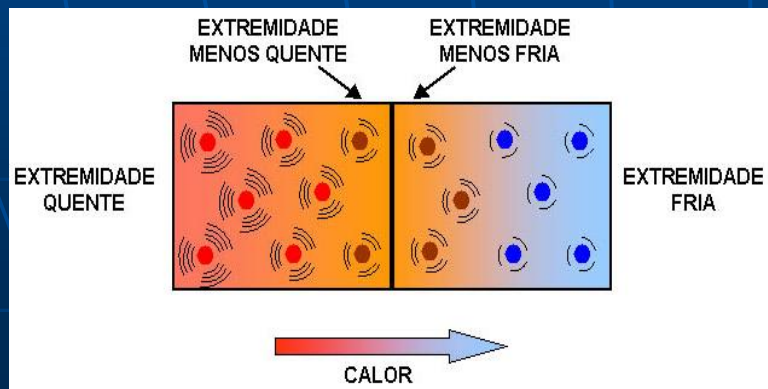
Descreve a transferência de calor que ocorre entre uma superfície e um fluido em movimento (o vento, por exemplo).

3 - por radiação térmica:

Toda superfície a uma temperatura maior que zero Kelvin, emite energia na forma de ondas eletromagnéticas. Assim, na ausência de um meio, existe uma transferência de calor por radiação entre duas superfícies que se encontram a diferentes temperaturas.

Radiação Térmica

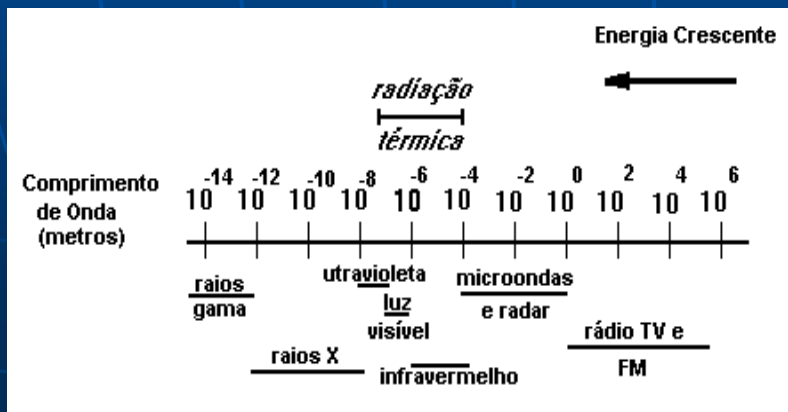
A radiação emitida por um corpo devido à sua temperatura é chamada radiação térmica. Todo corpo emite esse tipo de radiação para o meio que o cerca, e dele a absorve. Se um corpo está inicialmente mais quente que o meio, ele irá se esfriar, porque a sua taxa de emissão de energia excede a taxa de absorção. Quando o equilíbrio térmico é atingido, as taxas de emissão e absorção são iguais.



Radiação Térmica

A matéria em um estado condensado emite um espectro contínuo de radiação. Os detalhes do espectro são praticamente independentes do material particular do qual o corpo é composto, mas dependem bastante da temperatura. A temperaturas usuais, a maioria dos corpos é visível para nós, não pela luz que emitem, mas pela luz que refletem.

Se nenhuma luz incidir sobre eles, não os podemos ver. A temperaturas muito altas, no entanto, os corpos têm luminosidade própria. mas mesmo a temperaturas da ordem de milhares de graus Kelvin, mais de noventa por cento da radiação emitida é invisível para nós, estando na região do infravermelho do espectro eletromagnético. Portanto, corpos com luminosidade própria são muito quentes.



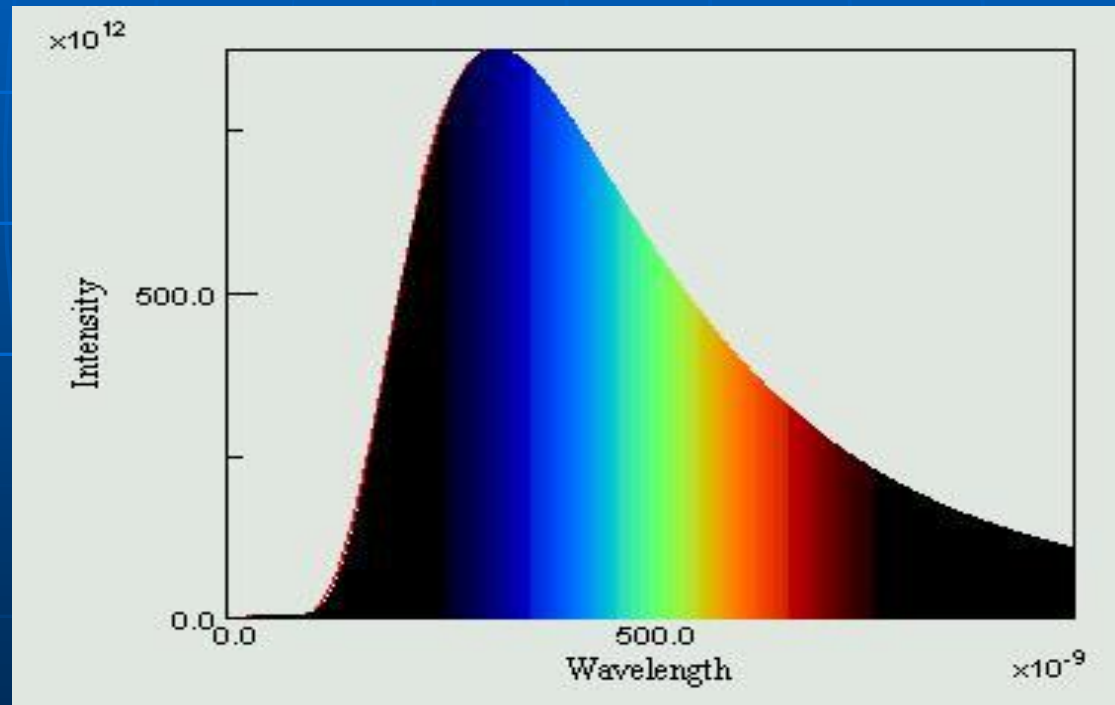
Distribuição de temperaturas numa residência com auxílio de equipamento sensível ao infrared.

Radiação Térmica

De uma maneira mais geral, a forma detalhada do espectro da radiação térmica emitida por um corpo quente depende de algum modo da composição desse corpo. No entanto, a experiência nos mostra que há um tipo de corpo quente que emite espectros térmicos de caráter universal. Esses corpos são chamados de corpos negros, corpos cujas superfícies absorvem toda a radiação térmica incidente sobre eles.

Radiação Térmica

Distribuição espectral da radiação de um corpo negro a uma temperatura da ordem de 9.000 K.



A TEORIA DO CORPO NEGRO

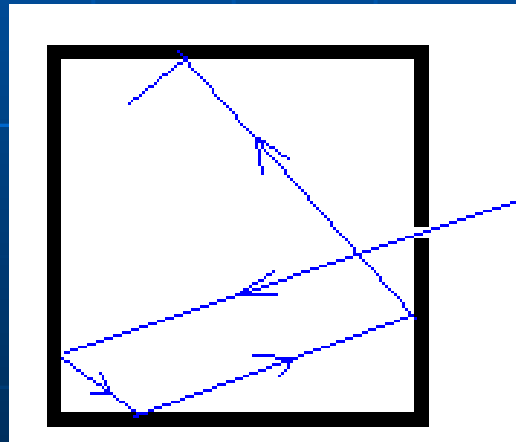
Os estudos sobre o fenômeno iniciaram-se por volta de 1859, com os trabalhos de Gustav Robert Kirschoff (1824-1887) sobre o espectro observado do Sol. Nesses trabalhos, Kirschoff tentava encontrar uma relação entre a temperatura de um corpo que emitia luz e as propriedades da radiação emitida. Em geral, a natureza da superfície do material que a compõem influencia na emissão da radiação. Porém, através de um argumento termodinâmico ao analisar vários corpos em equilíbrio, Kirschoff provou que o fluxo da radiação emitida pela superfície é independente do material, o que é um resultado interessante e tem várias consequências, como a de saber qual seria a temperatura mínima em que ocorreria essa emissão.

TEORIA DO CORPO NEGRO

Além disso, em uma situação de equilíbrio termodinâmico, o fluxo da radiação absorvida é igual ao fluxo da radiação emitida. Neste caso, se uma superfície for totalmente negra, caso em que ela seja capaz de absorver toda a radiação que lhe incide (máxima absorção), ela também será o melhor emissor de radiação, no equilíbrio térmico.

TEORIA DO CORPO NEGRO

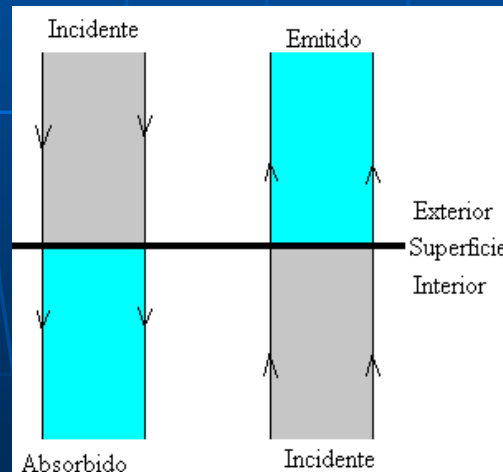
Kirchoff concentrou-se no estudo teórico dos corpos negros, e considerou que um corpo negro ideal seria uma cavidade com um pequeno orifício, pelo qual a radiação pudesse entrar e sair livremente.



Esquema do processo de absorção/emissão de energia
em um corpo negro

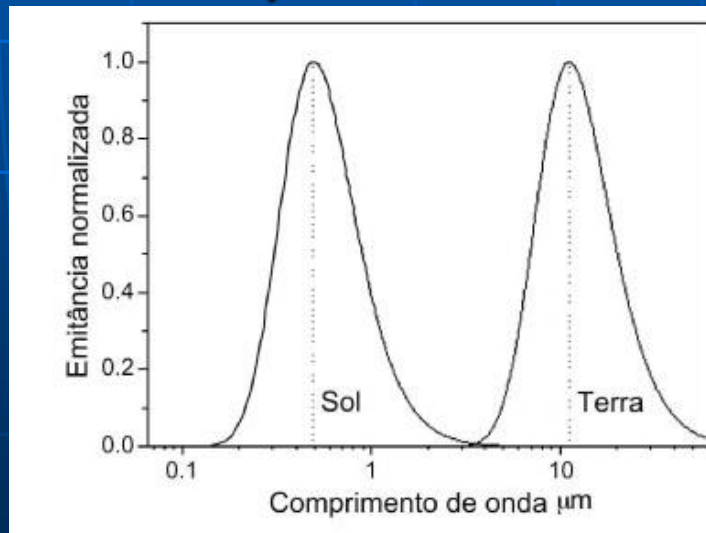
TEORIA DO CORPO NEGRO

Corpo Negro ideal é todo corpo capaz de absorver toda a radiação nele incidente, para cada frequência, bem como emitir toda a radiação térmica que produz.



Lei de Kirchhoff

Para manter o equilíbrio radiativo e térmico do corpo, a radiação absorvida por cada unidade de área do corpo deve ser igual à radiação que cada unidade emite em determinado comprimento de onda.



Comparação dos espectros da radiação eletromagnética emitida pelo Sol (5900 K) e pelo planeta Terra (290)

Lei de Kirchhoff

Denotando-se por πB_λ o fluxo constante de radiação por unidade de área (irradiância), disponível dentro do corpo, tem-se:

$$\epsilon_1(\lambda) = a_1(\lambda)\pi B_\lambda; \epsilon_2(\lambda) = a_2(\lambda)\pi B_\lambda; \dots; \epsilon_i(\lambda) = a_i(\lambda)\pi B_\lambda$$

Onde $\epsilon_1(\lambda), \epsilon_2(\lambda), \dots, \epsilon_i(\lambda)$ são as irradiâncias emitidas por cada porção das paredes do corpo e $a_1(\lambda), a_2(\lambda), \dots, a_i(\lambda)$ são as absorptâncias espectrais de tais porções a uma determinada temperatura de equilíbrio e comprimento de onda.

Lei de Kirchhoff

Dessa forma:

$$\frac{\epsilon_1(\lambda)}{a_1(\lambda)} = \frac{\epsilon_2(\lambda)}{a_2(\lambda)} = \dots = \frac{\epsilon_i(\lambda)}{a_i(\lambda)} = \pi B_\lambda = \text{constante}$$

Esta é uma forma da Lei de Kirchhoff que diz que a uma determinada temperatura e comprimento de onda, sob condições de equilíbrio termodinâmico, a razão entre o fluxo emitido por unidade de área e a absorptância de qualquer corpo é constante. O valor máximo possível de $a(\lambda)$ é a unidade.

Lei de Kirchhoff

Por definição, um corpo negro é o que tem absorvância unitária em todos os comprimentos de onda. Portanto, a constante $\pi B\lambda$ é a irradiância de um corpo negro a uma determinada temperatura e comprimento de onda. Um corpo negro também emite a quantidade máxima possível de radiação em qualquer temperatura e comprimento de onda e por isso diz-se que um corpo negro é um radiador e um absorvedor perfeito de radiação.

Lei de Kirchhoff

A emissividade de um corpo é definida como a razão entre a irradiância emitida pelo corpo a uma dada temperatura e comprimento de onda e a irradiância de um corpo negro sob as mesmas condições:

$$\varepsilon_1(\lambda) = \frac{\epsilon_1(\lambda)}{\pi B_\lambda}, \varepsilon_2(\lambda) = \frac{\epsilon_2(\lambda)}{\pi B_\lambda}, \dots, \varepsilon_i(\lambda) = \frac{\epsilon_i(\lambda)}{\pi B_\lambda}$$
$$\varepsilon_1(\lambda) = a_1(\lambda), \varepsilon_2(\lambda) = a_2(\lambda), \dots, \varepsilon_i(\lambda) = a_i(\lambda)$$

Lei de Kirchhoff

Onde $\varepsilon(\lambda)$ é a emissividade do corpo para o comprimento de onda considerado. Observe que as equações valem para qualquer corpo em equilíbrio termodinâmico local e representam igualdades espectrais, isto é, não é esperado que a absorptância seja igual à emissividade de um corpo em comprimentos de onda distintos.

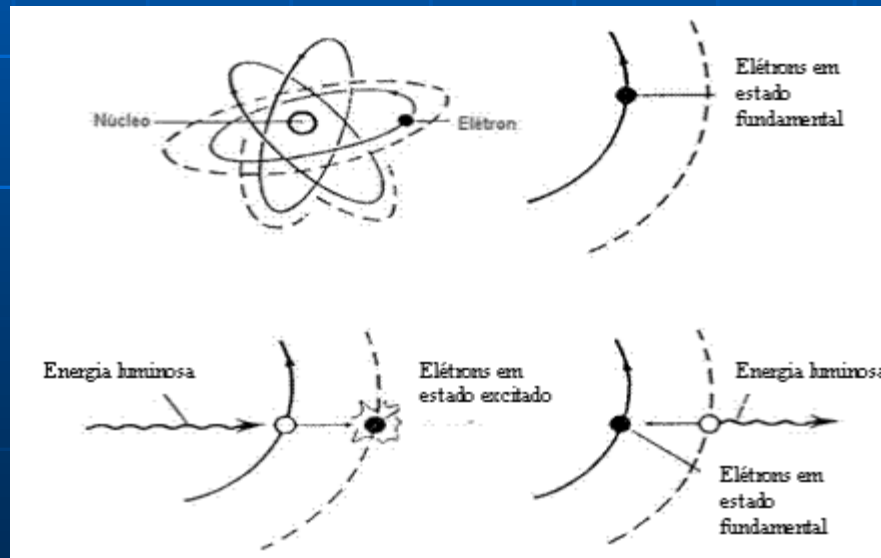
Lei de Kirchhoff

Finalmente, um corpo cinza é aquele para o qual a absorção e a emissão de radiação são iguais e menores que a unidade em todos os comprimentos de onda, portanto apresenta:

$$a(\lambda) = \varepsilon(\lambda) = \text{const.}, \text{ const.} < 1 \quad \text{para qualquer } \lambda$$

Equilíbrio termodinâmico local

O processo de absorção de radiação causa uma mudança no estado de uma molécula ou átomo, passando do estado fundamental a um estado denominado excitado (mais energético).



Equilíbrio termodinâmico local

No caso da atmosfera, para que ela seja considerada em equilíbrio termodinâmico, é necessário que as moléculas possam trocar energia com seus vizinhos por um número suficiente de colisões para alcançar o equilíbrio térmico durante a vida média do estado excitado responsável pela emissão.

Equilíbrio termodinâmico local

Em outras palavras, após a absorção de radiação, se o tempo necessário para transferir energia entre as moléculas for menor que o tempo para a ocorrência de emissão de radiação, pode-se dizer que o sistema se encontra em equilíbrio termodinâmico local.

Equilíbrio termodinâmico local

Com o aumento da altitude, a taxa de colisões moleculares diminui, pois a densidade e a temperatura do ar diminuem, ao passo que o tempo característico do processo de emissão permanece o mesmo. Por este motivo, a lei de Kirschoff só é válida para altitudes menores que aproximadamente 40 km.

A lei de Stefan-Boltzmann

A intensidade (energia por unidade de área e unidade de tempo) por unidade de comprimento de onda para o comprimento de onda λ , de um corpo negro a temperatura absoluta T , é dada pela expressão.

$$\frac{dW_\lambda}{d\lambda} = \frac{c}{4} \frac{dE_\lambda}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc / \lambda kT) - 1}$$

Sua unidade é $(W \cdot m^{-2}) \cdot m^{-1}$

Lei de Stefan-Boltzmann

A intensidade (energia por unidade de área e unidade de tempo) por unidade de frequência para a frequência f , de um corpo negro a temperatura absoluta T , é dada pela expressão.

$$\frac{dW_f}{df} = \frac{c}{4} \frac{dE_f}{df} = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{f^3}{\exp(hf/kT) - 1}$$

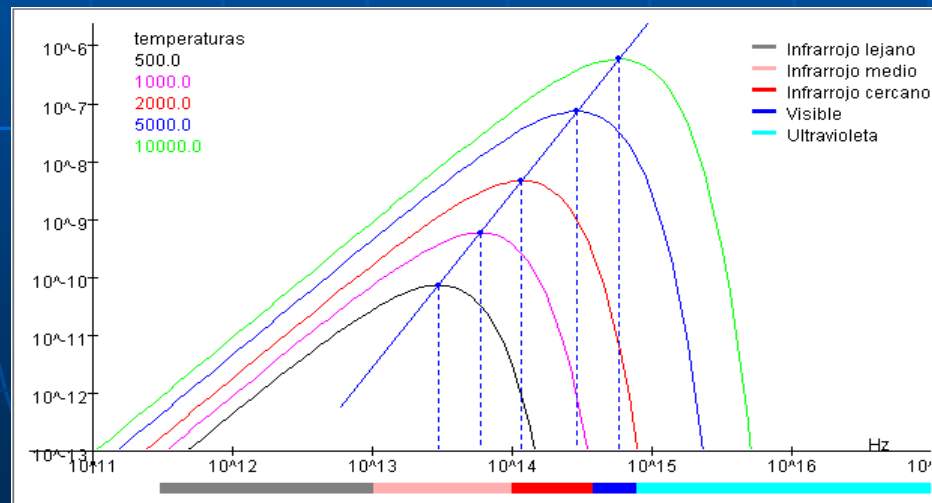
Sua unidade é $(\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \cdot \text{s}$.

Lei de Stefan-Boltzmann

A simulação realiza uma representação gráfica desta função em escala duplamente logarítmica. A intensidade por unidade de frequência no eixo vertical, e a frequência no eixo horizontal, para as temperaturas que são indicadas na parte esquerda na simulação.

Lei de Stefan-Boltzmann

Mostra-se a parte visível do espectro no centro, a esquerda a região infravermelho e a direita a região ultravioleta do espectro. são mostrados os máximos das curvas e foi traçada a reta que passa por estes pontos.



Lei de Planck

O modelo conceitual clássico para descrever a distribuição espectral de emissão de ondas eletromagnéticas se baseava na teoria de vibrações elásticas. Nesse modelo, as ondas estacionárias seriam geradas em um meio de comprimento finito como um resultado da interferência construtiva entre as ondas direta e refletida. Por exemplo, uma mola ou fio esticado. A vibração fundamental ocorreria em um comprimento de onda igual a duas vezes o comprimento do fio. As demais frequências ou modos de vibração são 2, 3, 4,... vezes a fundamental, podendo tender ao infinito.

Lei de Planck

Num sólido, a série termina quando o comprimento de onda atinge duas vezes a separação dos átomos. Entretanto, tal limite não se aplica à radiação, como se verificou posteriormente. Utilizando esse raciocínio derivouse a lei de radiação de Rayleigh-Jeans, na qual a densidade de energia (energia por unidade de volume, por unidade de frequência) seria dada por:

$$\frac{dU}{dVdv} = \frac{8\pi kTv^2}{c^3}$$

onde k é a constante de Boltzman ($= 1,3806 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$), T é a temperatura em K e c é a velocidade da luz.

Lei de Planck

Entretanto, por essa lei, o aumento da frequência implicaria em aumento da energia radiante até que $\lim_{V \rightarrow \infty} U \rightarrow \infty$

Essa incoerência ficou conhecida como catástrofe do ultravioleta.

Para contornar esse problema, Planck postulou que a energia radiativa é emitida em pacotes finitos, ou quanta, e que a energia de um quantum é $h\nu$.

Lei de Planck

Dessa forma, a radiância espectral emitida por um corpo negro é descrita matematicamente pela função de Planck:

$$B_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2 [\exp(h\nu / kT) - 1]} \quad [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{Hz}^{-1}]$$

Onde h é a constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34}$ Js).

Lei de Planck

Esta função é limitada matematicamente em ambos os extremos:

Para $h\nu/kT \gg 1$

$$B_\nu \cong \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT}$$

Que é o limite de Wien para altas energias.

Para $h\nu/kT \ll 1$

$$B_\nu \cong \frac{2\nu^2 kT}{c^2}$$

Que é o limite de Rayleigh – Jeans, útil na região espectral das microondas, e que está de acordo com o modelo clássico.

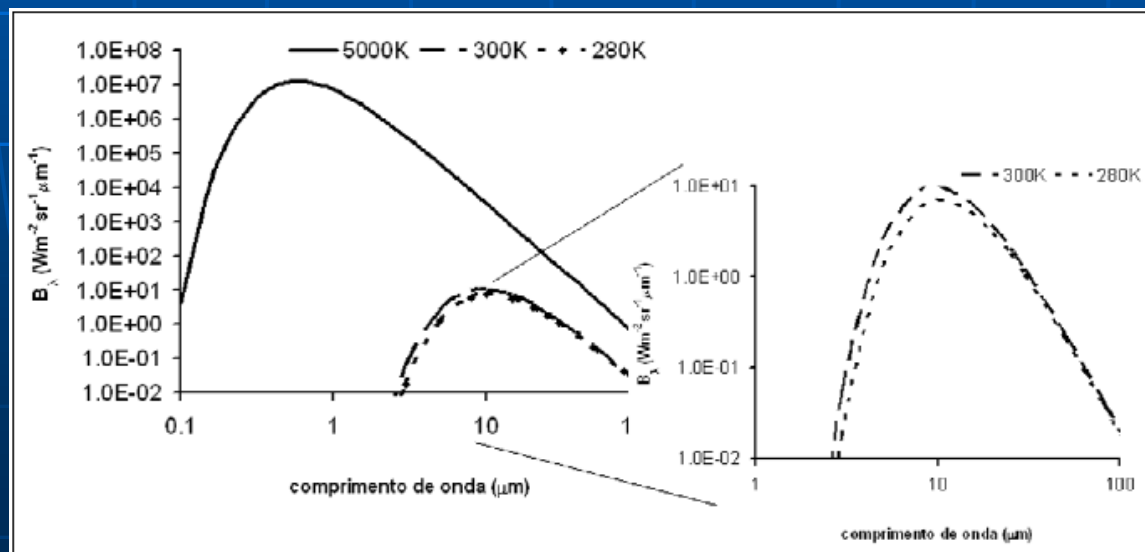
Lei de Planck

Em função do comprimento de onda, a função de Planck pode ser reescrita como:

$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5 [\exp(hc / \lambda kT) - 1]} \quad [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}]$$

Lei de Planck

Na figura abaixo, temos a ilustração do gráfico da função de Planck obtida por diferentes valores de temperatura, onde pode-se perceber o contorno da limitação do modelo clássico proposto por Rayleigh-Jeans, visto que a função tende a zero para valores baixos de comprimento de onda.



Função de Planck calculada para diferentes valores de temperatura

A lei do deslocamento de Wien

A posição do máximo no espectro da radiação do corpo negro depende da temperatura do corpo negro e é dado pela lei do deslocamento de Wien. Calculando a derivada primeira da função da distribuição de Planck expressa em termos do comprimento de onda ou da frequência

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc / \lambda KT) - 1} \right) = 0$$

Lei do deslocamento de Wien

Obtemos a equação transcendental:

$$5(e^x - 1) - xe^x = 0 \quad \text{con} \quad x = \frac{hc}{\lambda_m kT} = 4.965$$

Este resultado constitui a lei do deslocamento de Wien, que estabelece que o máximo da densidade de energia dE/dl por unidade de comprimento de onda a distintas temperaturas $T_1, T_2, T_3, \dots$, é produzido com os comprimentos de onda $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$ tais que:

$$\lambda_1 T_1 = \lambda_2 T_2 = \lambda_3 T_3 = \dots = \frac{hc}{k \cdot 4965} = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

Lei do deslocamento de Wien

De modo similar no domínio das frequências,

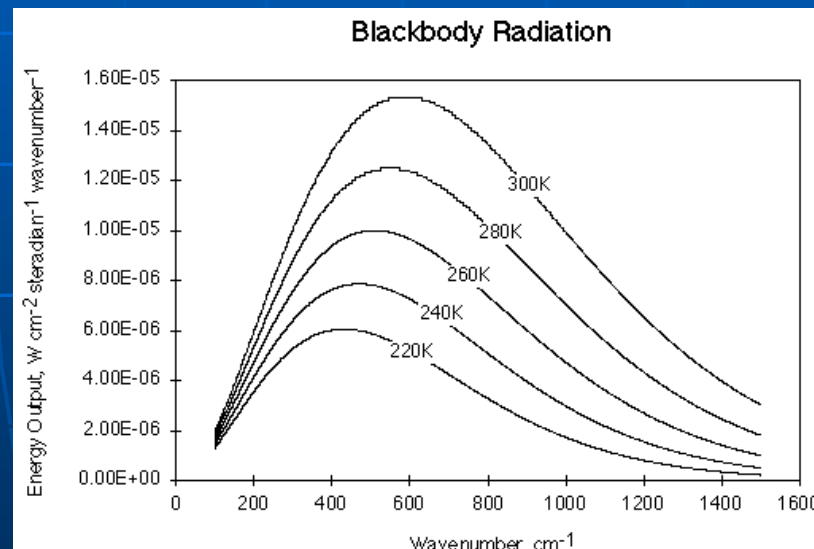
$$\frac{d}{df} \left(\frac{f^3}{\exp(hf / kT) - 1} \right) = 0$$

Obtemos a equação transcendental:

$$3(e^x - 1) - xe^x = 0 \quad \text{con} \quad x = \frac{hf_m}{kT} = 2.822$$

Lei do deslocamento de Wien

A medida que a temperatura T aumenta, o máximo se desloca para comprimentos de onda menores (maiores frequências).



Lei do deslocamento de Wien

Como podemos comprovar o produto:

$$\lambda_m f_m = 0.5684c$$

Não nos dá a velocidade da luz c como poderíamos esperar a primeira vista, já que estamos tratando com o máximo de uma distribuição que nos dá a intensidade por unidade de comprimento de onda ou por unidade de frequência.

Lei do deslocamento de Wien

A luminosidade de um corpo aquecido não pode ser explicada, como é indicado em alguns textos, a partir da lei do deslocamento de Wien, e sim a partir da intensidade da radiação emitida na região visível do espectro.

Assim, a temperaturas tão elevadas como 6000 K o máximo medido no eixo de frequências da distribuição espectral está situado na região do infravermelho próximo. No entanto, a esta temperatura uma proporção importante da intensidade emitida está situada na região visível do espectro.

Referências bibliográficas

- Física Quântica – Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas. Resnick, Robert, Eisberg, Robert (Ed. CAMPUS)

Sites Consultados

- <http://www.revistasapere.inf.br/download/terceira/QUANTICA.pdf>
- http://www.ifsc.usp.br/~donoso/fisica_arquitetura/10_radiacao_termica.pdf
- <http://www.revistasapere.inf.br/download/terceira/QUANTICA.pdf>