

Capítulo 5

A interação de luz e matéria

5.1 Linhas espectrais

5.2 Fótons

5.3 O modelo do átomo de Bohr

5.4 Mecânica Quântica e a Dualidade Partícula-onda

5.1 Linhas espectrais

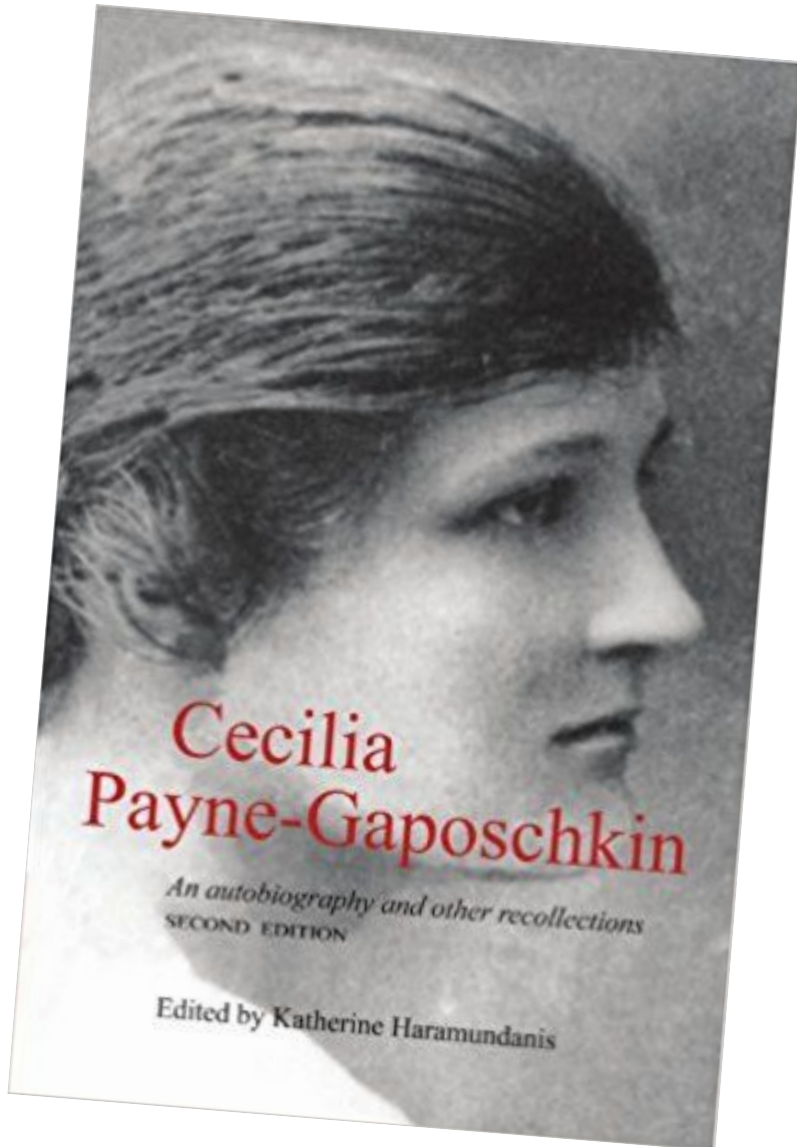


Em 1835, o filósofo francês Auguste Comte considerou os **limites do conhecimento**. No seu livro “Filosofia Positiva” escreveu:

“No que diz respeito às estrelas, poderemos determinar suas distâncias, movimentos, [...] mas nunca seremos capazes de determinar a sua composição química”

Cecilia Payne-Gaposchkin

(May 10, 1900 – December 7, 1979)



1919: Botânica, Física e Química em Cambridge (UK)

1922: inicia estudos de astronomia nos EUA (Harvard)

1925: Tese de doutorado

A composição química das estrelas

Cecilia Payne Gaposchkin



William Hyde Wollaston
(1766-1828)

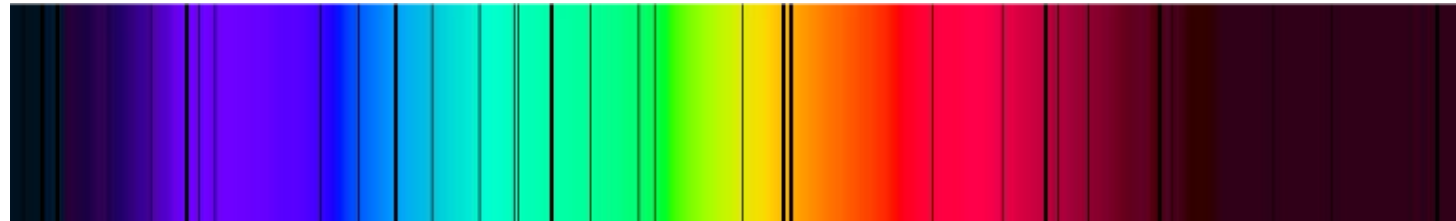
1802: Wollaston descobriu 7 linhas escuras sobrepostas ao espectro contínuo do Sol.

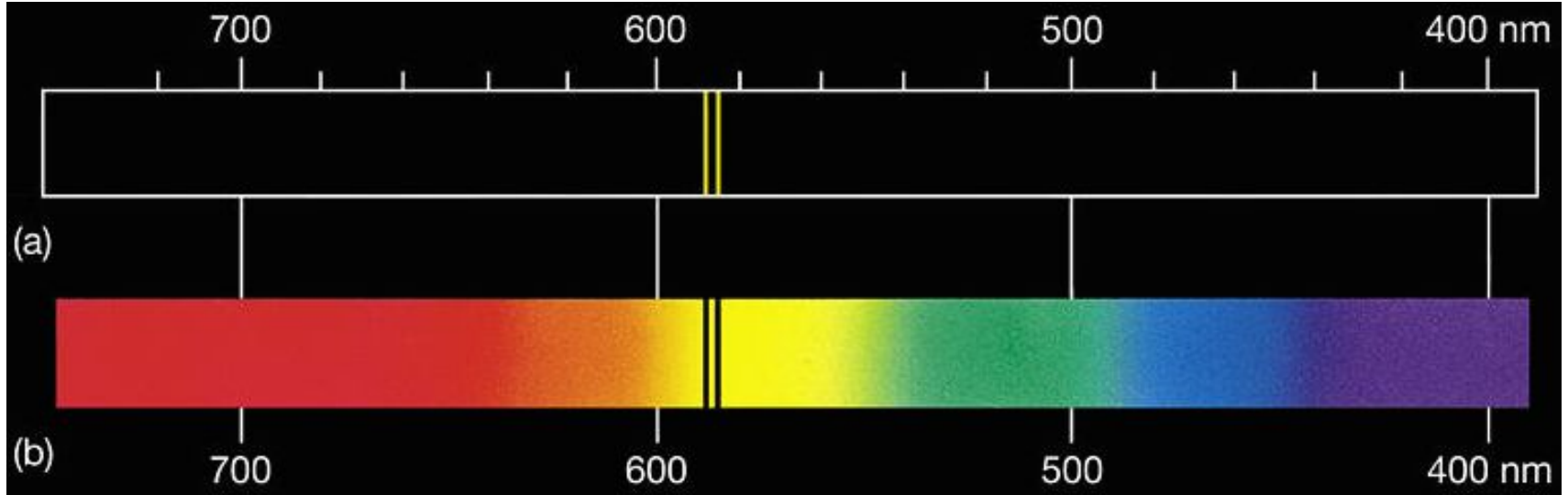
1817: Fraunhofer catalogou 574 dessas linhas escuras no espectro solar (**linhas de Fraunhofer**)

→ descobriu que uma linha proeminente no Sol, tinha a mesma posição que a linha de sódio na Terra (por comparação com o comprimento de onda da luz amarela emitida por sal espalhado em uma chama).



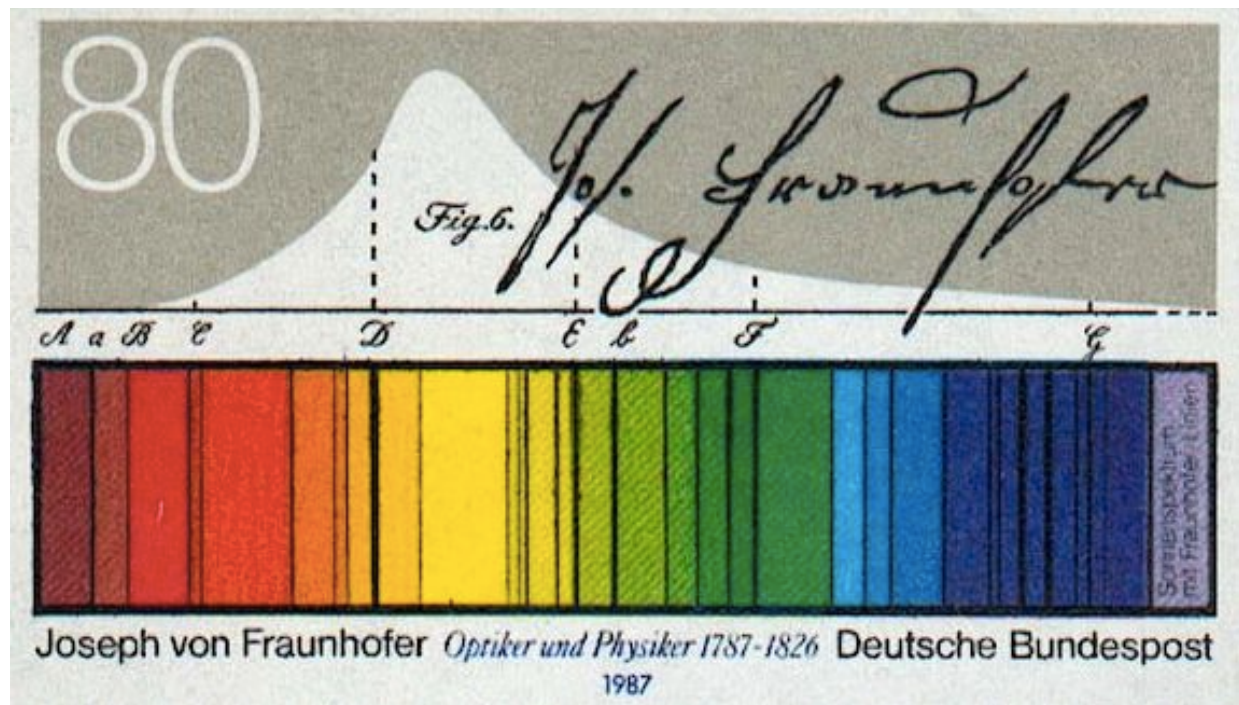
Joseph von Fraunhofer
(1787-1826)





© 2005 Pearson Prentice Hall

- a) O espectro de **emissão** do sódio → 2 linhas brilhantes amarelas.
- b) O espectro de **absorção** do sódio → 2 linhas escuras na mesma posição



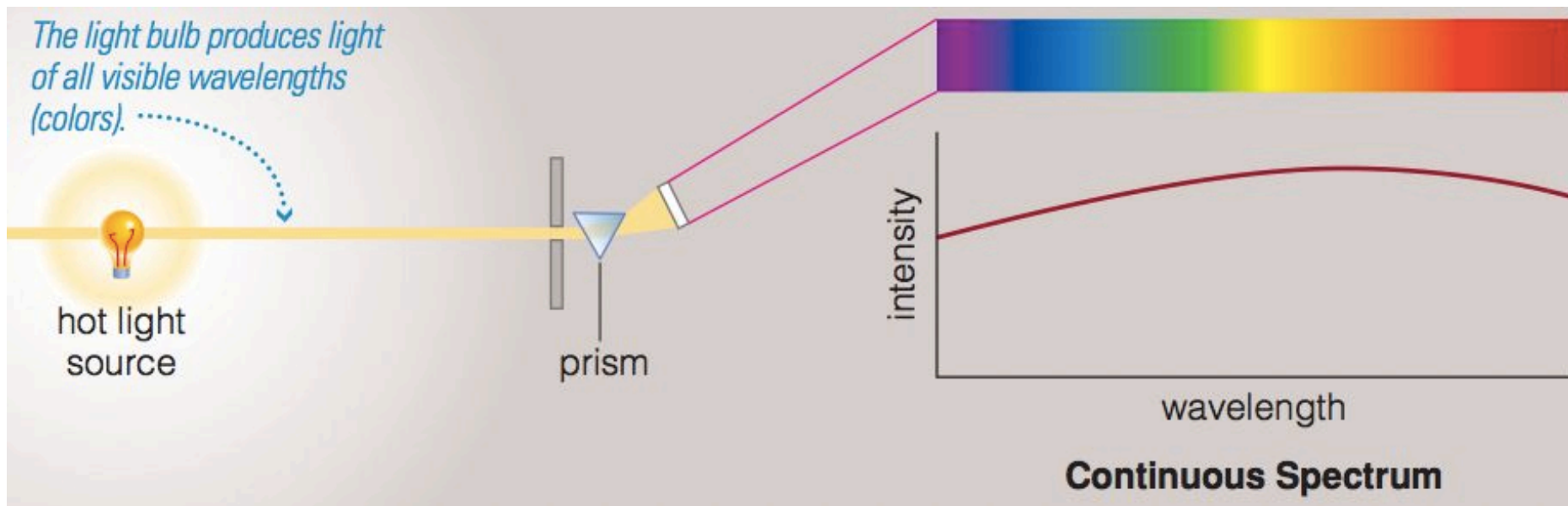
Espectro solar original
desenhado pelo
Fraunhofer

Três leis de Kirchhoff

Regras que estabelecem a emissão e a absorção de radiação

1ª: Um objeto denso no estado sólido ou gasoso, produzirá um espectro contínuo, quando aquecido.

Espectro contínuo
(sem linhas)

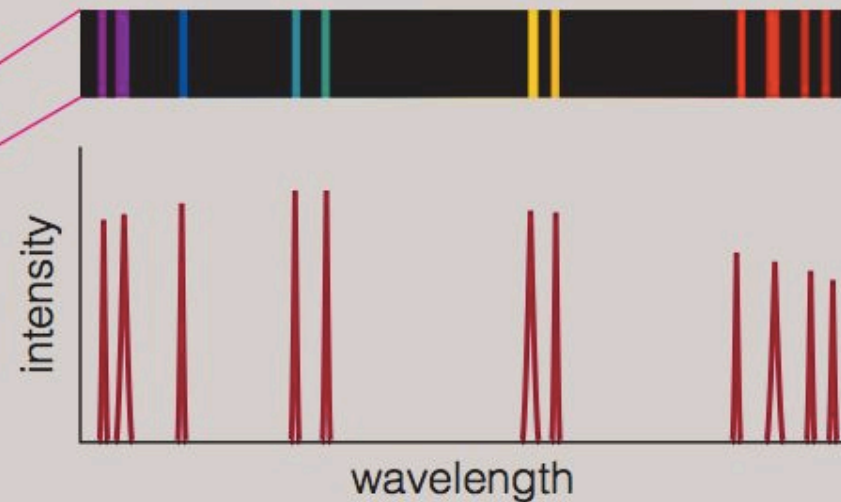
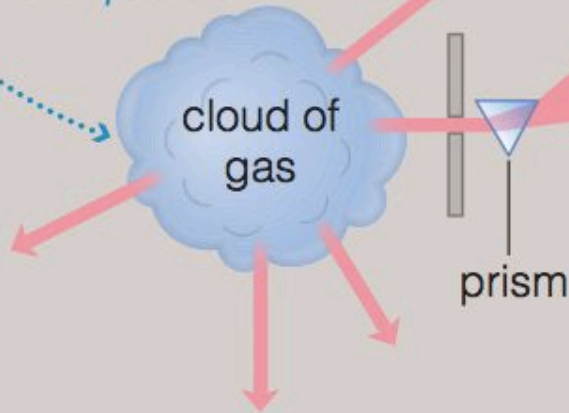


2ª Lei de Kirchhoff

Um gás a baixa pressão a uma temperatura suficientemente alta produzirá um espectro de linhas brilhantes de emissão

Espectro de linhas de emissão

The atoms in a warm gas cloud emit light only at specific wavelengths (colors) determined by the cloud's composition and temperature.

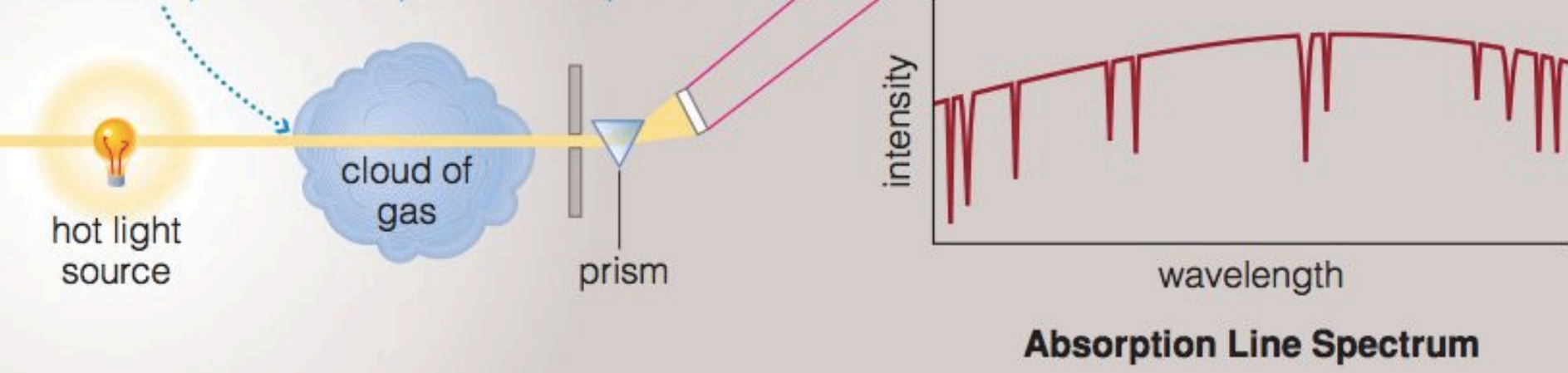


3ª Lei de Kirchhoff

Um *gás a baixa pressão e temperatura*, entre uma fonte de radiação contínua e um observador, produzirá um espectro de *linhas de absorção*

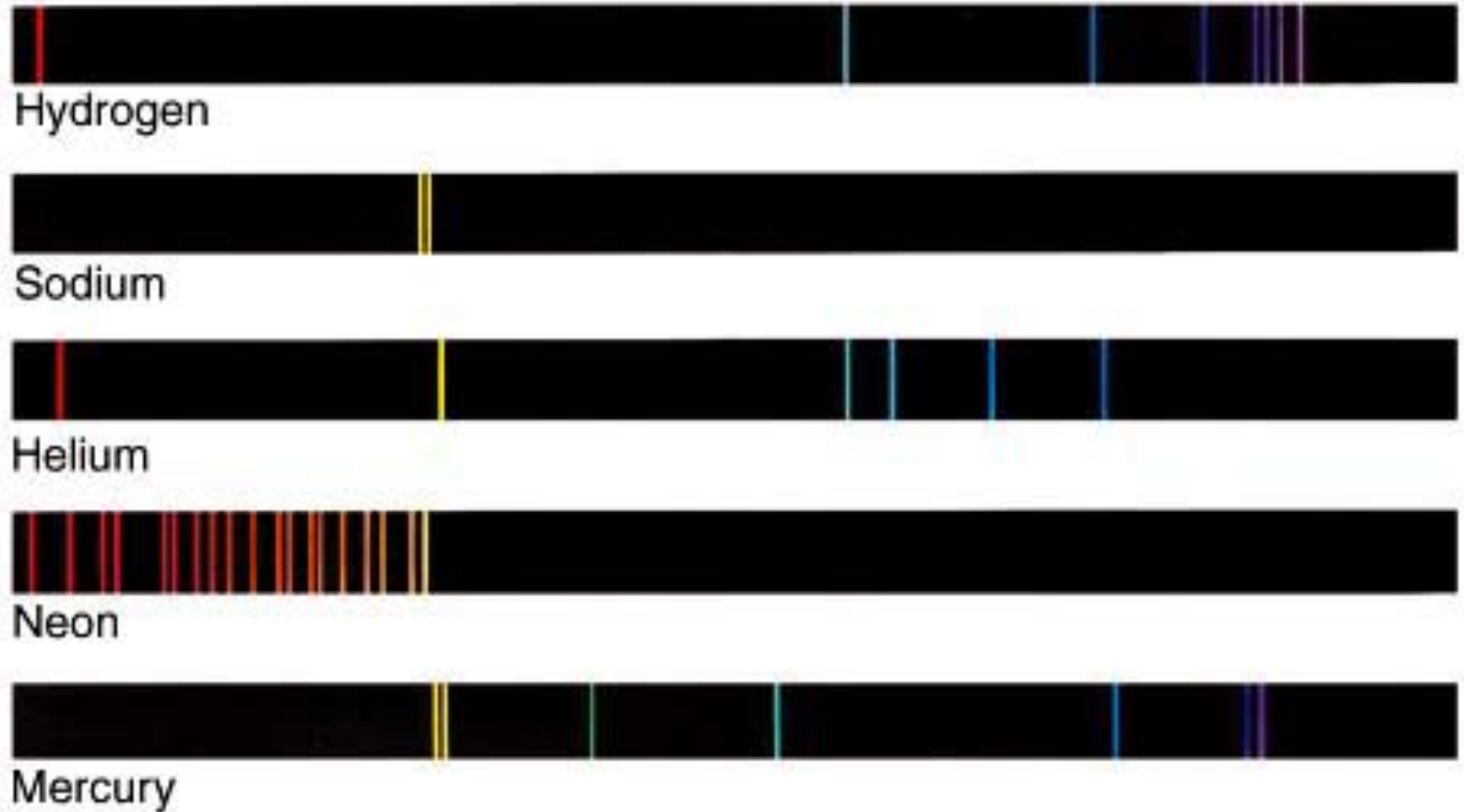
Espectro de linhas de absorção

If light from a hot source passes through a cooler gas cloud, atoms in the cloud absorb light at wavelengths determined by the cloud's composition and temperature.



Exemplos de aplicação da espectroscopia:

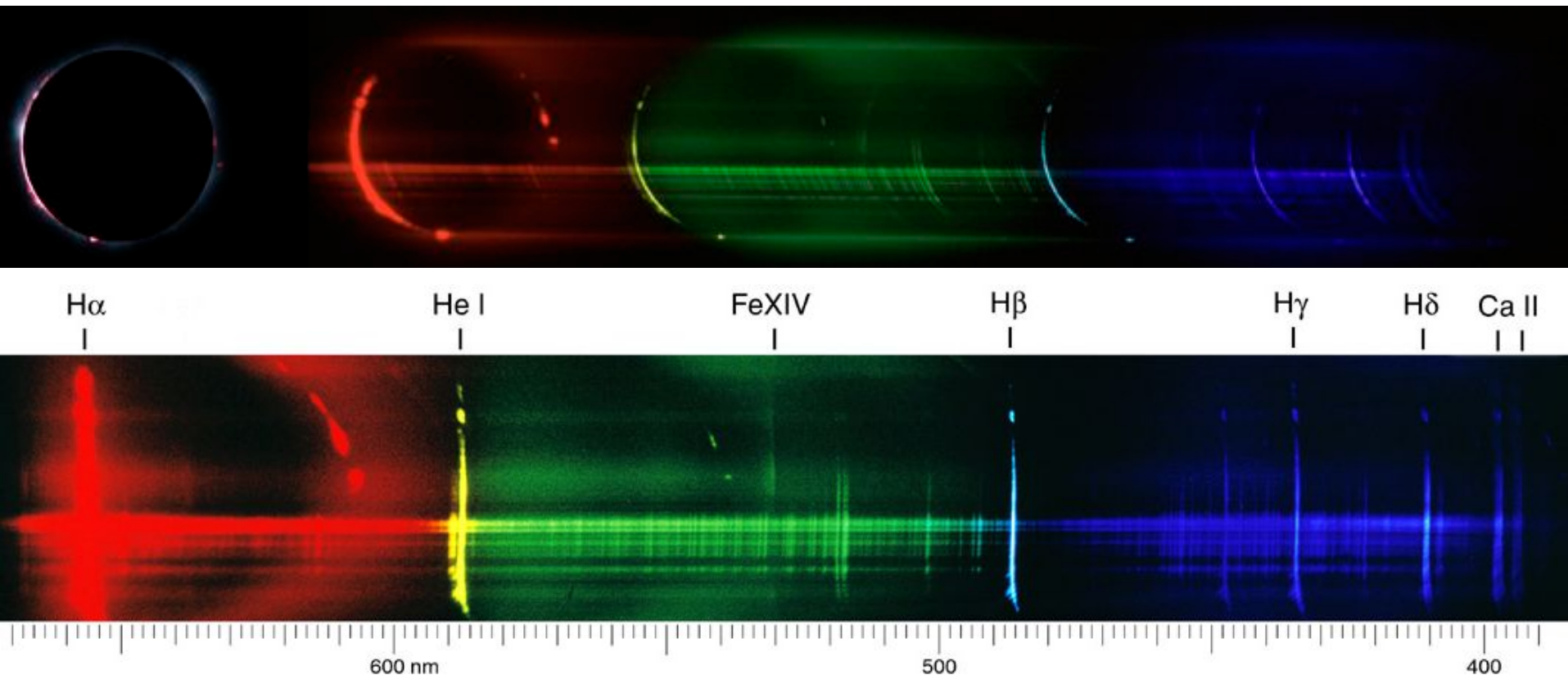
→ 1868 descoberta do elemento He no Sol, só encontrado na Terra em 1895.



Espectros de elementos químicos no laboratório

Espectro da cromosfera solar durante o eclipse de 1999 na Hungria

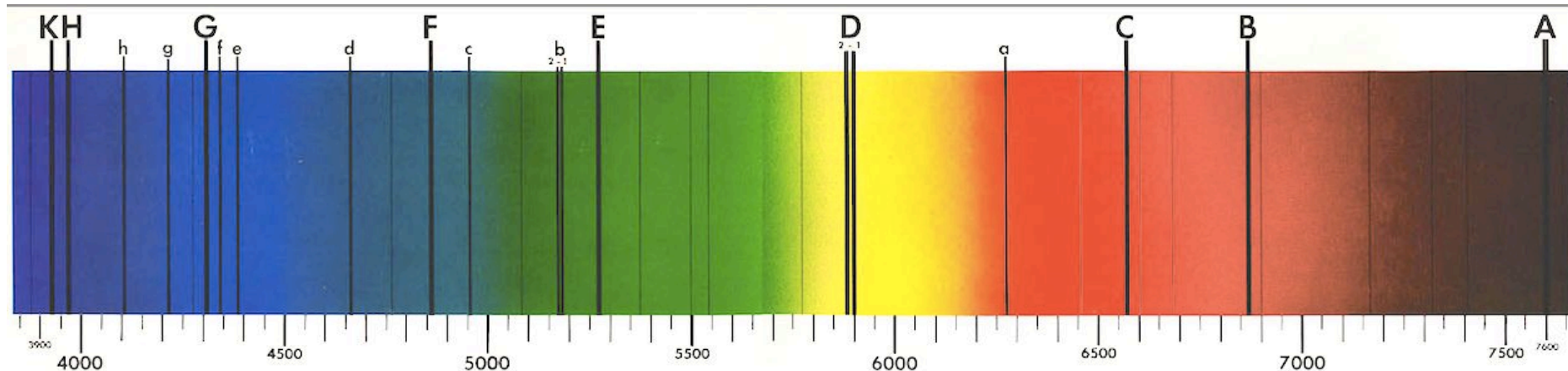
É chamado espectro *flash* pois as linhas de emissão aparecem por apenas alguns segundos



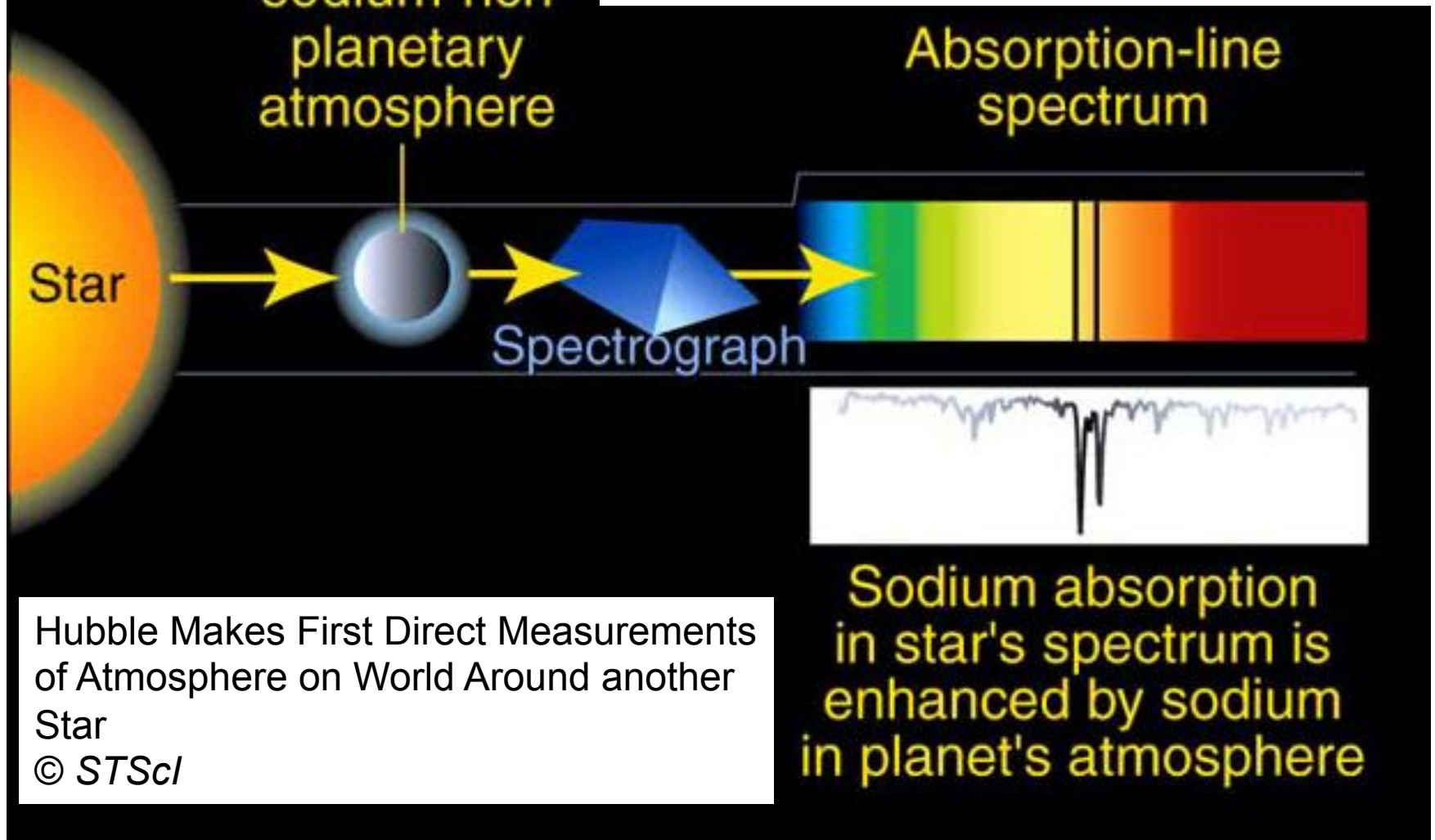
Exemplos de aplicação: linhas de Fraunhofer

Wavelength (nm)	Name	Atom	Equivalent Width (nm)
385.992		Fe I	0.155
388.905		H ₈	0.235
393.368	K	Ca II	2.025
396.849	H	Ca II	1.547
404.582		Fe I	0.117
410.175	h, H δ	H I	0.313

Wavelength (nm)	Name	Atom	Equivalent Width (nm)
422.674	g	Ca I	0.148
434.048	G', H γ	H I	0.286
438.356	d	Fe I	0.101
486.134	F, H β	H I	0.368
516.733	b ₄	Mg I	0.065
517.270	b ₂	Mg I	0.126
518.362	b ₁	Mg I	0.158
588.997	D ₂	Na I	0.075
589.594	D ₁	Na I	0.056
656.281	C, H α	H I	0.402



This illustration shows the star HD209458, the extrasolar planet named HD209458b, the spectrograph representing the STIS instrument on Hubble, and the resulting spectral signature of sodium





Astronomia USP Brasil

@AstroUSP

Seguindo



Na NASA, paraibana Raissa Estrela vai pesquisar planetas fora do Sistema Solar!



Na Nasa, paraibana vai pesquisar planetas fora do Sistema Solar

Raissa Estrela começou a fazer ecologia, mas, após conhecer um professor, decidiu mudar de curso.

g1.globo.com

18:46 - 11 de ago de 2018

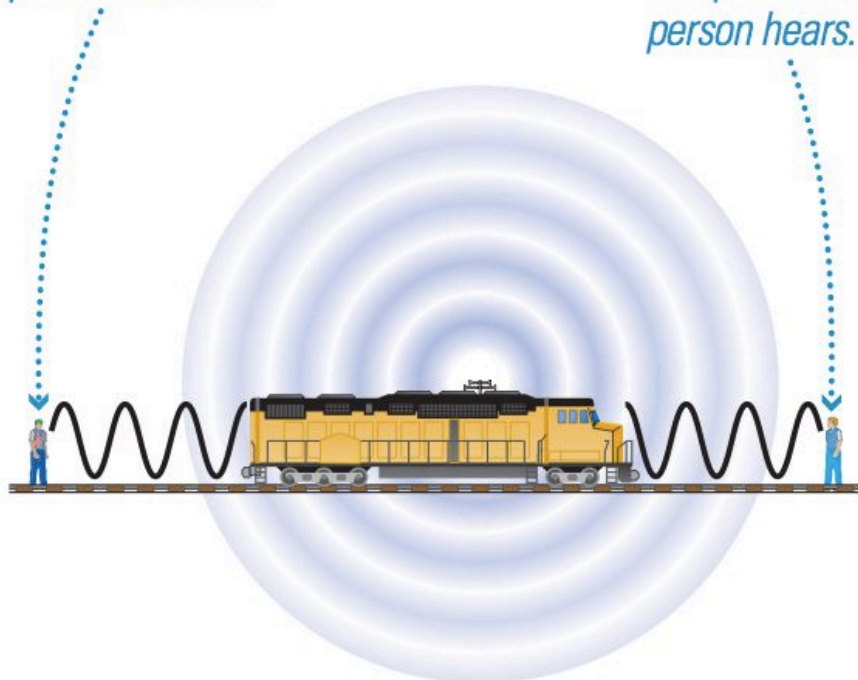
Exemplos de aplicação da espectroscopia: Efeito Doppler

Como medimos a velocidade radial dos astros (afastamento ou aproximação)?

Trem em repouso

The pitch this person hears ...

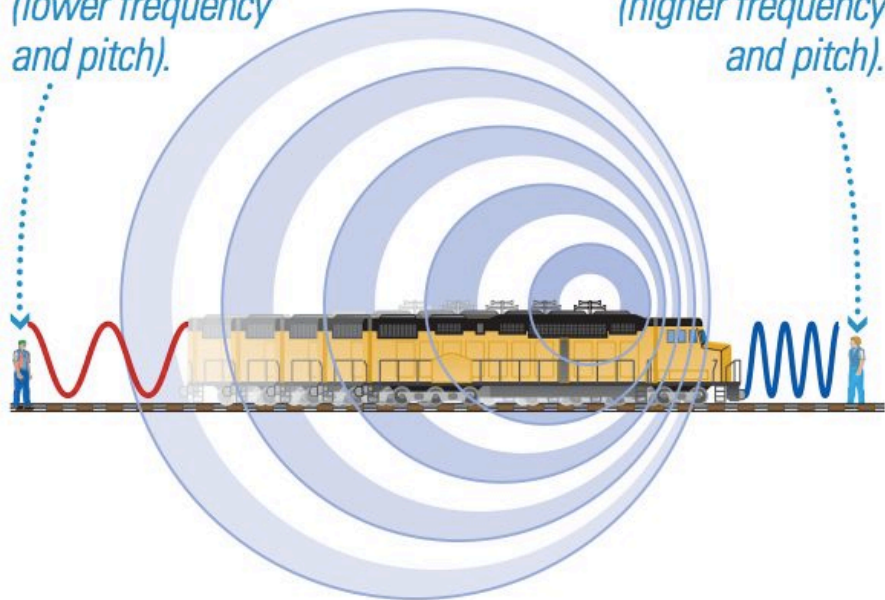
... is the same as the pitch this person hears.



Trem em movimento

Behind the train, sound waves stretch to longer wavelength (lower frequency and pitch).

In front of the train, sound waves bunch up to shorter wavelength (higher frequency and pitch).



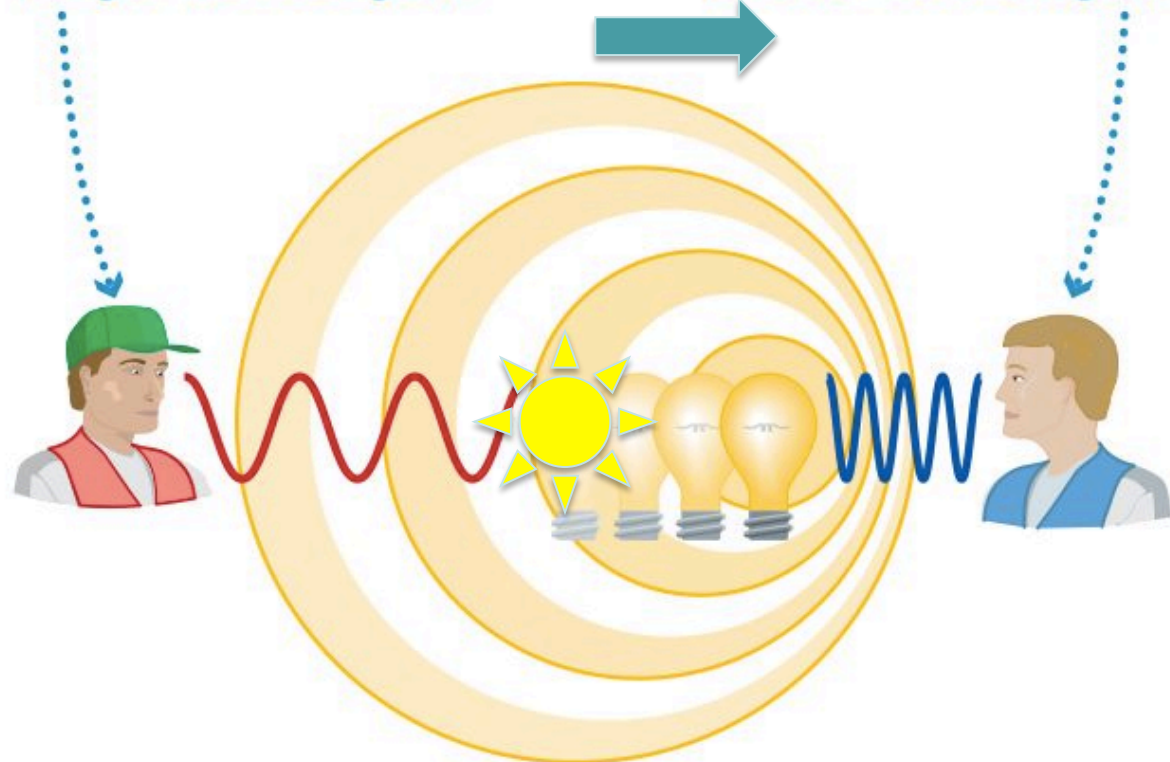
Fonte afasta-se do observador,
⇒ comprimento de onda
observado será maior ($\lambda_2 > \lambda_0$)

Fonte aproxima-se do observador
⇒ comprimento de onda
observado será menor ($\lambda_1 < \lambda_0$)

λ_0 é o
comprimento
de onda em
repouso

The light source is moving away from this person so the light appears redder (longer wavelength).

The light source is moving toward this person so the light appears bluer (shorter wavelength).



Deslocamento Doppler (para velocidades $v \ll c$):

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c}$$

λ_0 : comprimento de onda de objeto em repouso

Objetos em afastamento, observa-se $\lambda > \lambda_0 \Rightarrow$ desvio para o vermelho (*redshift*) \Rightarrow **VELOCIDADES POSITIVAS**

Para objetos em aproximação $\lambda < \lambda_0$, temos o desvio para o azul (*blueshift*) \Rightarrow **VELOCIDADES NEGATIVAS**

Exemplo

Uma das mais importantes linhas de hidrogênio é a linha de H α em 656.281 nm, medida no laboratório.

A estrela Vega tem a linha de H α em 656.251 nm.
Qual a velocidade *radial* da estrela?

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad \rightarrow \quad v = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad \rightarrow \quad \boxed{v = -13,7 \text{ km/s}}$$

$$c = 299\,792 \text{ km/s}$$

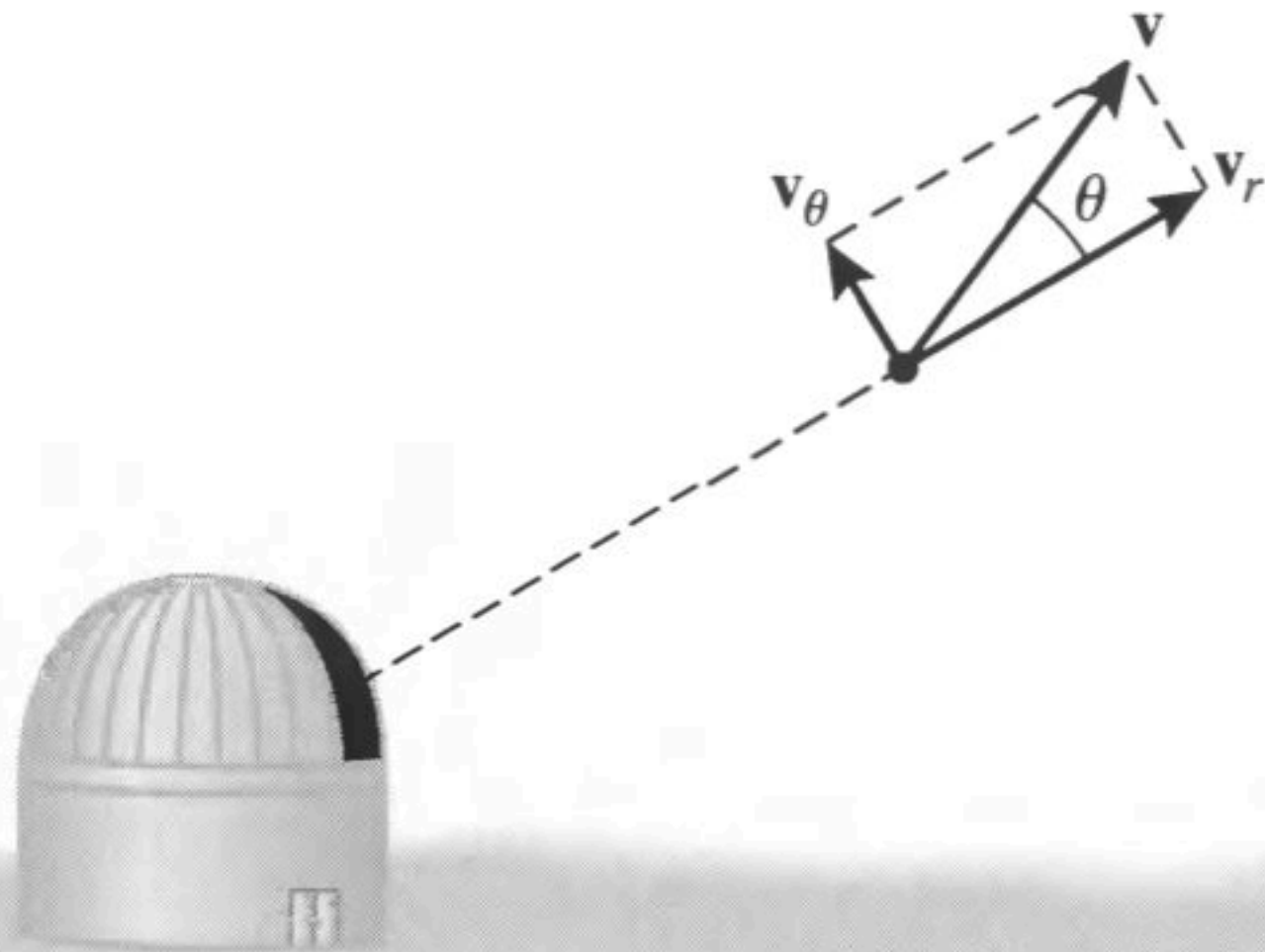


FIGURE 1.15 The components of velocity.

v_r is the star's radial velocity and v_θ is the star's transverse velocity.

Exemplo

A estrela Vega tem a linha de $H\alpha$ em 656.251 nm. Qual a vel. *radial*?

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad \rightarrow \quad v = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad \boxed{v = -13,7 \text{ km/s}}$$

Movimento próprio de Vega: $\mu = 0.35077'' \text{ yr}^{-1}$.

$$\mu \equiv \frac{d\theta}{dt} = \frac{v_\theta}{r} \quad (1.15)$$

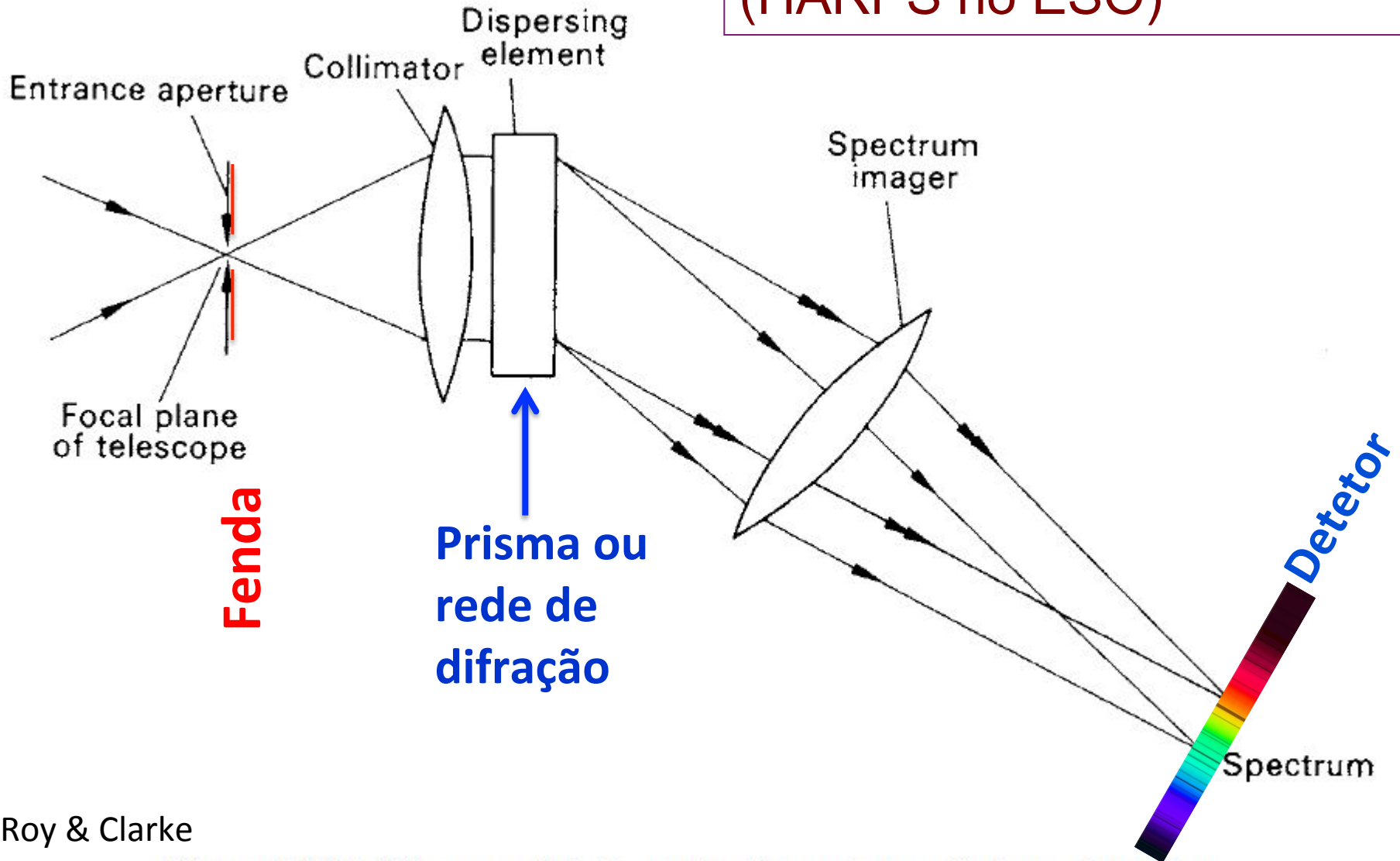
$$r = 7,76 \text{ pc} \quad \rightarrow \quad v_\theta = 12,9 \text{ km/s}$$

Velocidade total
relativa ao Sol:

$$v = \sqrt{v_r^2 + v_\theta^2} = 19.0 \text{ km s}^{-1}$$

Espectrógrafo

Melhores espectrógrafos têm uma precisão de 1m/s (HARPS no ESO)



Fenda

Prisma ou rede de difração

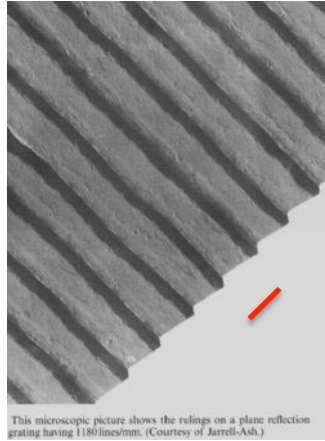
Detetor

Spectrum

Figure 19.12. The essential elements of an astronomical spectrometer.

Elemento dispersor da luz: prisma ou rede

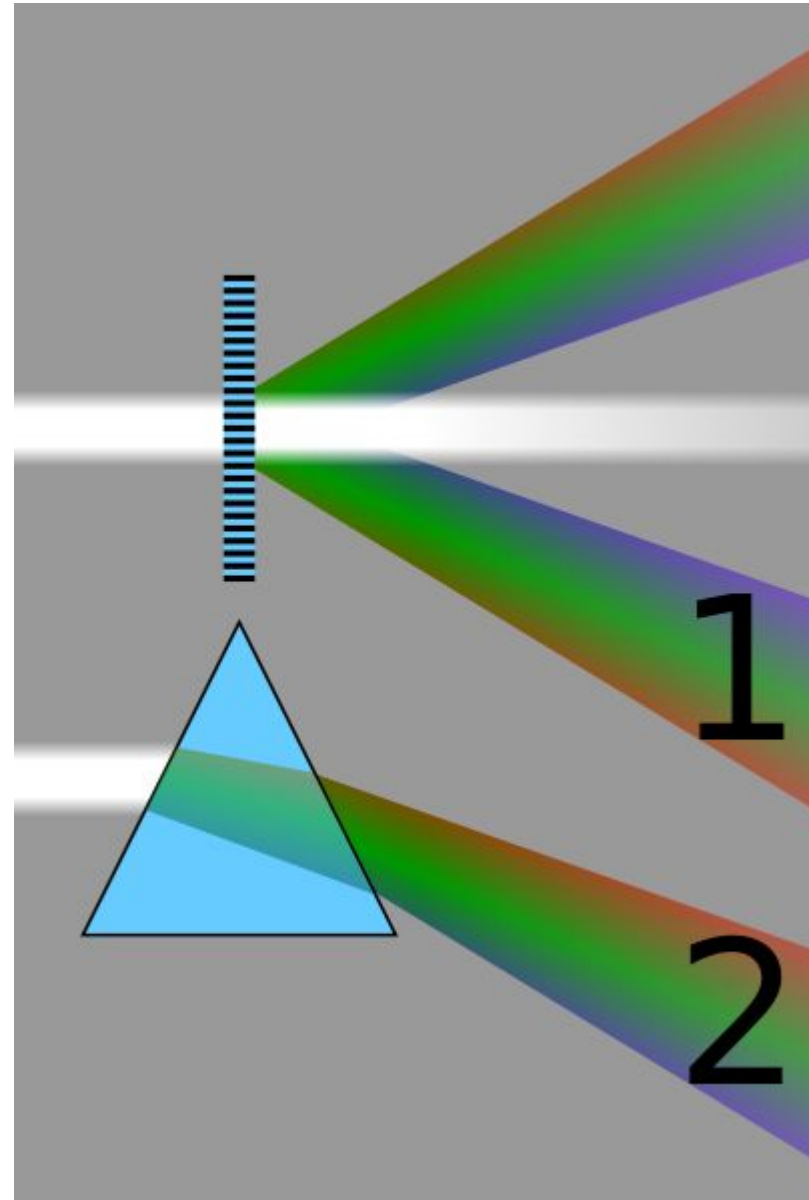
- Rede de difração:
difração + interferência



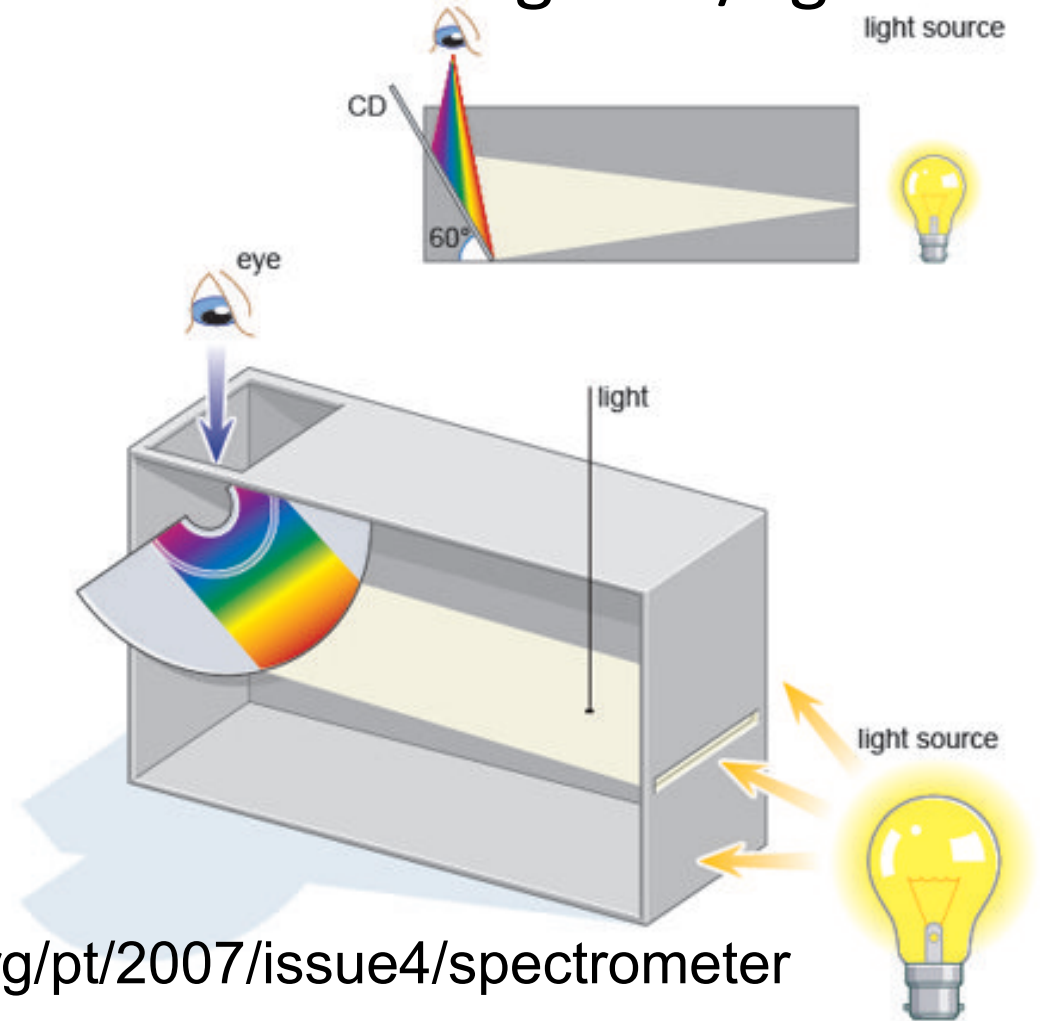
$$\underline{d} \sin \theta = n\lambda \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{nN}$$

- Prisma: refração diferencial



Se quiser, pode trocar a nota de uma das 3 primeiras provinhas pela construção de um espectrógrafo de “rede” usando um CD ou DVD. Entrega: 20/ago



<http://www.scienceinschool.org/pt/2007/issue4/spectrometer>

<https://www.exploratorium.edu/snacks/cd-spectroscope>

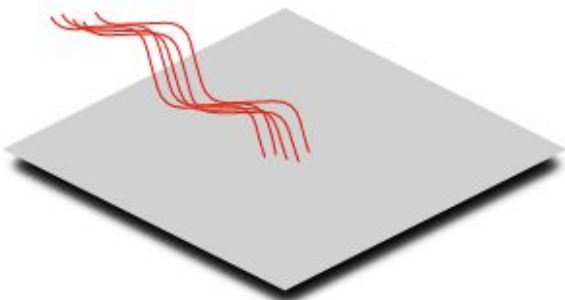
5.2 Fótons

A constante de Planck h é a base da descrição moderna da matéria e energia → **Mecânica Quântica**

Efeito fotoelétrico → na incidência de fótons em uma dada superfície, elétrons são ejetados com energia cinética K_{\max} , que não depende da intensidade da luz, porém K_{\max} varia em função da frequência ν (ou λ) da luz incidente.

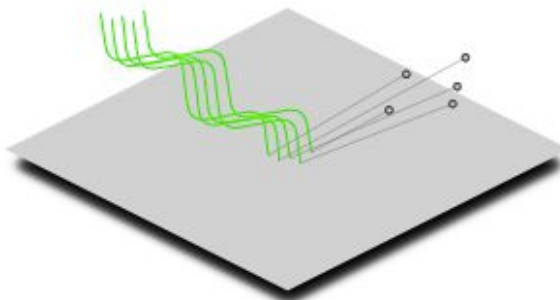
λ vermelho

ν baixa (não ejeta e^-)



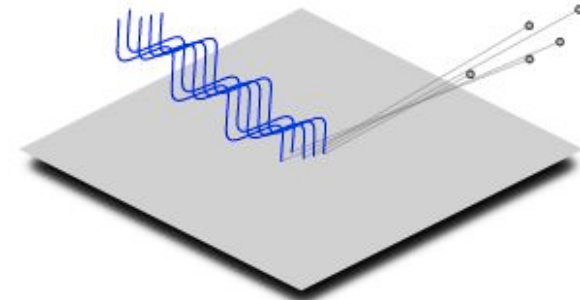
λ verde

ν adequada para ejetar e^-

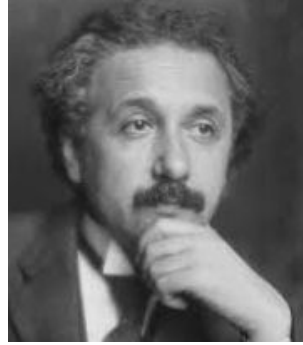


λ azul

ν adequada e e^- mais energeticos



Efeito fotoelétrico



Einstein explicou o efeito fotoelétrico como sendo devido a um “feixe de partículas sem massa”
→ **fótons** com energia:

$$E_{\text{fóton}} = h\nu = hc/\lambda$$

A energia do fóton é transferida para um elétron da superfície, superando sua energia de ligação (ϕ) → elétron ejetado

$$K_{\text{max}} = E_{\text{foton}} - \phi = h\nu - \phi$$

Exemplo de Aplicação

Calcule a energia de um fóton de luz azul (400 nm), visível (500 nm) e vermelho (700 nm)

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \simeq \frac{1240 \text{ eV nm}}{400 \text{ nm}} = 3.10 \text{ eV}$$

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \simeq \frac{1240 \text{ eV nm}}{500 \text{ nm}} = 2.48 \text{ eV} \quad \sim 4 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \simeq \frac{1240 \text{ eV nm}}{700 \text{ nm}} = 1.77 \text{ eV}$$

$$hc = 1240 \text{ eV nm}$$

Quantos fótons visíveis (500 nm) são emitidos por uma lâmpada de 100 Watts? $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$

Rpta: $2,52 \times 10^{20}$ fótons/s

Exemplo de Aplicação

Calcule a frequência (em Hz) e a energia (em eV) para cada comprimento de onda, referente a diferentes regiões espectrais

Região	λ	ν (Hz)	E (eV)
Raios-X	10 Å	$3 \cdot 10^{17}$	$1,24 \cdot 10^3$
Ultravioleta	1216 Å	$2,47 \cdot 10^{15}$	10.2
Visível	5000 Å		
Infravermelho	25 μm		
Rádio	15 m		

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}; h = 6,63 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}, 1 \text{ Å} = 0,1 \text{ nm} = 10^{-8} \text{ cm}$$

$$1 \text{ eV} = 1,60184 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,60184 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Efeito Compton (*evidência de que a luz tem natureza de partícula*).

Compton mediu a diferença em λ de “fótons” de raios-X espalhados por elétrons livres.

A energia do fóton relacionada com o momento (p)

$$E_{\text{foton}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = pc$$

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$$

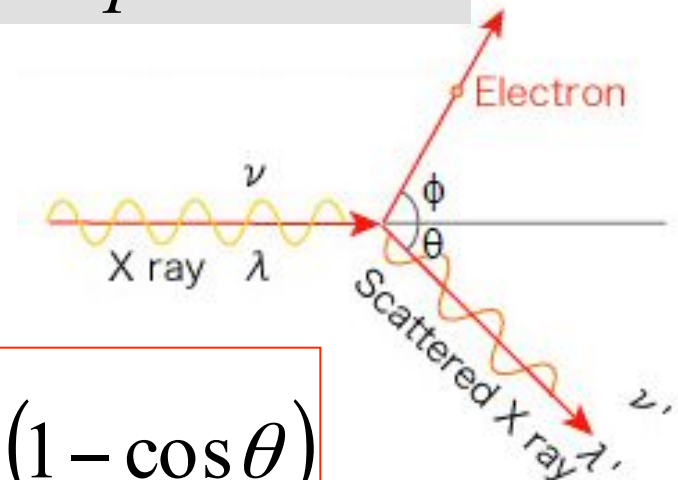
O fóton é espalhado na direção θ e e^- com o ângulo ϕ . Com a perda de energia, o λ do fóton aumenta:

$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta)$$

m_e = massa do elétron $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 0,00243\text{nm}$ ← Comprimento de onda de Compton



Arthur Compton
(1892-1962)



5.3 Modelo do átomo de Bohr

Johann Balmer (1825-1898) descobriu empiricamente como reproduzir o comprimento de onda de linhas visíveis do hidrogênio, hoje conhecidas como linhas de Balmer:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{onde } n = 3, 4, 5 \dots \text{ e } m < n$$

$R_H = 1,09677583 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

Os comprimentos de onda do hidrogênio:

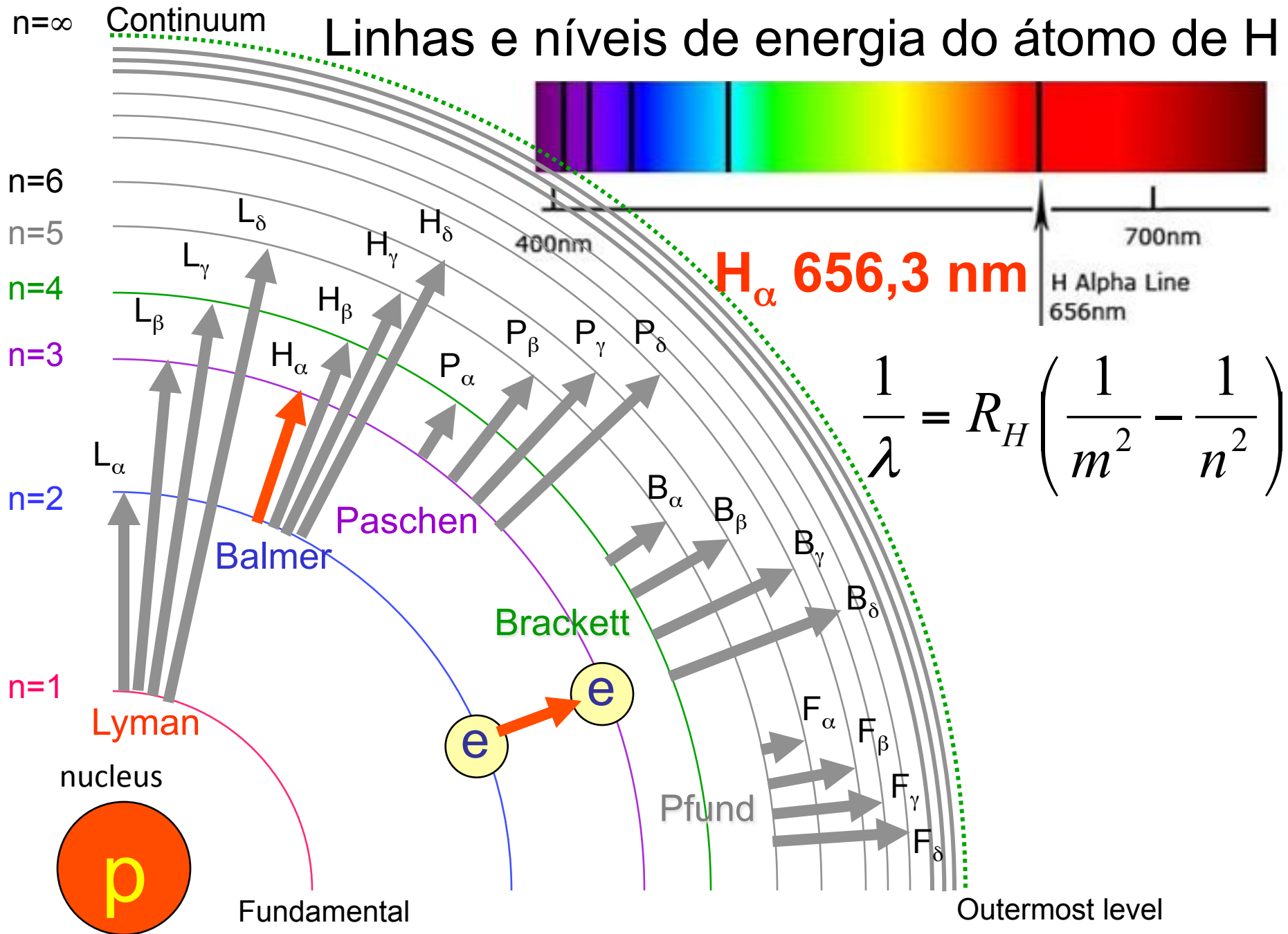
Diferentes linhas espectrais, em função dos diferentes níveis a partir do qual se dá a transição:

$n = 1$: série de **Lyman**, denominadas $\text{Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$, $\text{Ly}\gamma$ (**linhas do UV**);

$n = 2$: série de **Balmer**, denominadas $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, ... (**espectro visível**);

$n = 3$: série de **Paschen**, denominadas $\text{P}\alpha$, $\text{P}\beta$, ... (**infravermelho**).

Linhas e níveis de energia do átomo de H



H_α 656,3 nm

H Alpha Line
656nm

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Fundamental

Outermost level

- Modelo de Átomo de Bohr: elaborado para resolver o problema do modelo de Rutherford.

 elétron em órbita circular perde energia

Propõe que somente certas órbitas discretas sejam permitidas e que em tais órbitas o elétron não emite radiação.



Niels Bohr
(1885 – 1962)

Órbitas definidas por valores discretos do **momento angular**:

$$m v r = n \frac{h}{2\pi} \quad n = 1, 2, \dots, \text{etc.}$$

$$\frac{h}{2\pi} = \hbar = 1,054571596 \times 10^{-34} \text{ J s}$$

onde **m** é a massa do elétron; **r** o raio do movimento circular com velocidade **v**, em torno do núcleo.

Para avaliar o movimento do sistema elétron-próton, utilizamos a lei de Coulomb \rightarrow atração elétrica entre duas cargas q_1 e q_2 separadas por uma distância r :

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{r}$$

onde $\epsilon_0 = 8,854187817 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ (permissividade elétrica) [farads/m]

Considere o elétron e o próton, de massas m_e e m_p , e cargas e^- e e^+ , girando em torno de um centro de massa comum. A massa reduzida será:

$$\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p} = \frac{(m_e)(1836.15266 m_e)}{m_e + 1836.15266 m_e} = 0,999455679 m_e$$

e a massa total $M = m_e + m_p = m_e + 1836,15266 m_e = 1,0005446 m_p$

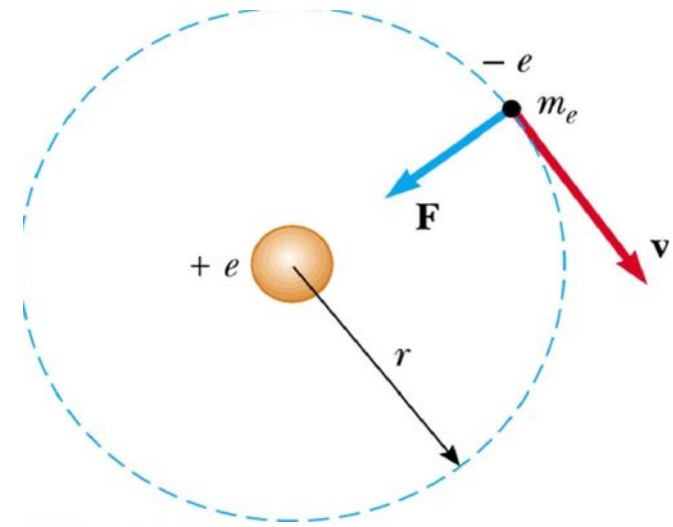
Como $M \approx m_p$ e $\mu \approx m_e$, podemos considerar sistema composto de próton de massa M e elétron de massa μ

Da segunda lei de Newton, $\vec{F} = \mu \vec{a}$

a aceleração centrípeta: $\vec{a} = \frac{v^2}{r} \hat{r}$

implica em:

$$\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{r} = -\mu \frac{v^2}{r} \hat{r} \quad \rightarrow \quad -\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \hat{r} = -\mu \frac{v^2}{r} \hat{r}$$



Então a energia cinética: $K = \frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{1}{8\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r}$

e a energia potencial será: $U = -\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r} = -2K$

$$U = -G \frac{Mm}{r} \quad (2.14)$$

A energia total do átomo será:

$$E = K + U = K - 2K = -K = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

Usando a quantização do momento angular: $L = \mu v r = n\hbar$

A expressão da energia cinética pode ser reescrita:

$$\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{1}{2} \frac{(\mu v r)^2}{\mu r^2} = \frac{1}{2} \frac{(n\hbar)^2}{\mu r^2}$$



$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{\mu e^2} n^2 = a_0 n^2$$

ou seja, serão
possíveis **apenas**
algumas órbitas
(em função de n^2)

onde $a_0 = 5,291772083 \times 10^{-11} \text{ m} = 0,0529 \text{ nm}$ é o raio de Bohr

- A **energia total de um elétron na órbita n** será dada pela combinação da energia cinética com a energia potencial:

$$E_n = -\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -13,6 \frac{1}{n^2} \text{ eV}$$

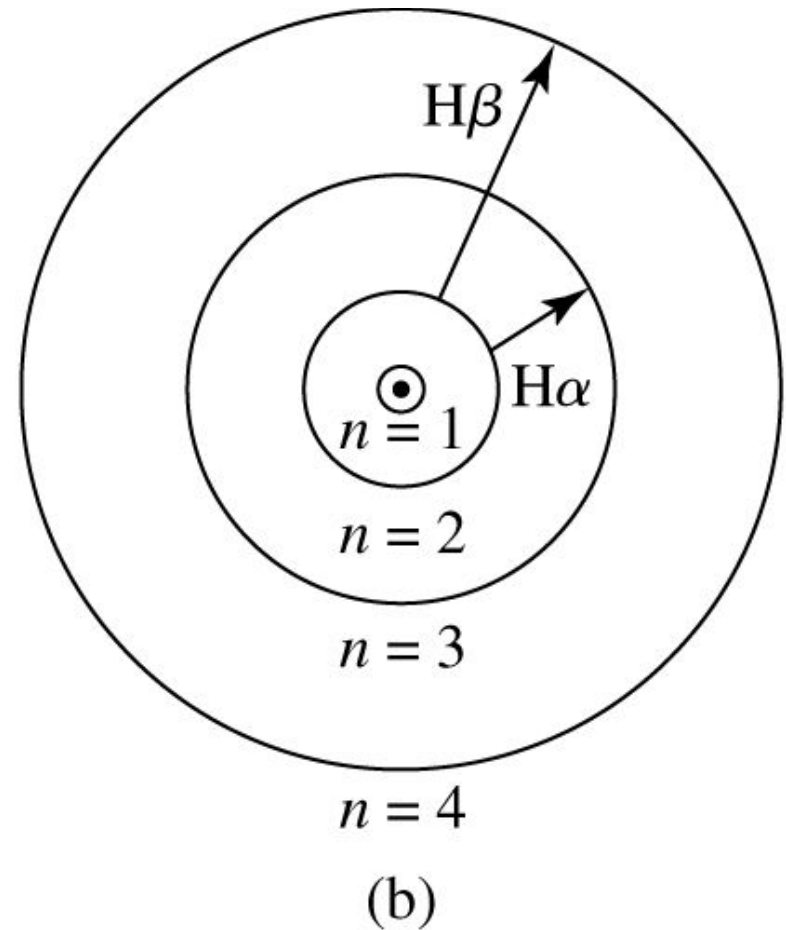
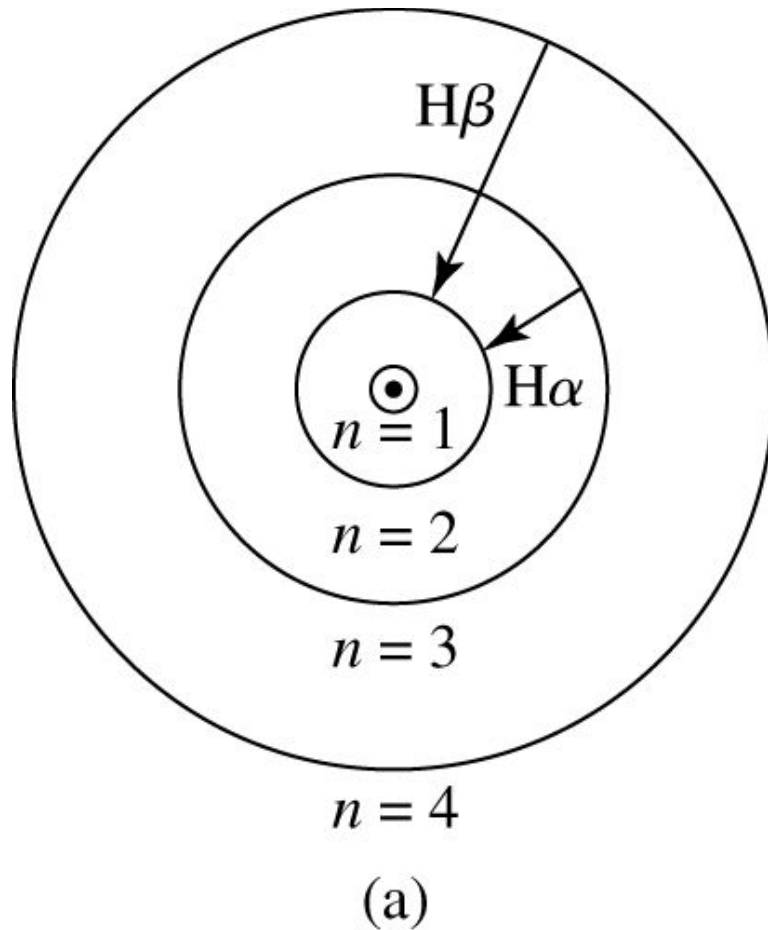
- O sistema é considerado ligado enquanto a energia do nível for $E_n < 0$.
- À medida que $n \rightarrow \infty$, $E \rightarrow 0$

Quando $E > 0$, o elétron **não fica ligado** ao núcleo.



estado ionizado

Linhas espectrais aparecem quando o elétron muda de nível de energia:
(a) emissão, (b) absorção



$$E_n = -\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -13.6 \text{ eV} \frac{1}{n^2}$$

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{high}} - E_{\text{low}}$$

$$\frac{hc}{\lambda} = \left(-\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n_2^2} \right) - \left(-\frac{\mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n_1^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

Comparando com a expressão obtida por Balmer, para as linhas de H, temos a constante de Rydberg para o hidrogênio:

$$R_H = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} = 10967758,3 \text{ m}^{-1}$$

Exemplo: Cálculo do comprimento de onda da linha H α

Qual é o λ do **fóton emitido** quando um elétron do átomo de H de Bohr passa por uma transição da órbita $n=3$ para $n=2$?

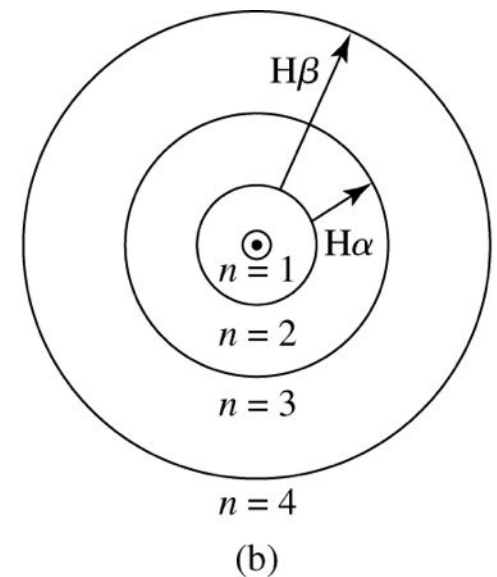
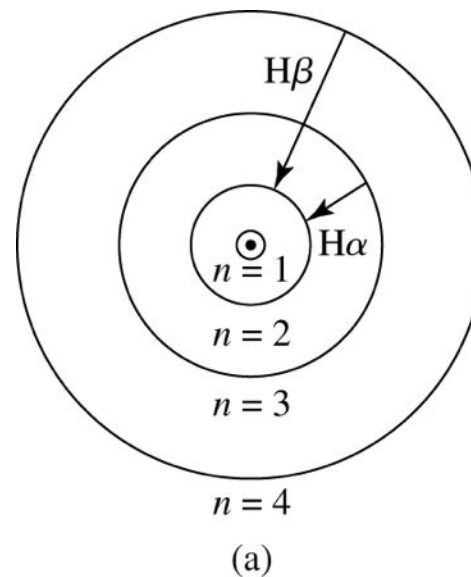
$$\Delta E = E_3 - E_2: \quad \Delta E = \frac{hc}{\lambda} = -13,6 \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{2^2} \right) \text{ eV}$$

Levando a $\lambda = 656,469$ nm no vácuo, que é 0,03% discrepante do valor medido no ar: $\lambda = 656,281$ nm.

Usando o índice de refração $n_{ar} = \frac{c}{v_{ar}} = 1,000297$

$$\frac{\lambda_{ar}}{\lambda_{vácuo}} = \frac{v_{ar}}{c} = \frac{1}{n_{ar}} \quad \longrightarrow \quad \lambda_{ar} = \frac{\lambda_{vácuo}}{n_{ar}} = \frac{656,469}{1,000297} = 656,275 \text{ nm}$$

Após a revolução quântica, as leis de Kirchoff foram melhor explicadas:

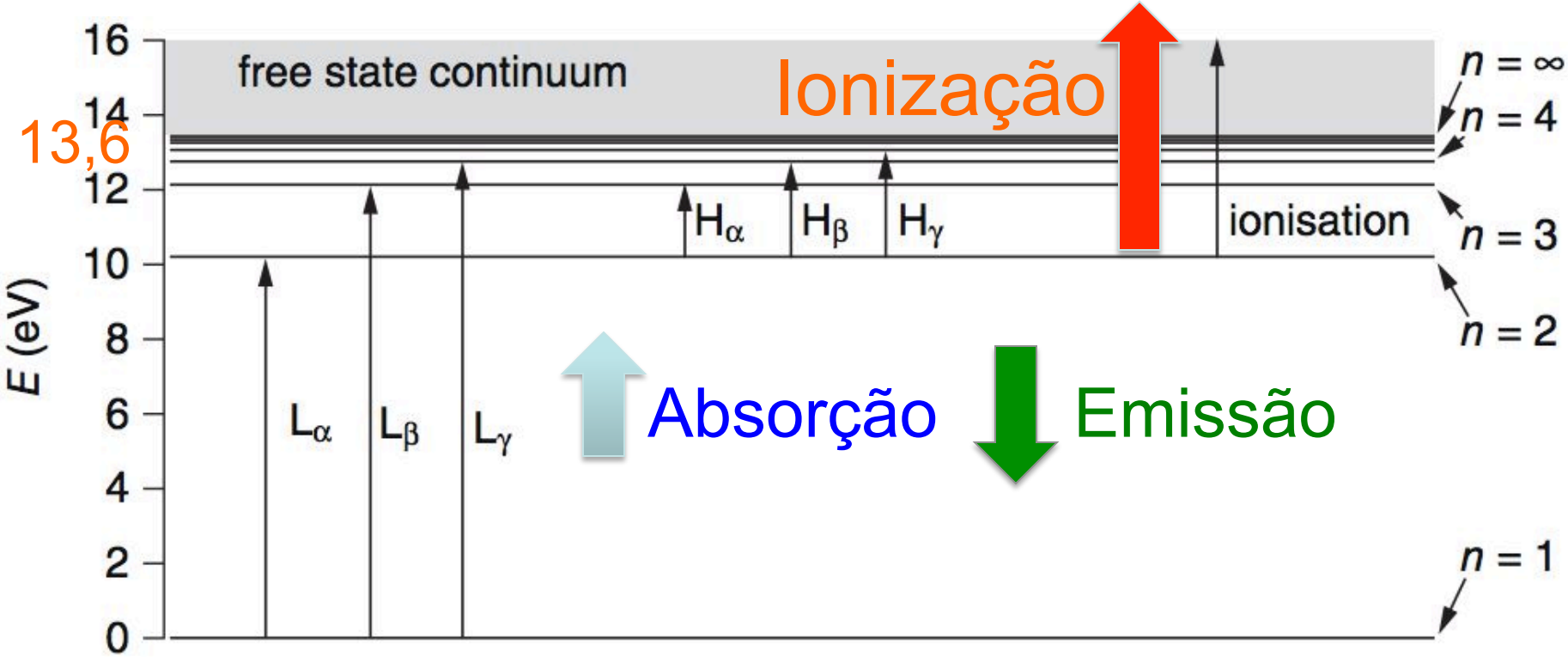


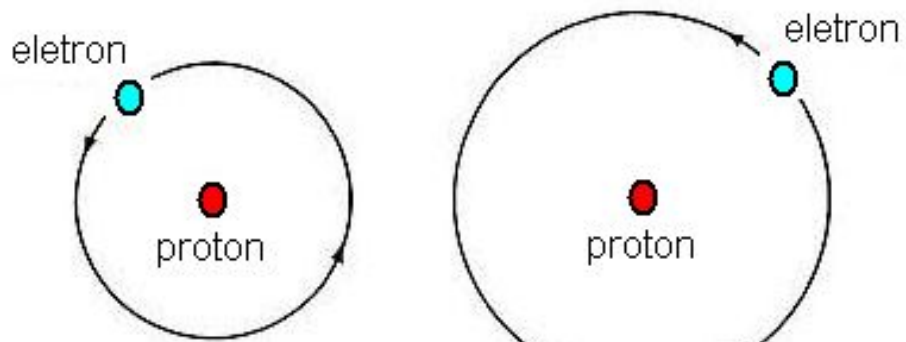
1ª. Um gás denso (ou um sólido) a alta temperatura produz um espectro contínuo, descrito por $B_\lambda(T)$ com $\lambda_{\text{máx}}$ definido pelo deslocamento de Wien;

2ª. Um gás quente e difuso produz **linhas brilhantes de emissão**, quando um elétron decai de um nível de energia mais alto para um mais baixo, emitindo um fóton de energia ΔE ;

3ª. Um gás frio em frente a uma fonte de espectro contínuo produz **linhas escuras de absorção** quando um elétron sobe para um nível de energia mais alto, após absorver um fóton com energia ΔE .

Fóton de alta energia pode ionizar o átomo

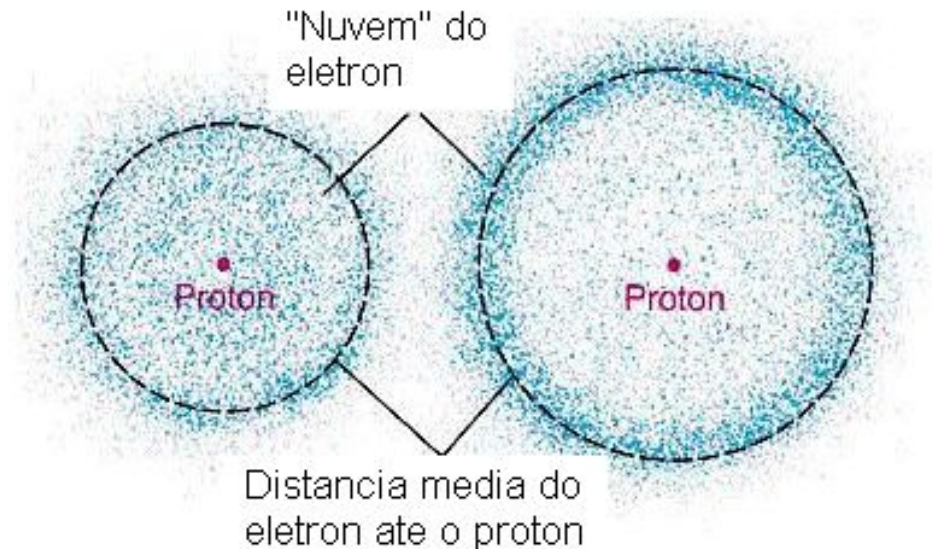




(a) estado fundamental

(b) estado excitado

A visão moderna do átomo de hidrogênio



(a) estado fundamental

(b) estado excitado

5.4 Mecânica Quântica e a dualidade partícula-onda

Frequência e comprimento de onda de de Broglie: aplicação da dualidade partícula-onda na natureza.

Fótons carregam energia e momento:

$$\nu = \frac{E}{h}$$

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

Toda a matéria exibe propriedades de **onda** em sua *propagação* e pode ser caracterizada por uma frequência e comprimento de onda

Exemplo: *uma pessoa de 70 kg correndo a 3 m/s tem $\lambda = 3,2 \times 10^{-36} \text{ m}$, que é desprezível nas escalas atômicas e do dia-a-dia \rightarrow não sofre difração.*



Louis de Broglie
(1892 – 1987)

Para um elétron: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v} = 0.242 \text{ nm}$

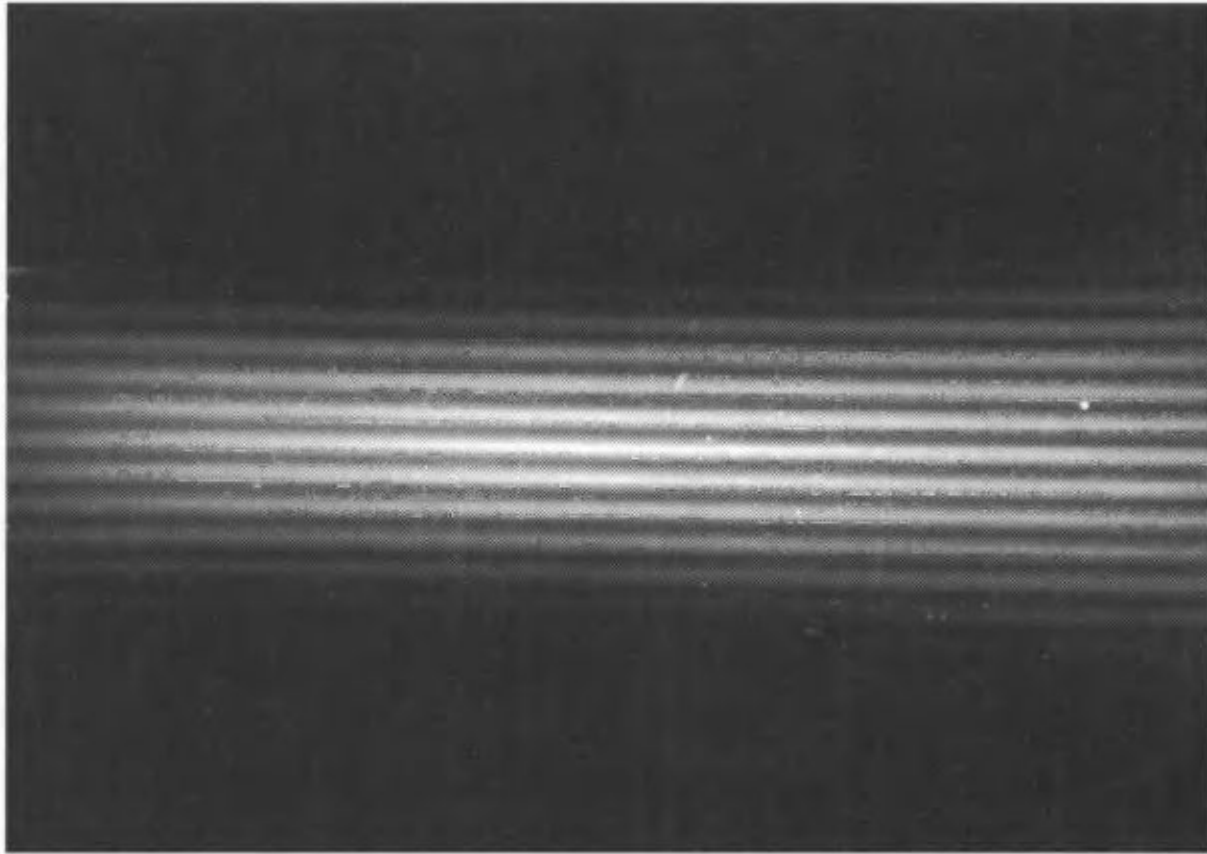
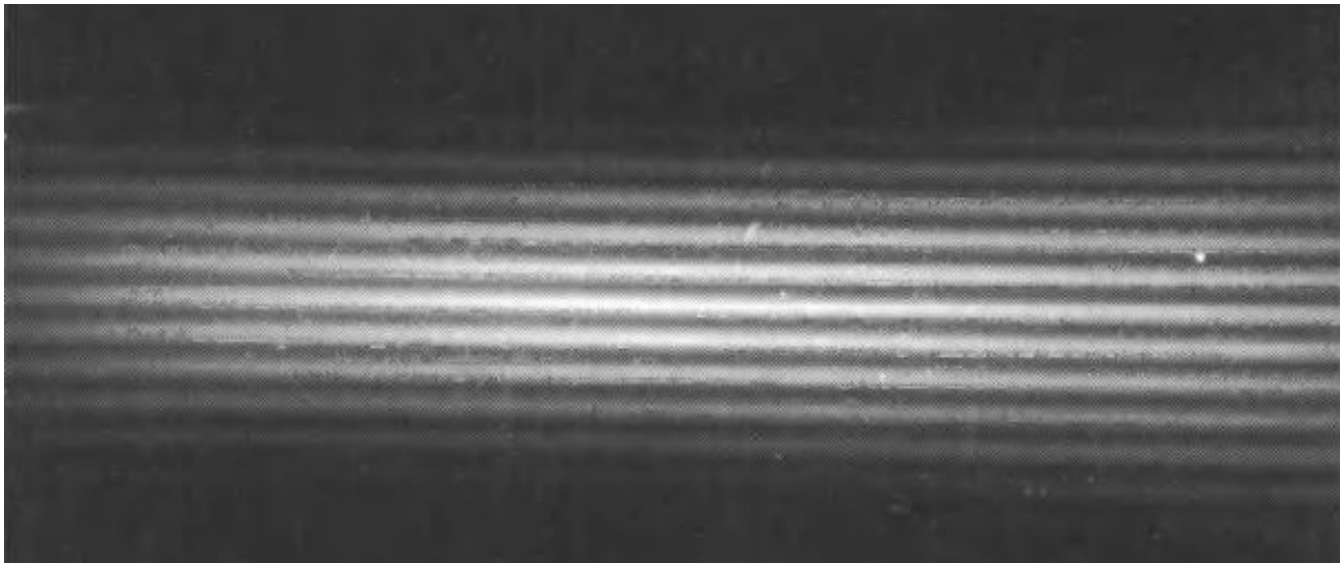


FIGURE 5.9 Interference pattern from an electron double-slit experiment. (Figure from Jönsson, *Zeitschrift für Physik*, 161, 454, 1961.)

A onda (de amplitude Ψ) não fornece informação sobre a posição de determinado elétron ou fóton, mas sim a “probabilidade” $|\Psi|^2$ de encontrar o elétron ou o fóton naquela posição.

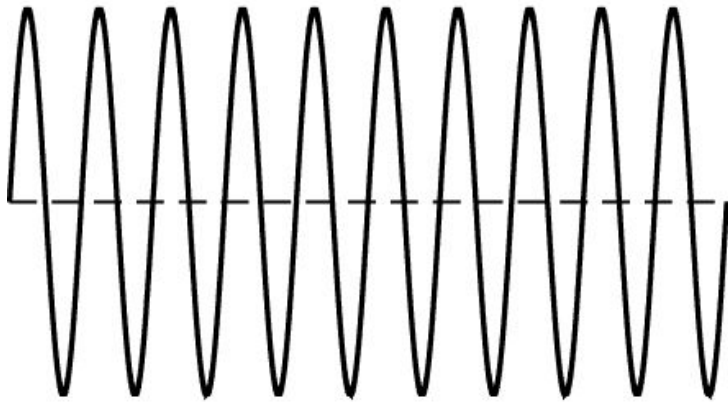
Por exemplo: no experimento de dupla fenda, fótons ou elétrons nunca são encontrados nas posições em que as ondas das fendas 1 e 2 têm interferência destrutiva: $|\Psi_1 + \Psi_2|^2 = 0$



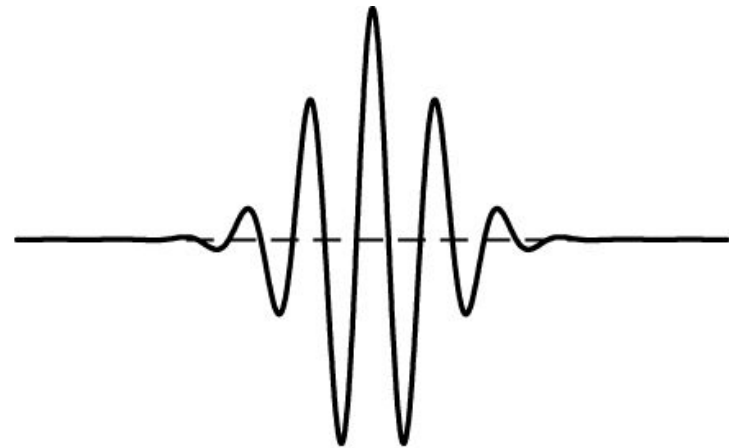
Princípio de Incerteza de Heisenberg

A onda Ψ na fig (a) tem um λ definido, então o **momento** $p = h/\lambda$ da partícula **é exatamente conhecido**. Porém, no intervalo $\Delta x = \pm\infty$ há um grande número de picos igualmente altos \rightarrow **a localização da partícula é incerta**.

A fig. (b) mostra a combinação de várias ondas Ψ , resultando em zero exceto para um certo $\Delta x \rightarrow$ posição é melhor definida mas devido à combinação de $\lambda \rightarrow p$ incerto



(a)



(b)

Werner
Heisenberg
(1901–1976)

A incerteza no momento Δp é inversamente proporcional a Δx , impedindo que ambos sejam bem definidos simultaneamente.

Heisenberg demonstrou:

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{1}{2} \hbar$$

Princípio de Incerteza
de Heisenberg

que pode ser aproximado por:

$$\Delta x \Delta p \approx \hbar$$

sendo similar à incerteza na medida da energia e o intervalo de tempo:

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar$$

O conceito do princípio de incerteza será utilizado no Cap. 9 para definir a largura das linhas espectrais.

Equação de Schrödinger e o átomo da Mecânica Quântica



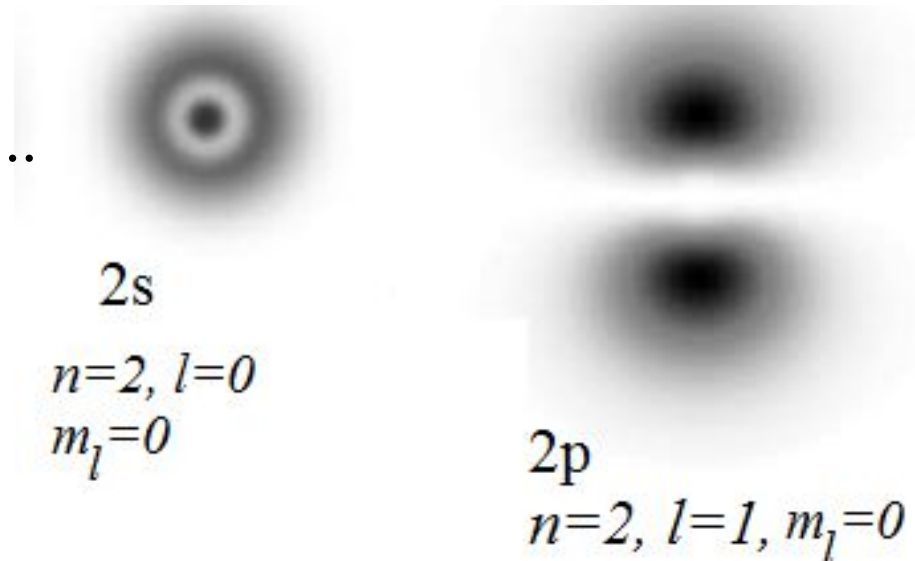
Erwin Schrödinger
(1877–1961)

Para descrever os orbitais do elétron, Schrödinger propôs dois números quânticos a mais: l e m_l , que descrevem o momento angular do átomo:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar$$

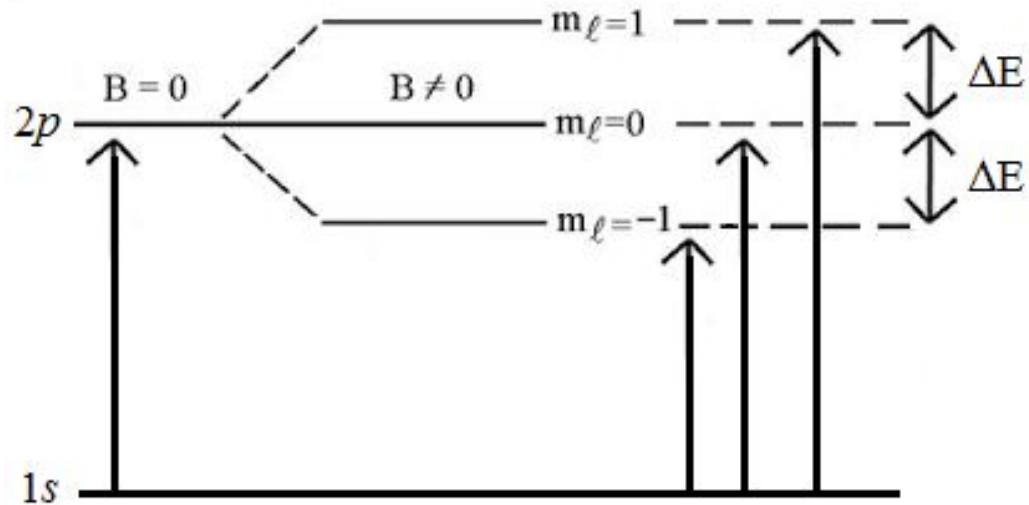
onde $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1) = s, p, d, f, \dots$
 n : principal número quântico que determina a energia.

Por exemplo: $(n = 2, l = 1)$
corresponde ao orbital 2p



The z -component of the angular momentum vector, L_z , can assume only the values $L_z = m_l \hbar$, with m_l equal to any of the $2l + 1$ integers between $-\ell$ and $+\ell$ inclusive. Thus the angular momentum vector can point in $2l + 1$ different directions.

Diferentes orbitais, denominados pelos diferentes valores de l e m_l são chamados **degenerados** se eles têm o mesmo valor do número quântico principal $n \rightarrow$ mesma energia. Transições de elétrons para orbitais degenerados \rightarrow uma mesma linha espectral.



Mas são sensíveis ao **campo magnético** (B) \rightarrow orbitais degenerados com pequenas diferenças em $\Delta E \rightarrow$ divisão das linhas espectrais \rightarrow **Efeito Zeeman**, assumindo 3 possíveis valores de frequência:

$$\nu = \nu_0 \quad \text{e} \quad \nu_0 \pm \frac{eB}{4\pi\mu}$$

onde ν_0 é a frequência na ausência de B e μ é a massa reduzida

Exemplo: Campo magnético das **nuvens interestelares**

muito fraco $B \approx 2 \times 10^{-10} \text{ T}^*$.

Radiotelescópios permitem medir a variação na polarização por meio das componentes Zeeman das linhas de absorção produzidas pelas nuvens de hidrogênio.

Essas linhas apresentam-se “unidas” (*blended*).

A variação na frequência é:
$$\Delta \nu = \frac{eB}{4\pi m_e} = 2,8 \text{ Hz}$$

e a variação total (de um lado até o outro da linha com *blend*) é $2 \times \Delta \nu = 5,6 \text{ Hz}$

Note que para a linha do hidrogênio medida em rádio $\lambda = 21 \text{ cm}$ é $\nu = 1,4 \times 10^9 \text{ Hz}$

(*) relação entre Tesla e Gauss: $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$

O Spin e o Princípio de Exclusão de Pauli

Efeito Zeeman anômalo causa diferentes espaçamentos na divisão das linhas → devido ao **spin do elétron**, cujo momento angular é:

$$S = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$$

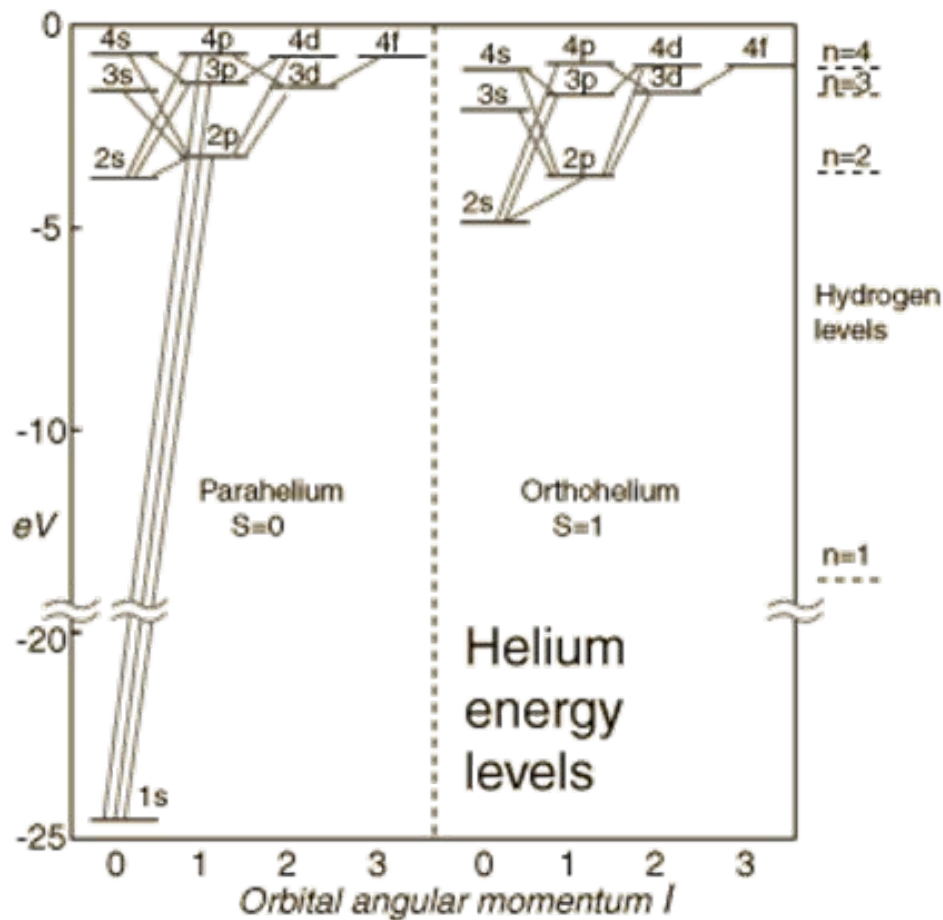
A componente z é $S_z = m_s \hbar$
e os únicos valores possíveis do 4º número quântico são $m_s = \pm 1/2$

Princípio de exclusão → *dois elétrons não ocupam um mesmo estado quântico* (não compartilham um mesmo conjunto de números quânticos).



Wolfgang Pauli
(1900–1958)

Os espectros complexos dos átomos



Níveis eletrônicos do átomo de He.
<http://slideplayer.com/slide/5879841/>

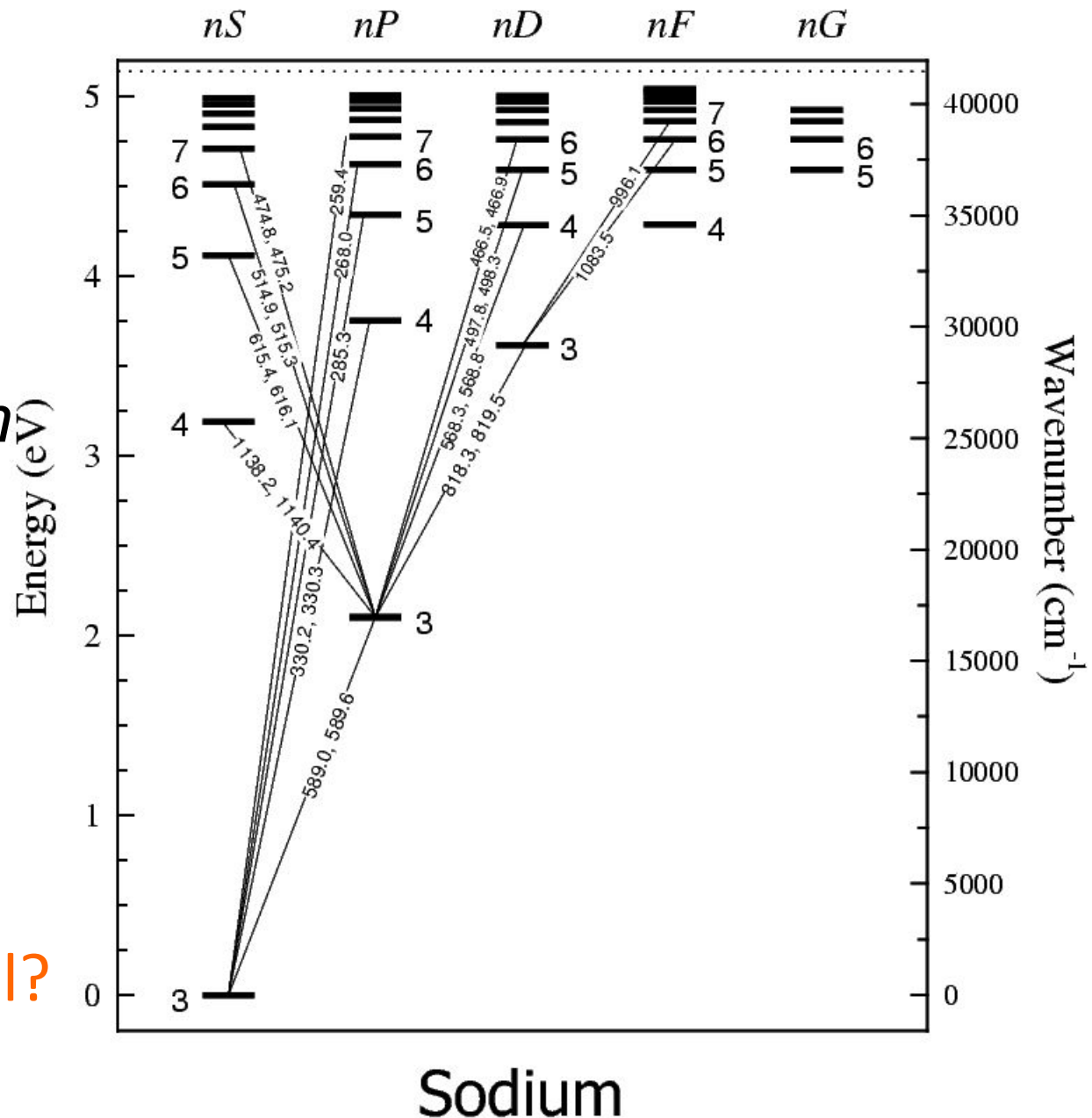
O estado detalhado de cada elétron é descrito por todos os números quânticos:

n , l , m_l , e m_s

Sómente são **permitidas** as transições que seguem algumas regras, como $\Delta l = \pm 1$. Transições fora dessas regras são chamadas **proibidas**, que podem ocorrer numa escala de tempo muito maior, em ambientes astrofísicos de muito baixa densidade.

Diagrama de níveis de energia
(*term* ou *Grotrian diagram*)
para o Na I

Qual a chance de ocupar (popular) determinado nível?



Sodium

http://128.104.164.100/data/e_sodium.gif

Z : 11

Ioniz. Pot. : 5.138 eV

ground state : $1s^2 2s^2 2p^6 3s$

BIBLIOGRAFIA

- Carrel & Ostlie (2007, Cap. 5)
- Karttunen et al. (1997, Cap. 5)
- “Astronomia: Uma Visão Geral” (EDUSP) Cap. 2