

O fóton e a emissão estimulada: dois ingredientes para o laser

Helder Crespo

CLOQ/Departamento de Física

Faculdade de Ciências, Universidade do Porto



Resumo

- Os precedentes
 - Maxwell e a luz
 - Planck & Bohr
- A teoria da Radiação de Einstein, em dois actos
 - A quantificação da radiação e o efeito fotoelétrico (1905)
 - O regresso (1917)
 - Emissão estimulada
 - Coeficientes de Einstein
- O Laser
 - Ganho e inversão da população
 - Mode-locking e lasers de femtosegundos
 - Óptica não-linear
 - Relógios ópticos e o Prémio Nobel da Física 2005



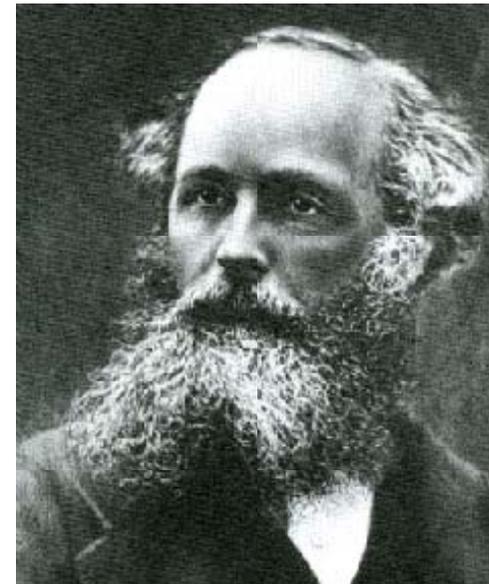
James Clerk Maxwell e a luz

Maxwell **unificou** a electricidade e o magnetismo através das suas famosas equações, e mostrou que **a luz é uma onda electromagnética**:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

onde \vec{E} é o campo eléctrico, \vec{B} é o campo magnético e c a velocidade da luz.



James Clerk Maxwell
(1831-1879)



As equações de Maxwell podem reduzir-se à equação de onda para o campo eléctrico

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

a qual tem uma solução simples de onda plana:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) \propto \cos(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})$$

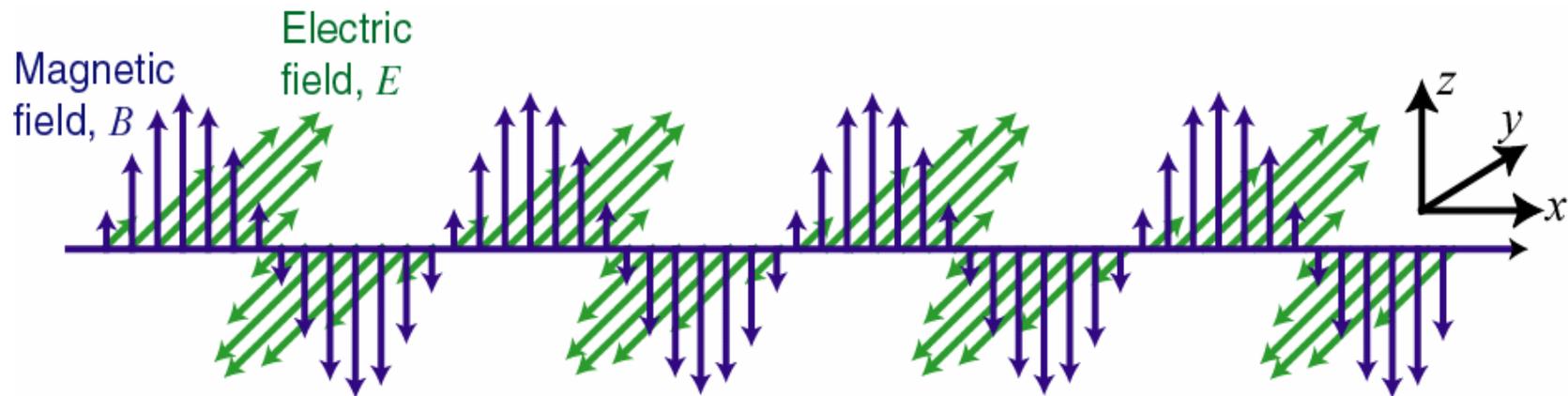
$$\text{onde } c = \omega / |\vec{k}|$$

(o mesmo é válido para o campo magnético).



A luz como onda electromagnética

Os campos eléctrico (E) e magnético (B) estão em fase.



O campo eléctrico, o campo magnético e a direcção de propagação são todos perpendiculares entre si.

Donde provém a luz?

- As equações de Maxwell (i.e., a equação de onda) descrevem a propagação da luz
- Mas donde provém a luz?
- Algum tipo de matéria terá que ser a fonte da luz, o que é conseguido à custa de uma “polarização” material:

$$\vec{P}(t) = Nq\vec{x}_q(t)$$

De notar que a polarização da matéria é análoga à polarização da luz, no sentido em que origina a emissão de luz com a mesma direcção de polarização.

onde N é a densidade de partículas carregadas do meio, q é a carga de cada partícula, e $\vec{x}_q(t)$ é a posição da carga. Assume-se aqui que todas as cargas são iguais e com igual movimento.



Equações de Maxwell num meio material

A polarização induzida, \vec{P} , corresponde à contribuição do meio material e pode ser incluída nas equações de Maxwell:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}\end{aligned}$$

O termo adicional vai assim afectar a equação de onda:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 Nq \frac{\partial^2 \vec{x}_q}{\partial t^2}$$

A polarização é o “termo de fonte” que nos diz qual a luz que vai ser emitida pelo meio.

De notar que a polarização induzida, logo $\vec{x}_q(t)$, aparece derivada duas vezes. Mas $\partial^2 \vec{x}_q / \partial t^2$ não é mais que a aceleração das cargas

São então as cargas aceleradas que emitem a luz!

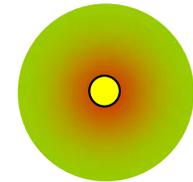
Fontes de luz

Cargas eléctricas aceleradas emitem luz...

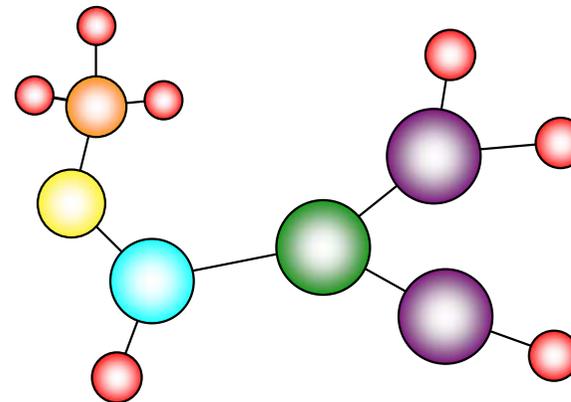
- Carga linearmente acelerada 
- Radiação de sincrotrão - luz emitida por partículas carregadas ao serem deflectidas por um campo magnético   \vec{B}
- *Bremsstrahlung* ("radiação de travagem") - luz emitida quando partículas carregadas colidem com outras partículas carregadas  

... mas a maioria da luz produzida no Universo provém de vibrações atômicas e moleculares

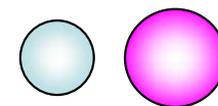
- Electrões oscilam em torno dos núcleos
“Alta” frequência: $\sim 10^{14} - 10^{17}$ ciclos por segundo (Hz).



- Núcleos das moléculas vibram uns relativamente aos outros
Frequência intermédia:
 $\sim 10^{11} - 10^{13}$ Hz.

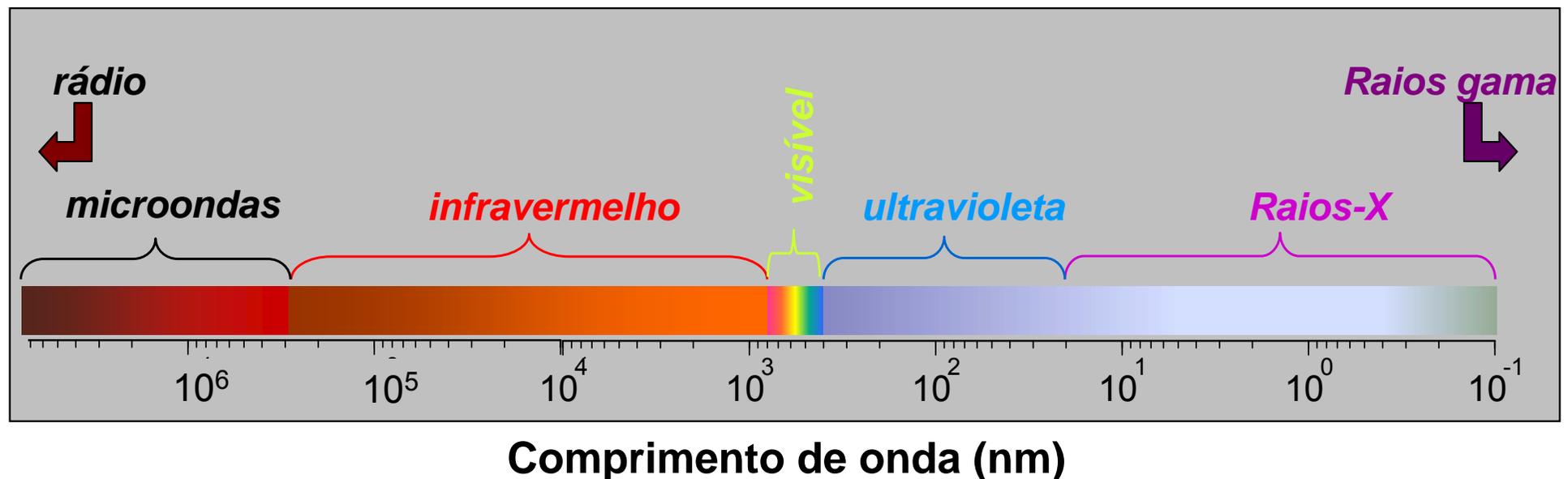


- Núcleos das moléculas rodam
Baixa frequência: $\sim 10^9 - 10^{10}$ Hz.



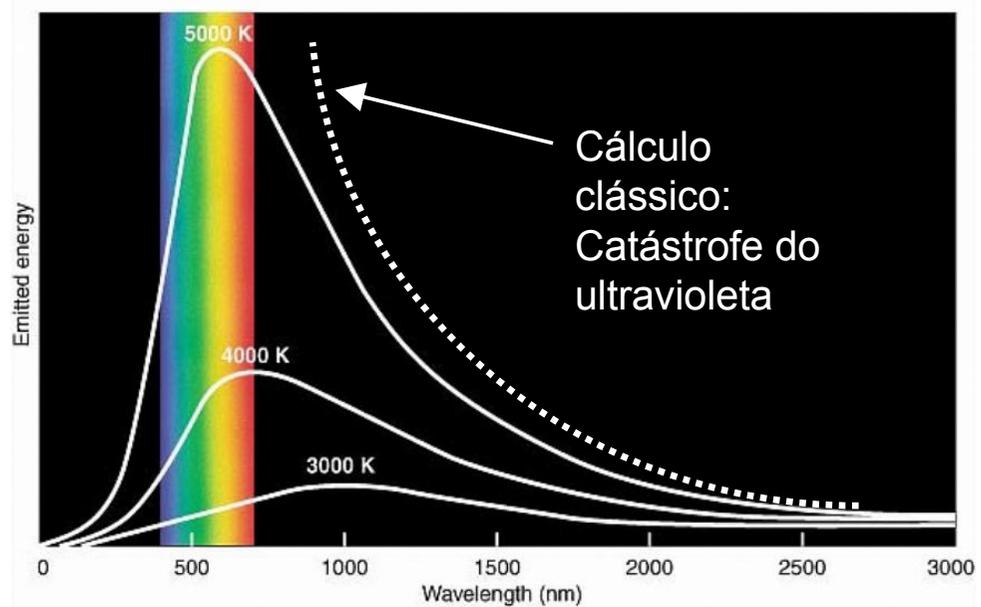
O espectro electromagnético

- O nosso conhecimento da natureza provém, em grande parte, de informação que chega até nós na forma de radiação electromagnética
- Esta radiação estende-se ao longo de todo o espectro:



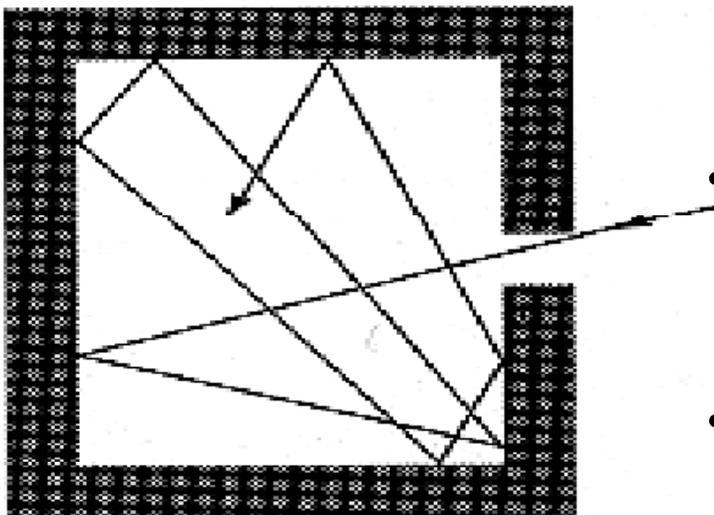
A teoria de Einstein descreve precisamente os processos fundamentais responsáveis pela geração desta radiação

No entanto...



- A teoria clássica (lei de Rayleigh-Jeans) não permitia explicar o espectro da radiação produzida por um corpo mantido a uma dada temperatura
- O problema da 'radiação do corpo negro' manteve-se até ao princípio do Séc. XX

A radiação do corpo negro



- A radiação do corpo negro é emitida por um corpo aquecido, o qual é então tudo menos negro...
- Para atacar o problema, assume-se que o corpo é uma caixa cheia de moléculas, as quais, juntas, podem ter transições a qualquer comprimento de onda
- O nome deriva do facto de se assumir que o corpo consegue absorver luz de qualquer comprimento de onda, pelo que parecerá escuro (a baixas temperaturas)
- *Equilíbrio Térmico*: taxas de emissão e absorção de radiação (dois processos elementares) terão que ser iguais

PROBLEMA: Os cálculos efectuados com base no electromagnetismo davam resultados incorrectos (catástrofe do ultravioleta; energia infinita) e incompatíveis com a experiência.

Planck e os quanta



Max Planck

Para resolver o problema, Planck propôs:

A energia radiante dos osciladores que compõem o corpo só pode ser trocada em *quanta* (múltiplos inteiros de uma quantidade elementar), cuja energia seria proporcional à frequência da luz:

$$E = h\nu$$

frequency of radiation, sometimes written as f
giving expression $E = hf$.

Quantum energy
of a photon.

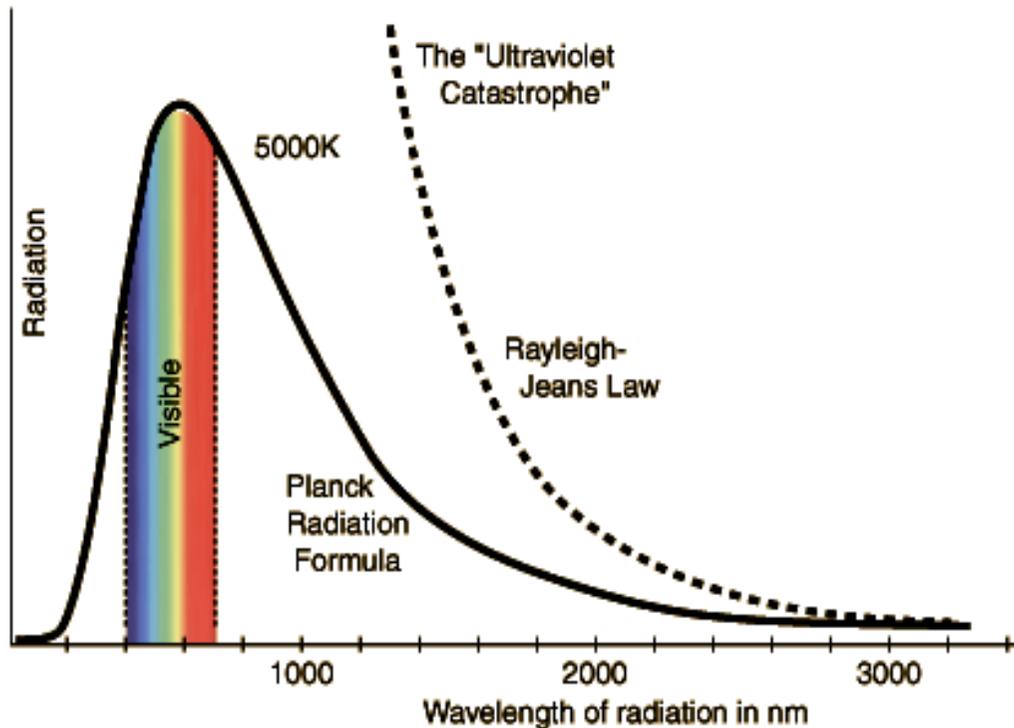
$h = \text{Planck's constant} = 6.626 \times 10^{-34} \text{ Joule}\cdot\text{sec} = 4.136 \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$

Assim, modos de maior frequência (energia) estariam menos povoados, o que evitaria a catástrofe da lei de Rayleigh-Jeans.

Planck dividiu espaço de fases dos osciladores que compõem o corpo negro em pequenos volumes finitos: nasceram assim os **quanta**



A teoria de Planck ajusta-se perfeitamente aos resultados experimentais, mas...



Lei de Planck da radiação

$$I = \frac{[2\pi h\nu^3]}{\{\exp[h\nu / k_B T] - 1\}}$$

$$I_\lambda = \frac{[2\pi hc^2 / \lambda^5]}{\{\exp[hc / \lambda k_B T] - 1\}}$$

Leis “associadas”:

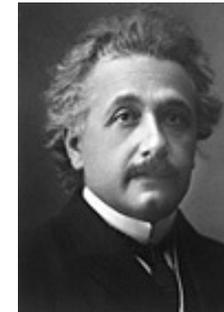
- Lei de Wien's: $\lambda \propto 1/T$.
- Lei de Stephan-Boltzmann:

Energia total $\propto T^4$

Planck não gostou muito do resultado:

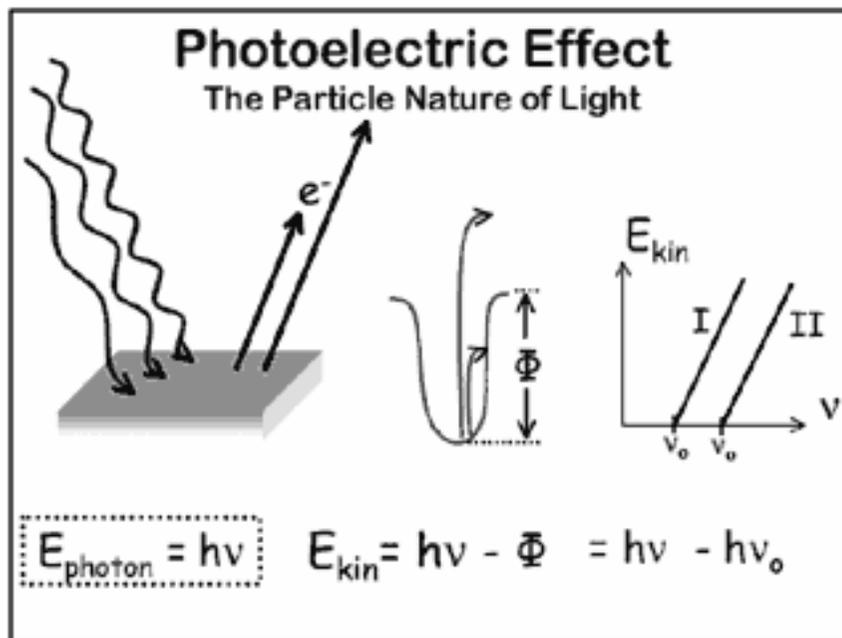
- Considerou-o um “truque matemático” que permitia chegar à expressão certa
- Continuou a pensar que a física era contínua por natureza, e para ele a quantificação não exigia qualquer explicação física.

Einstein (1905)



Einstein postulou a quantificação da própria energia electromagnética por forma a obter a primeira interpretação do efeito fotoelétrico.

“... in the propagation of a light ray emitted from a point source, the energy is not distributed continuously over ever-increasing volumes of space, but consists of a finite number of energy quanta localized at points of space that move without dividing, and can be absorbed or generated only as complete units.”



UC Berkeley's Digital Chem1A

Secção 8. “On the Production of Cathode Rays by Illumination of Solids”

Teoria baseada na analogia entre a entropia da radiação térmica e de um sistema de partículas

Milikan tentou verificar a não-validade da teoria de Einstein, mas acabou por medir a constante de Planck com um erro de 0.5%... e ganhou o Nobel com isso



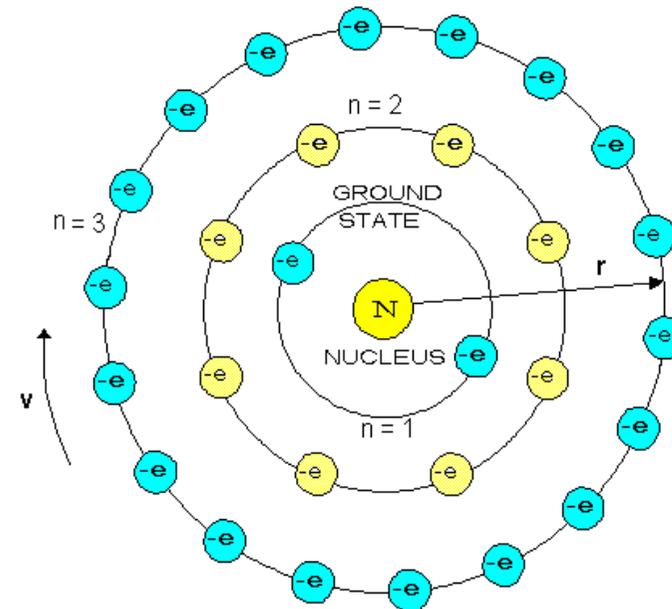
O átomo de Bohr



Apesar do desagrado inicial de Planck, a hipótese quântica foi rapidamente usada por Einstein para explicar o [efeito fotoelétrico](#), tornou-se parte da [Teoria de Bohr](#) para os espectros atômicos discretos, e viria a tornar-se uma fundação da moderna teoria quântica

Niels Bohr (1913) – publica o seu modelo atômico (estados estacionários), onde postula:

- Os electrões são obrigados a manter-se em níveis fixos de energia e só podem trocar quanta com o exterior;
- O momento angular dos electrões está quantificado



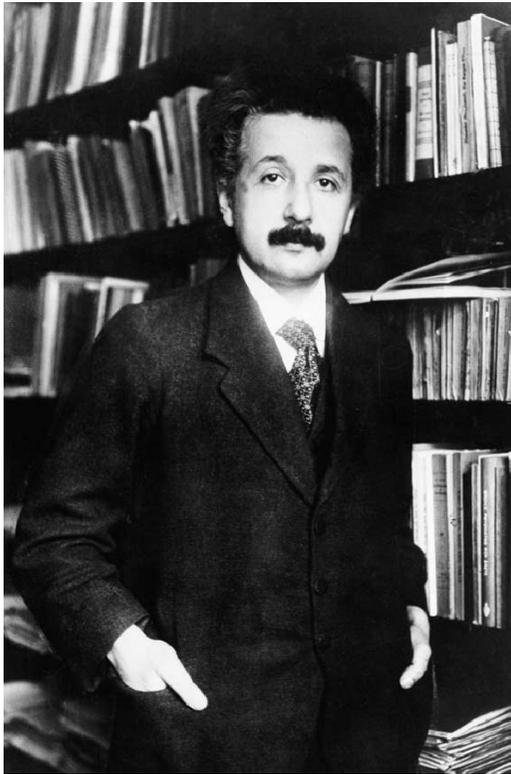
THE BOHR MODEL OF THE ATOM
THE ANGULAR MOMENTUM OF EACH ELECTRON = $Mvr = nh / (2\pi)$

“Como compatibilizar este resultado com a teoria de Planck para o corpo negro?”



“Sobre a Teoria Quântica da Radiação”

A. Einstein Phys. Z. 18, 121 (1917)



Zur Quantentheorie der Strahlung.

Von A. Einstein¹⁾.

Die formale Ähnlichkeit der Kurve der chromatischen Verteilung der Temperaturstrahlung mit Maxwell'schen Geschwindigkeits-Verteilungsgesetz ist zu frappant, als daß sie lange hätte verborgen bleiben können. In der Tat wurde bereits W. Wien in der wichtigen theoretischen Arbeit, in welcher er sein Verschiebungsgesetz

$$\rho = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (1)$$

ableitete, durch diese Ähnlichkeit auf eine weitergehende Bestimmung der Strahlungsformel geführt. Er fand hierbei bekanntlich die Formel

$$\rho = \alpha \nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (2)$$

welche als Grenzgesetz für große Werte von

The opening paragraph of Einstein's 1917 paper, "On the Quantum Theory of Radiation."

A teoria de Einstein considera os processos através dos quais os estados de energia e momento de um gás atingem o equilíbrio térmico com um campo de radiação.

Fonte: D. Klepper, "Rereading Einstein on Radiation", *Physics Today* (February 2005)



Ingredientes da Teoria de Einstein

- Einstein não tomou como ponto de partida a bem conhecida lei de radiação de Planck
- Em vez disso, assumiu que os átomos estão em equilíbrio térmico, e calculou as propriedades do campo de radiação necessário à manutenção do equilíbrio

O campo obtido acabou por ser exactamente o previsto pela lei de Planck!

- Usou apenas alguns ingredientes (todos clássicos menos um):
 - A lei de deslocamento de Wien
 - A distribuição canónica de Boltzmann
 - O teorema de Poynting
 - A reversibilidade microscópica
 - O conceito de ‘estados estacionários’ proposto por Bohr
- Propôs um **terceiro** processo elementar de interacção entre radiação e matéria (para além da absorção e emissão já referidos)

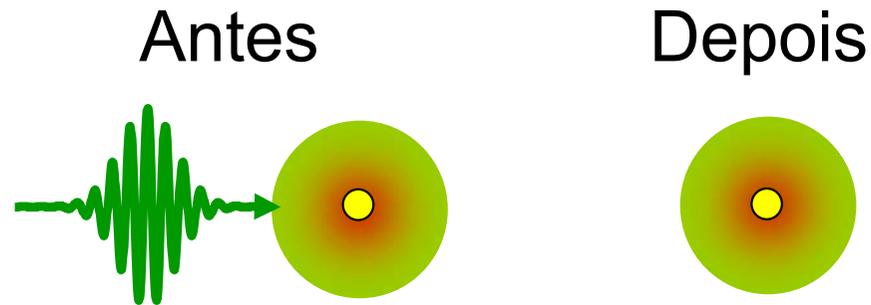
A partir destes elementos, construiu uma descrição completa dos processos fundamentais e das propriedades do fóton (partícula com energia e momento)!



Teoria de Einstein: processos elementares

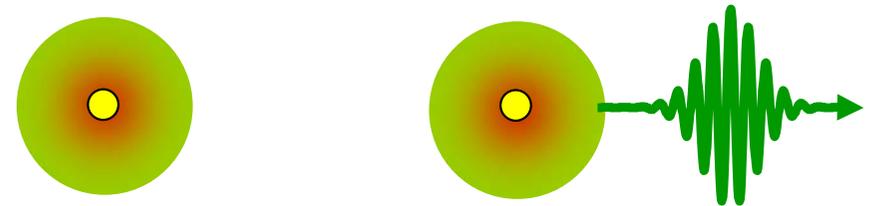
Absorção

... de 1 fóton com energia $\Delta E = h\nu$
 $= E_2 - E_1 \rightarrow$ átomo transita para um estado excitado



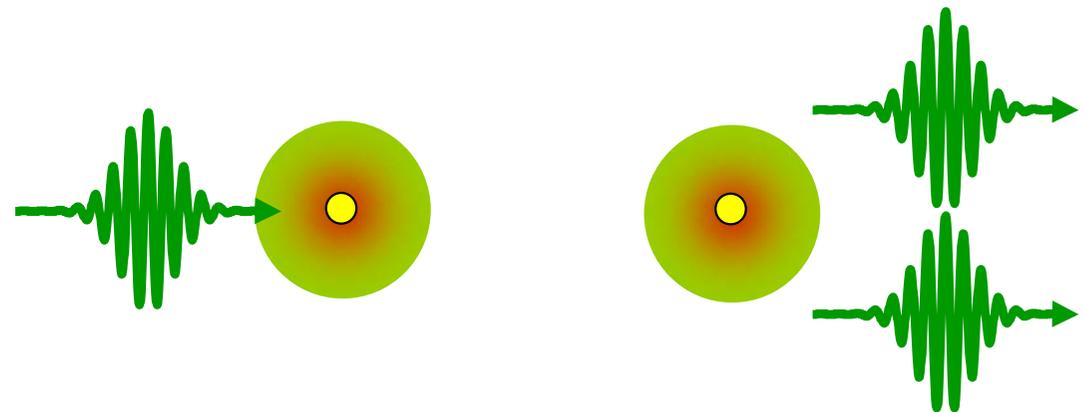
Emissão espontânea

Átomo num estado excitado tem uma **probabilidade constante** de transitar para um estado inferior, emitindo 1 fóton ΔE



Emissão estimulada

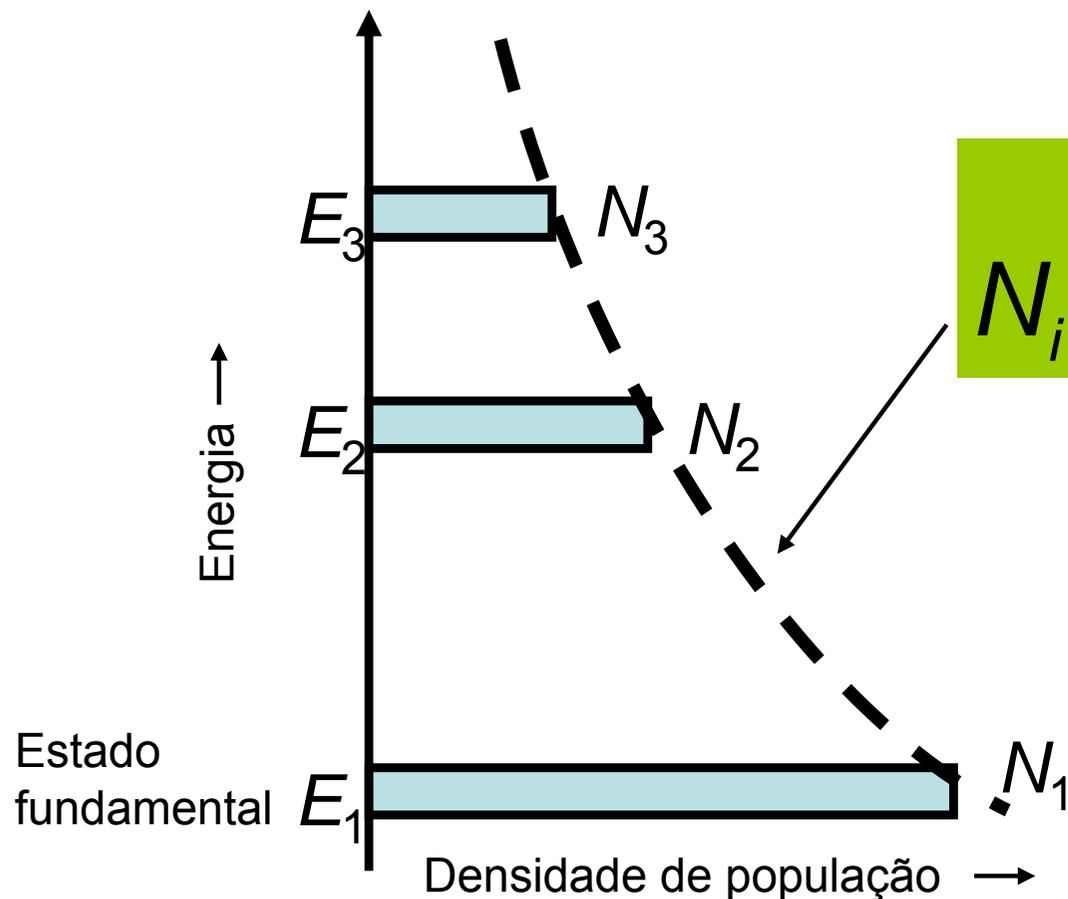
Átomo excitado + fóton incidente:
aumento da probabilidade de emissão
Fóton emitido é idêntico ao incidente!



\rightarrow Amplificação da luz!

A distribuição de Boltzmann

como aproximação às distribuições quânticas



$$N_i \propto e^{-\frac{E_i}{k_B T}}$$

N_i é a densidade de átomos (moléculas) num dado nível de energia (ou seja, número de átomos por cm^3).

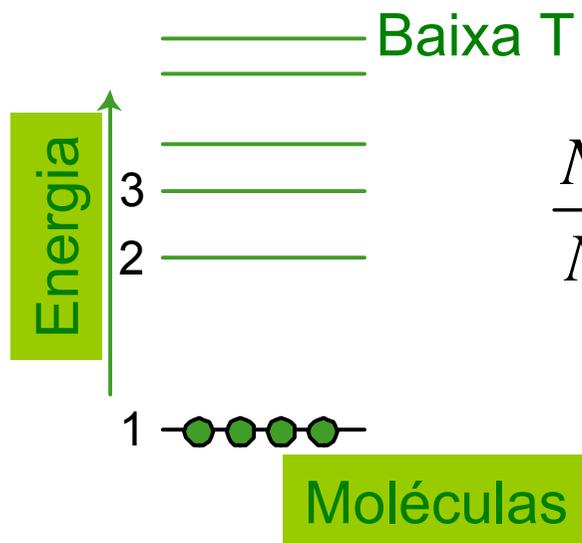
T é a temperatura do sistema, e k_B é a constante de Boltzmann.

Quando o número de partículas por estado quântico (ocupação) é muito inferior à unidade, as distribuições quânticas (Fermi-Dirac e Bose-Einstein) tendem para a distribuição clássica (de Boltzmann)... mas em 1917, Einstein arriscou...

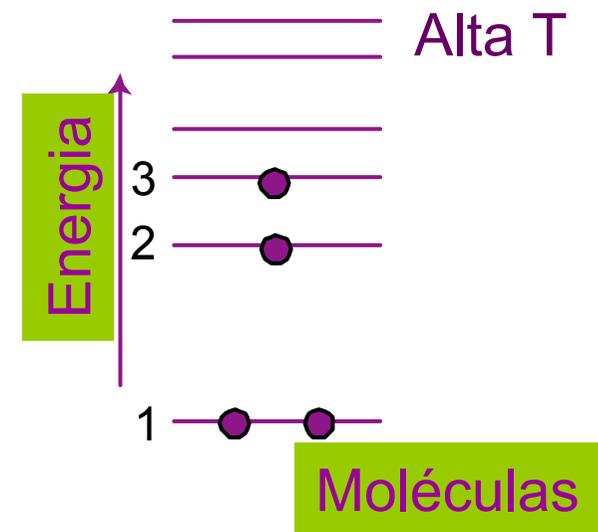
A distribuição de Maxwell-Boltzman

Na ausência de colisões, as moléculas tendem a manter-se no estado com energia mínima.

As colisões podem levar uma molécula para um estado com maior energia; quanto maior for T, mais frequente é este processo.



$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\exp[-E_2 / k_B T]}{\exp[-E_1 / k_B T]}$$



No equilíbrio, a razão entre as populações dos 2 primeiros estados é:

$$N_2 / N_1 = \exp(-\Delta E / k_B T), \quad \text{onde } \Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$$

Em consequência, os estados de maior energia estão sempre menos povoados que o estado fundamental → **absorção > emissão estimulada.**

Coeficientes de Einstein

In 1917, Einstein considerou as várias taxas (probabilidades) de transição entre dois estados moleculares (por exemplo, os estados 1 e 2) na presença de radiação (luz) com uma dada irradiância (“intensidade”), I :

$$\text{Absorção} = B_{12} N_1 I \quad \rightarrow \text{depende de } I$$

$$\text{Emissão espontânea} = A N_2 \quad \rightarrow \text{não depende de } I$$

$$\text{Emissão estimulada} = B_{21} N_2 I \quad \rightarrow \text{depende de } I$$

No equilíbrio, a taxa de transições “para cima” terá que igualar a taxa de transições “para baixo”:

$$B_{12} N_1 I = A N_2 + B_{21} N_2 I$$

Usando a distribuição de Maxwell-Boltzmann

Reescrevendo:

$$(B_{12} I) / (A + B_{21} I) = N_2 / N_1 = \exp[-\Delta E / k_B T]$$



Coeficientes A e B de Einstein e a radiação do corpo negro

Resolvendo em ordem à irradiância: $(B_{12} I) / (A + B_{21} I) = \exp[-\Delta E/k_B T]$

Rescrevendo: $B_{12} I \exp[\Delta E/k_B T] = A + B_{21} I$

ou: $I = A / \{B_{12} \exp[\Delta E/k_B T] - B_{21}\}$

ou: $I = [A/B_{21}] / \{ [B_{12}/B_{21}] \exp[\Delta E/k_B T] - 1 \}$

Quando $T \rightarrow \infty$, I **deverá ter o mesmo comportamento**. Resulta então que $\exp[\Delta E/k_B T] \rightarrow 1$.

Assim: $B_{12} = B_{21} \equiv B \leftarrow$ coef. “p/ cima” = coef. “p/ baixo”!

e: $I = [A/B] / \{ \exp[\Delta E/k_B T] - 1 \}$

“Eliminando” A/B :
(comparando com
lei de Planck)

$$I = \frac{[2\pi h\nu^3]}{\{ \exp[h\nu/k_B T] - 1 \}}$$

(onde $\Delta E = h\nu$)

→ **Distribuição de Planck!**



O papel da emissão estimulada

- Sem emissão estimulada, os mesmos argumentos resultariam na lei de Wien, a qual é empiricamente inválida (catástrofe do infravermelho).
- Ao introduzir a emissão estimulada, Einstein “criou” um novo problema: agora a **emissão espontânea** parecia algo estranho (“como é que um átomo sabe que tem que decair?”)
- Não se sabia como calcular A directamente, e Einstein sabia disto. O problema seria resolvido por Dirac em 1924, no âmbito da teoria quântica de campo: a emissão espontânea resulta do acoplamento entre o átomo e as flutuações quânticas do vazio...

Ainda assim...

Coeficientes A e B estão relacionados!

Conhecendo B (calcula-se pela teoria quântica de perturbações dependentes do tempo), ficamos a saber A , sem necessidade de usar TQC!

$$\frac{B_{km}}{B_{mk}} = 1 \qquad \frac{A_{mk}}{B_{mk}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \propto \omega^3$$

$$B_{km} = B_{mk} \qquad A_{mk} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_{mk}$$

(para dois níveis quaisquer m e k)

Sobre a coerência da emissão estimulada

- No início do seu artigo de 1917, Einstein afirma:
“... para o caso da radiação incidente, a magnitude do momento transferido é a mesma [que para o caso da absorção], mas no sentido contrário”
- No entanto, não apresenta ainda uma prova desta afirmação. Mais à frente, e após analisar diversos tópicos, afirma:
“Mais importante parece-me no entanto o resultado do momento transferido para a molécula pela radiação. Se qualquer das nossas hipóteses se alterasse, o resultado seria uma violação da equação (12); parece-me altamente improvável que, sem recorrer às nossas hipóteses [incluindo a da igualdade entre os fótons incidente e emitido por emissão estimulada], seja possível não contrariar esta relação, a qual é exigida pela termodinâmica.”
- Einstein chegou à sua conclusão sobre as características **microscópicas** da emissão estimulada (que não dependem de outros processos) a partir das características **macroscópicas** de um gás de moléculas (as quais são obtidas através de médias temporais).
- O argumento é válido, e as conclusões certamente também, mas seria de esperar que existisse hoje um argumento microscópico para justificar a coerência da emissão estimulada (*segunda quantificação...*)



L.A.S.E.R (M.A.S.E.R.)

- Capaz de gerar luz **coerente** e intensa, fazendo uso da emissão estimulada; ferramenta de base para a geração de impulsos muito curtos (os eventos mais curtos alguma vez produzidos e medidos)
- Duas décadas após a invenção do primeiro laser, a duração dos impulsos foi reduzida 6 ordens de grandeza, dos *nanosegundos* (10^{-9} s) aos *femtosegundos* (10^{-15} s)!
- “**L**ight **A**mplification by **S**timulated etc.” é um acrónimo enganador: o instrumento não é apenas um amplificador, mas sim um gerador – cavidade óptica ressonante capaz de acoplar a luz emitida e o meio amplificador; precisa também de uma fonte de energia (como veremos)



Lasers e Masers: os precedentes

- (1917) Conceito de emissão estimulada, **Albert Einstein**
- (1928) Observação experimental da absorção negativa (ou emissão estimulada), **Rudolf Walther Ladenburg**
- (1930) “Um sistema físico não tem necessariamente que estar em equilíbrio térmico”, **Artur L. Schawlow**

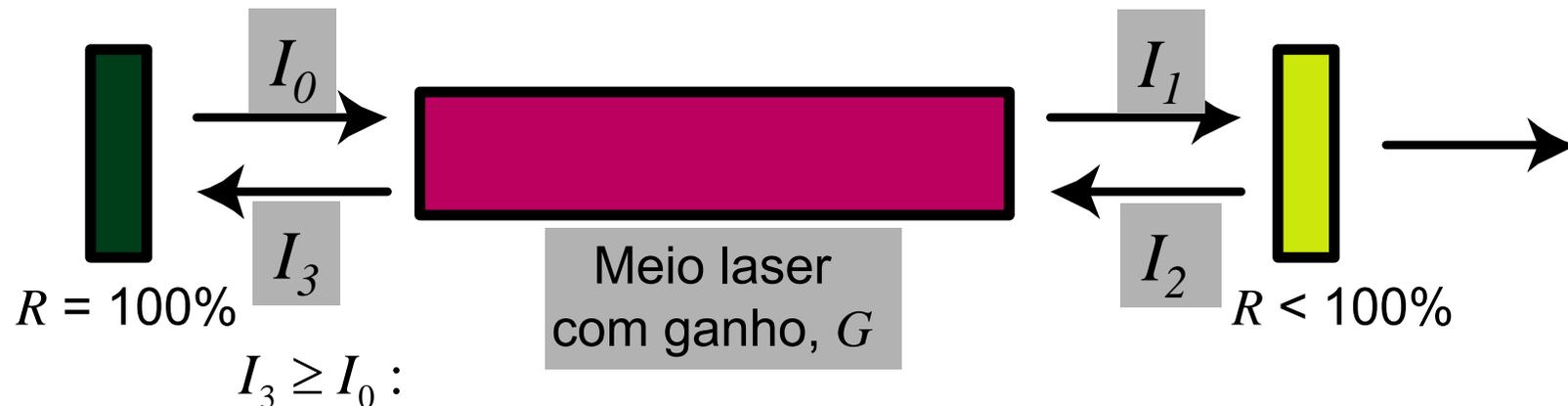


O laser

A laser é um meio capaz de armazenar energia, rodeado por dois espelhos.

Fotões dentro do meio vão produzir emissão estimulada. Se o meio armazenou energia, vai “sair” mais luz do que a que “entra”.

Um espelho parcialmente reflector deixa escapar alguma da luz – é isto o feixe laser.



O laser só pode funcionar se a energia do feixe **aumentar** a cada passagem pelo meio activo, ou seja, se:

$$I_3 = GI_2 = G[RI_1] = G[R\{GI_0\}] = G^2RI_0 \geq I_0$$

Limiar laser: $G^2R \geq 1$ (ganhos > perdas)

Ganho laser

O ganho, G , corresponde à amplificação sentida pelo feixe quando atravessa o meio activo. Se desprezarmos a emissão espontânea (veremos já porquê), obtém-se:

$$\begin{aligned}\frac{dI}{dt} &= c \frac{dI}{dz} = BN_1 I - BN_0 I && \text{[Emissão estimulada menos a} \\ & && \text{absorção]} \\ &= B[N_1 - N_0] I\end{aligned}$$

A solução é: $I(z) = I(0) \exp\left\{\frac{B}{c}[N_1 - N_0]z\right\}$

Podemos assim ter ganho ou perdas exponenciais na intensidade. Normalmente, temos perdas. Mas se existir ganho, podemos defini-lo como:

$$G \equiv \exp\left\{\frac{B}{c}[N_1 - N_0]z\right\}$$



Inversão de população

- “Quando a luz incide num conjunto de átomos, a emissão estimulada e a absorção são igualmente prováveis” (Einstein, 1917)
- Normalmente, ocorre absorção, porque os átomos se encontram no estado fundamental
- Se conseguirmos ter mais átomos excitados que no nível fundamental ($N_1 > N_0$), podemos ter **amplificação** em vez de absorção. A esta situação chamamos:

Inversão de população



Como atingir o limiar laser?

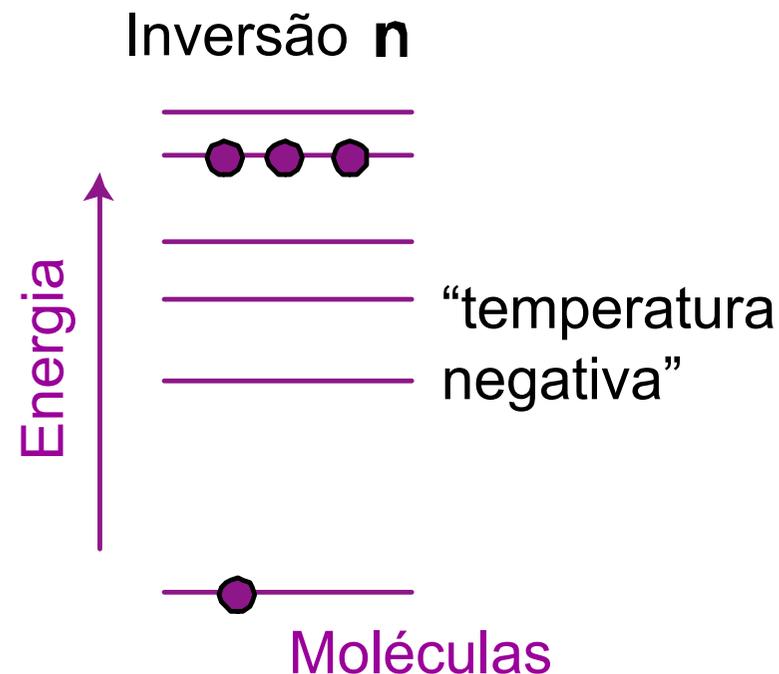
Para que o laser funcione, terá que ser $G > 1$, e a emissão estimulada terá que ser maior que a absorção:

$$B N_1 I > B N_0 I$$

Ou equivalentemente

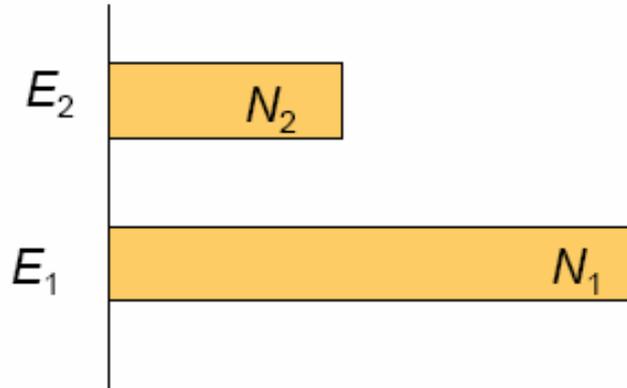
$$N_1 > N_0$$

(inversão de população)



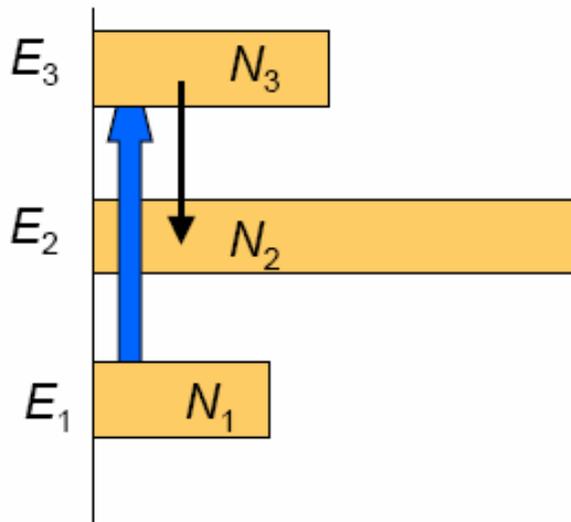
Para a conseguir, é necessário **excitar** o meio de alguma forma. E o meio não pode ser qualquer. Vejamos:

Inversão de população



$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT}$$

- Em equilíbrio térmico: Distribuição de Boltzmann → não pode haver inversão

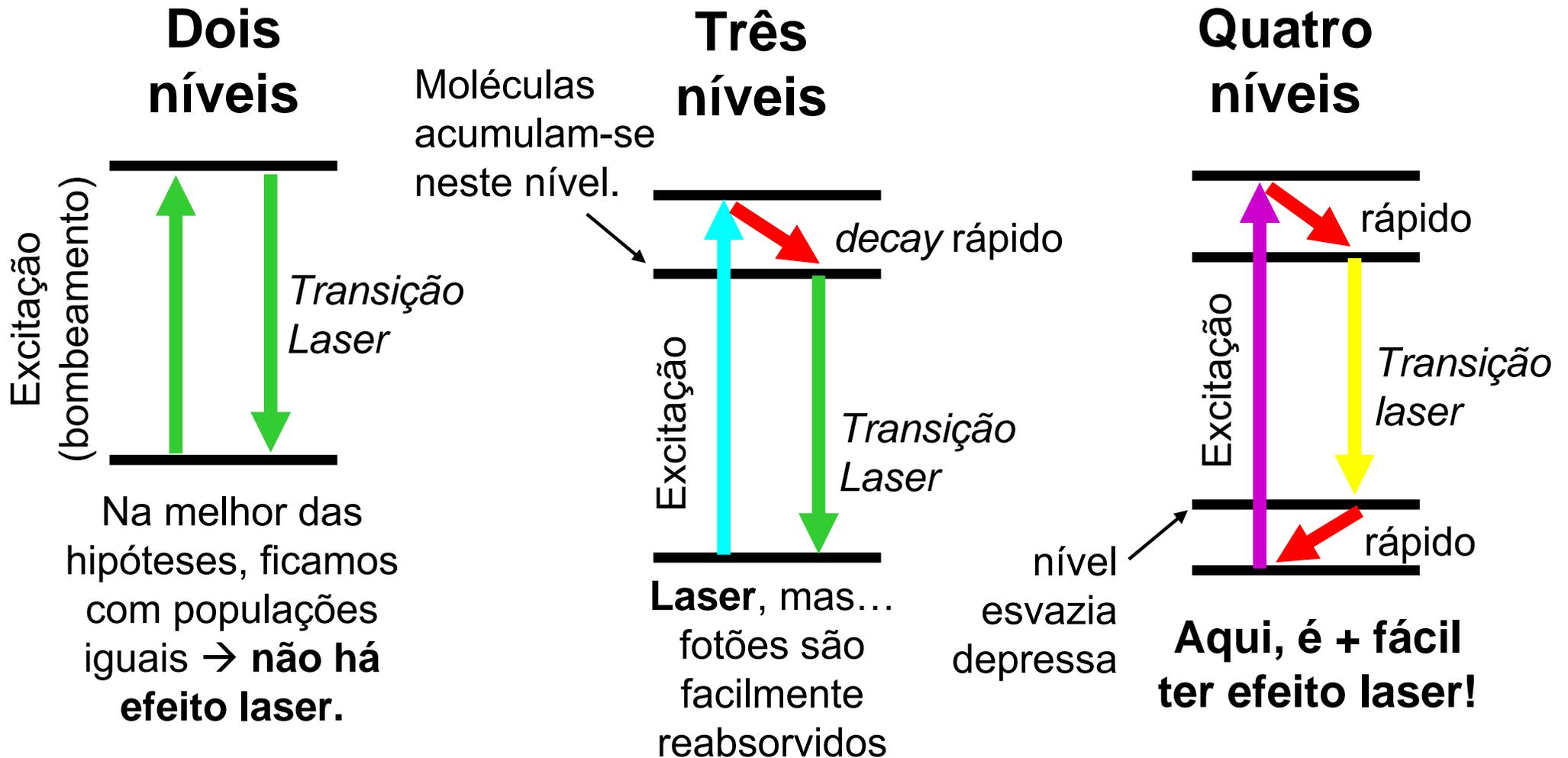


- Com uma fonte de energia externa, os átomos são excitados para um nível E_3 , decaem rapidamente para E_2 , e mantêm-se por aí durante algum tempo...

Temos uma inversão de população! ($N_2 > N_1$, mas é necessário sistema com pelo menos 3 níveis)

Sistemas de dois, três, e quatro níveis

Demorou algum tempo até se perceber que os sistemas a 4 níveis são de facto os melhores...



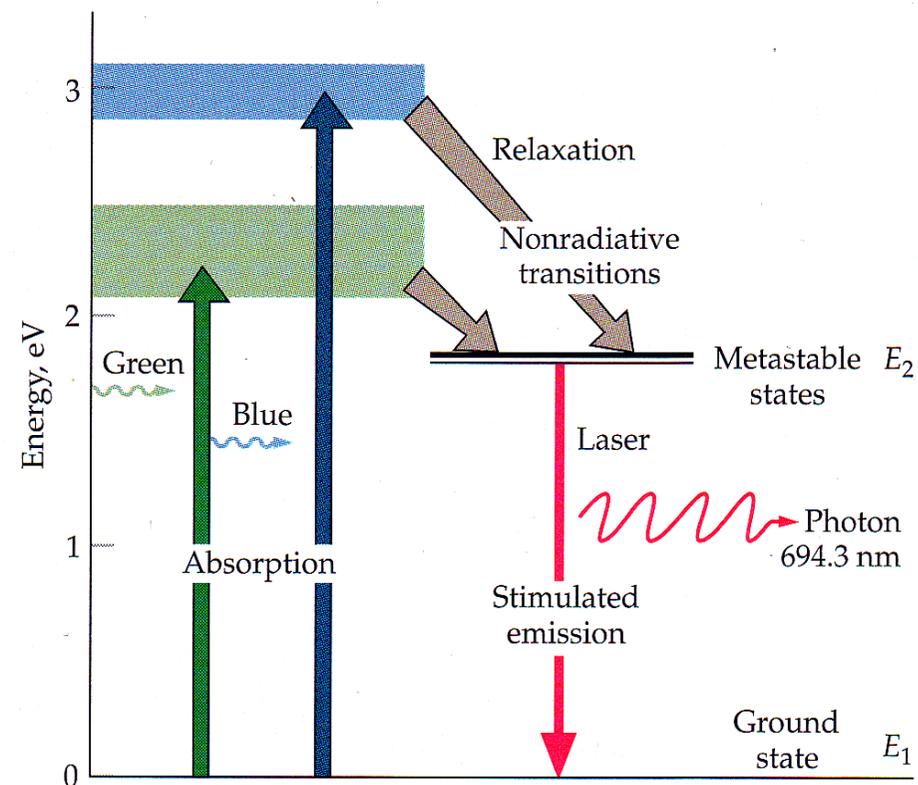
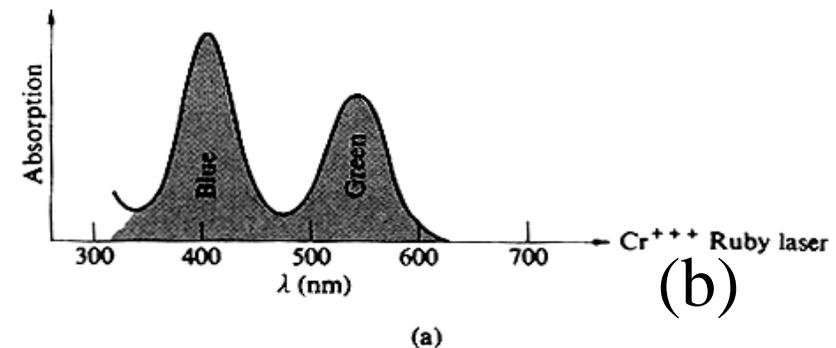
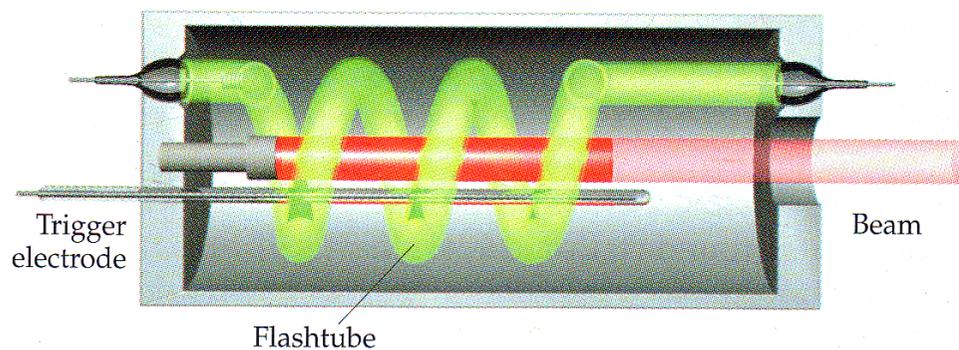
O laser real

- (1951) **V. A. Fabrikant** “*A method for the application of electromagnetic radiation (ultraviolet, visible, infrared, and radio waves*” patenteado na União Soviética.
- (1958) **Charles Townes e Arthur L. Schawlow**, “*Infrared and Optical Masers,*” Physical Review
- (1958) **Gordon Gould**: definição do termo “Laser” como “*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*”
- (1960) **Schawlow & Townes**
U. S. Patent No. 2,929,922
- (1960) **Theodore Maiman**: Invenção do primeiro laser (de Rubi)
- (1960) **Ali Javan**: Construção do primeiro laser de He-Ne
-

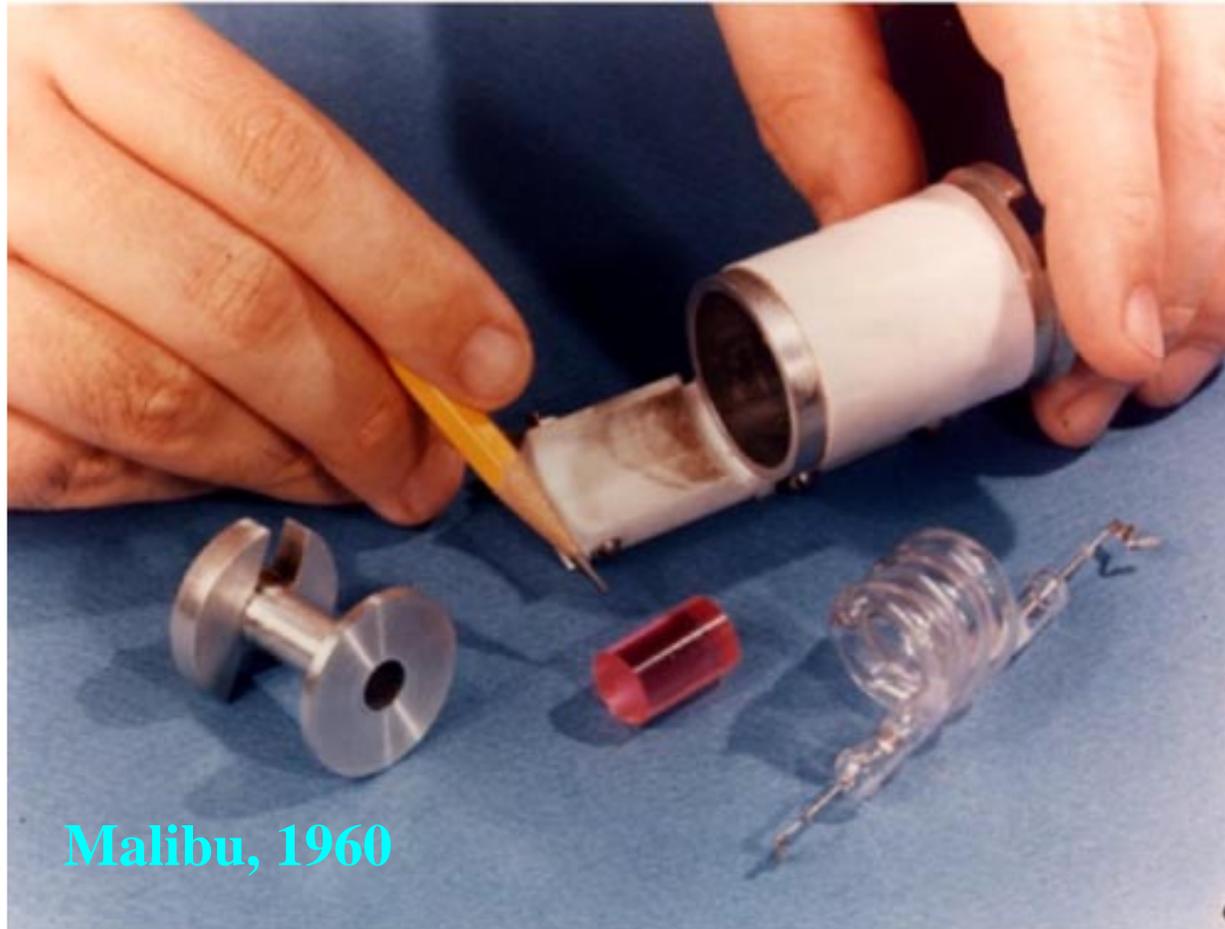


O laser de Rubi

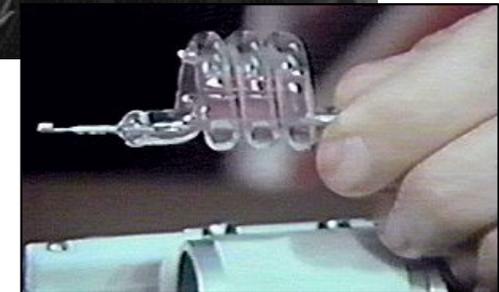
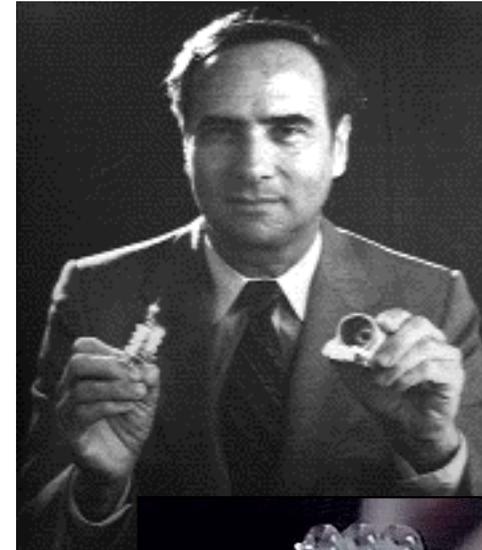
- Inventado em 1960 por Theodore Maiman nos Hughes Research Labs, foi o primeiro laser.
- O Rubi é um sistema a três níveis, portanto requer muita energia de bombeamento para a inversão.



O primeiro laser (de Rubi)



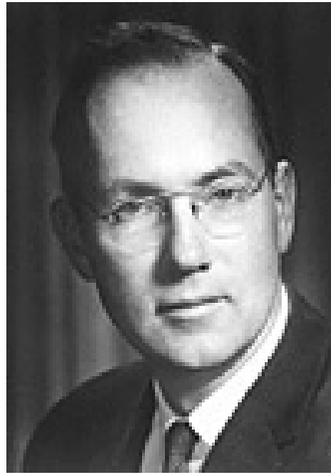
T. Maiman



O primeiro laser (Theodore Maiman, 1960)



Prémio Nobel da Física 1964



Charles Hard
Townes



Nicolai Basov

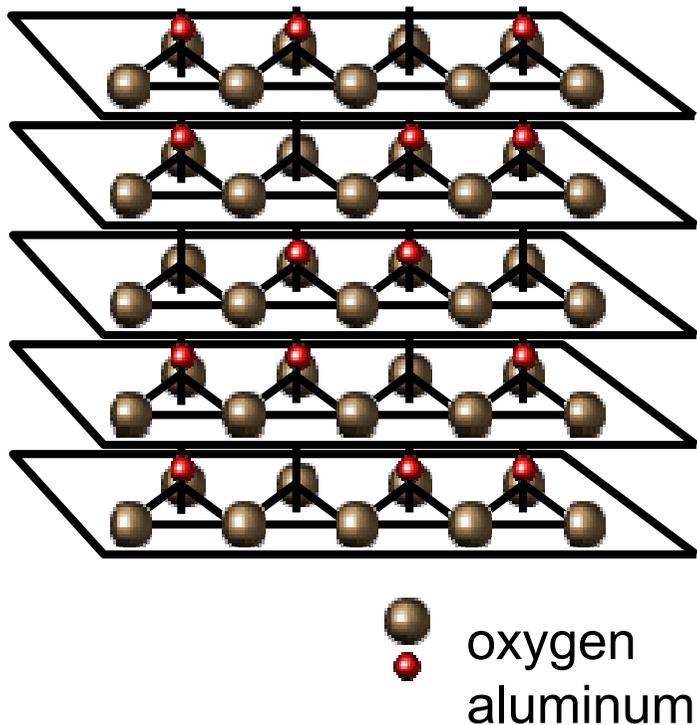


Mikhailovich
Prokhorov

"for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle"

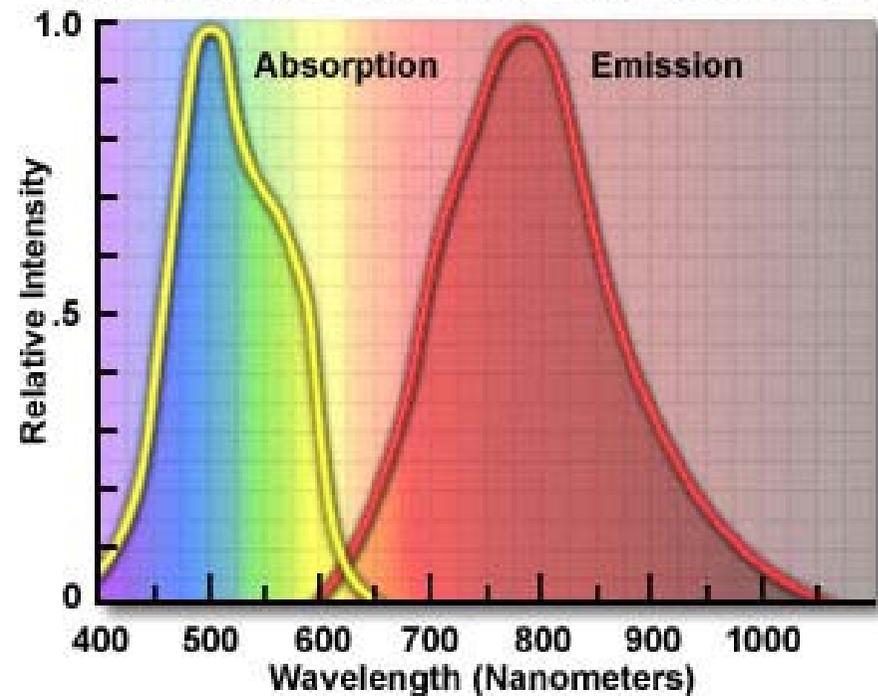


Titânio:safira



Rede de Al_2O_3
dopada com Cr^{3+}

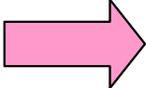
Ti:Sapphire Absorption/Emission Spectra

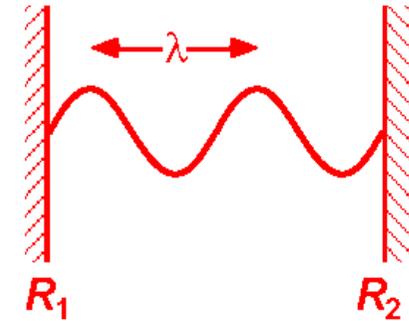


“lifetime”: 3.2 μsec

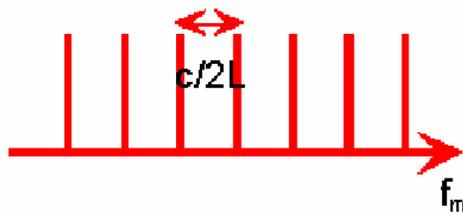
Ti:Safira permite produzir luz laser
de 650 a 1100 nm!

Espectro laser

Laser  Cavityde óptica ressonante:

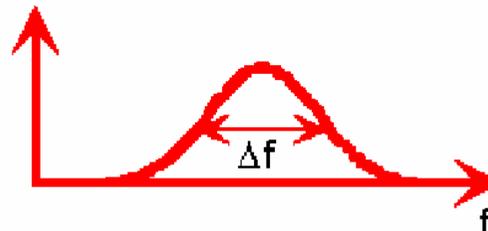


Modos próprios



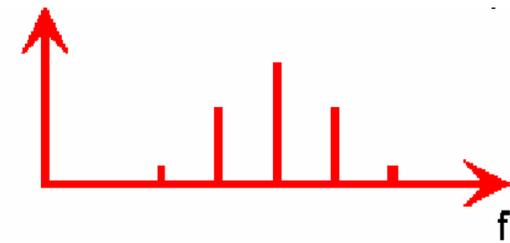
\times

Banda de ganho



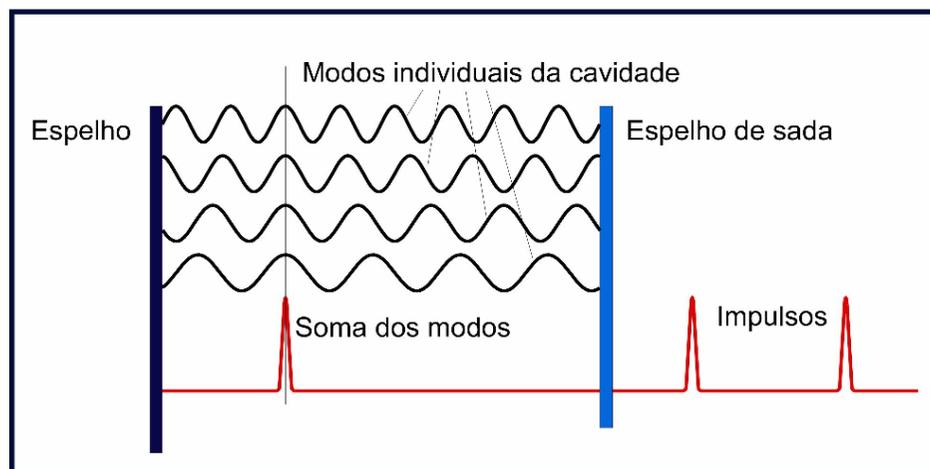
$=$

Emissão laser



Mode-locking

- Ocorre quando se estabelece uma **relação de fase** entre os vários modos longitudinais da cavidade



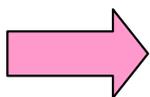
- Resultado: trem de **impulsos**, separados temporalmente de $2L/c$
- Duração de cada impulso inversamente proporcional ao número de modos N (largura espectral $\Delta\omega$):

- $2N+1$ modos:

$$E(t) = \sum_{k=-N}^N E_k e^{-i(\omega_0 t + \phi_k)} + cc$$

$$FWHM = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\omega}$$

(impulso gaussiano)

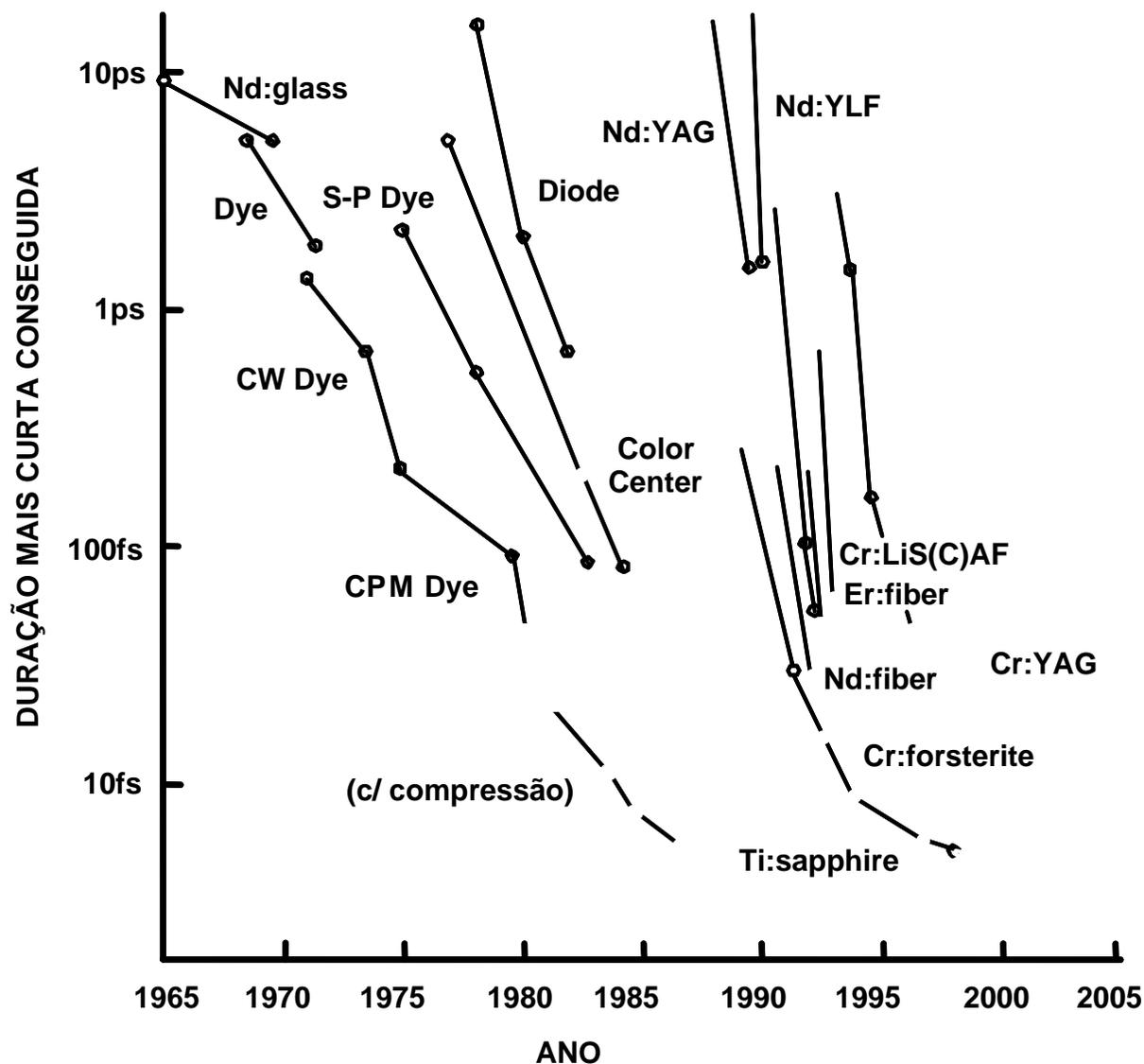


$$E(t) = A(t)e^{-i(\omega_0 t)}$$

com $A(t)$ periódica, de período $2L/c$



Uma evolução impressionante...

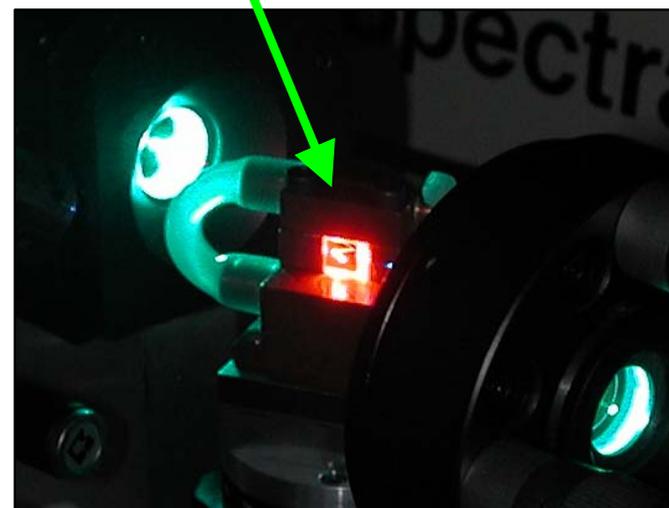
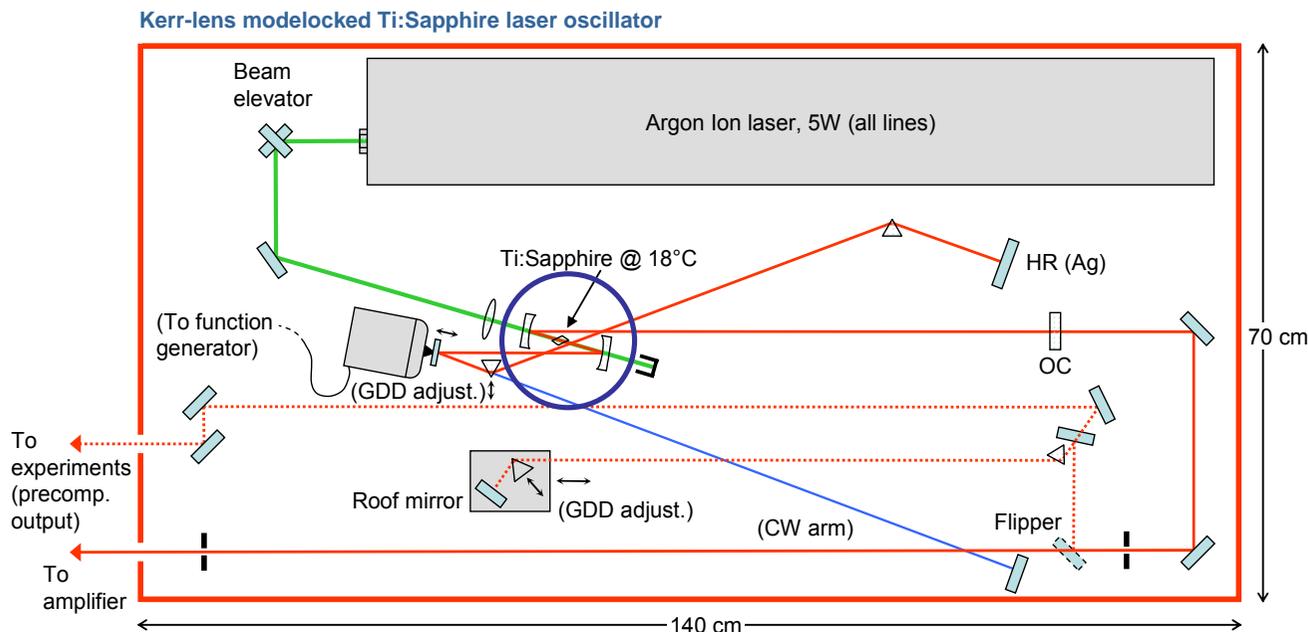


Impulso laser mais curto vs. ano (para diferentes meios activos)

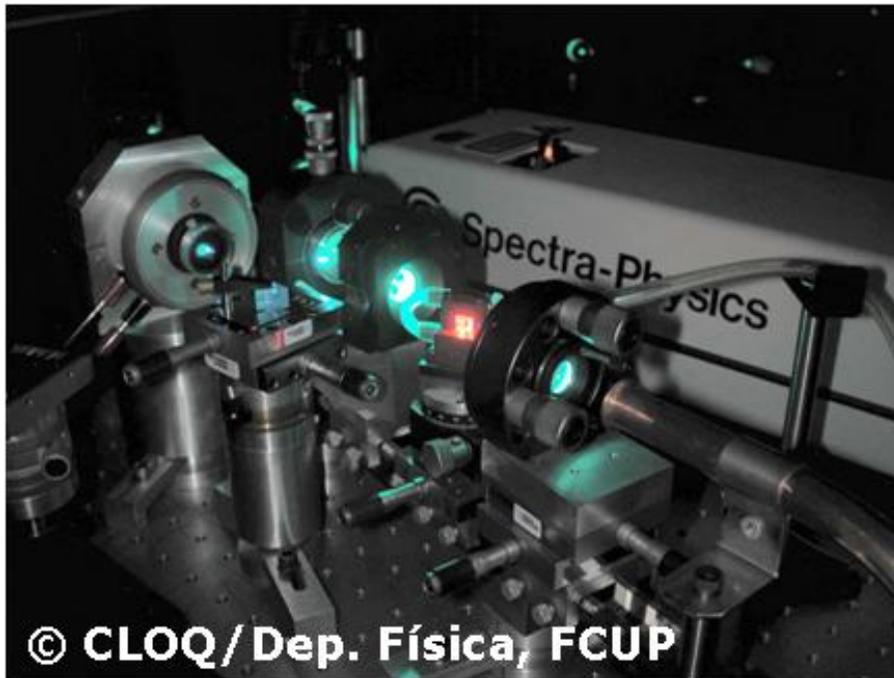
O nosso laser de femtosegundos

- *Made in Portugal*
- Tecnologia Titânio:safira
- Construído por forma a garantir o *mode-locking*

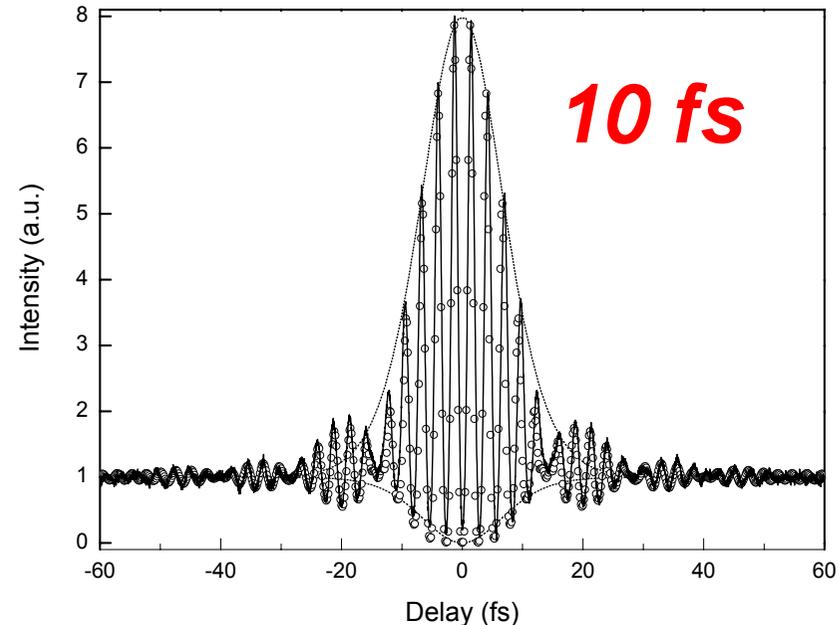
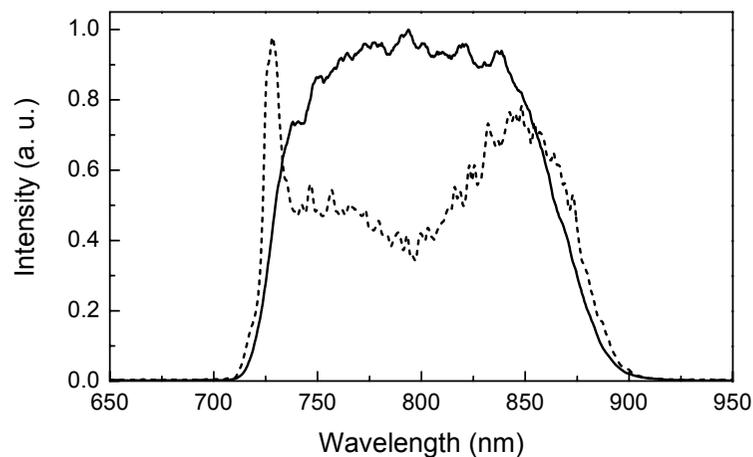
Inversão de população num filamento com 20 micrómetros de raio (a fonte de energia é um outro laser, contínuo)



Resumo das características

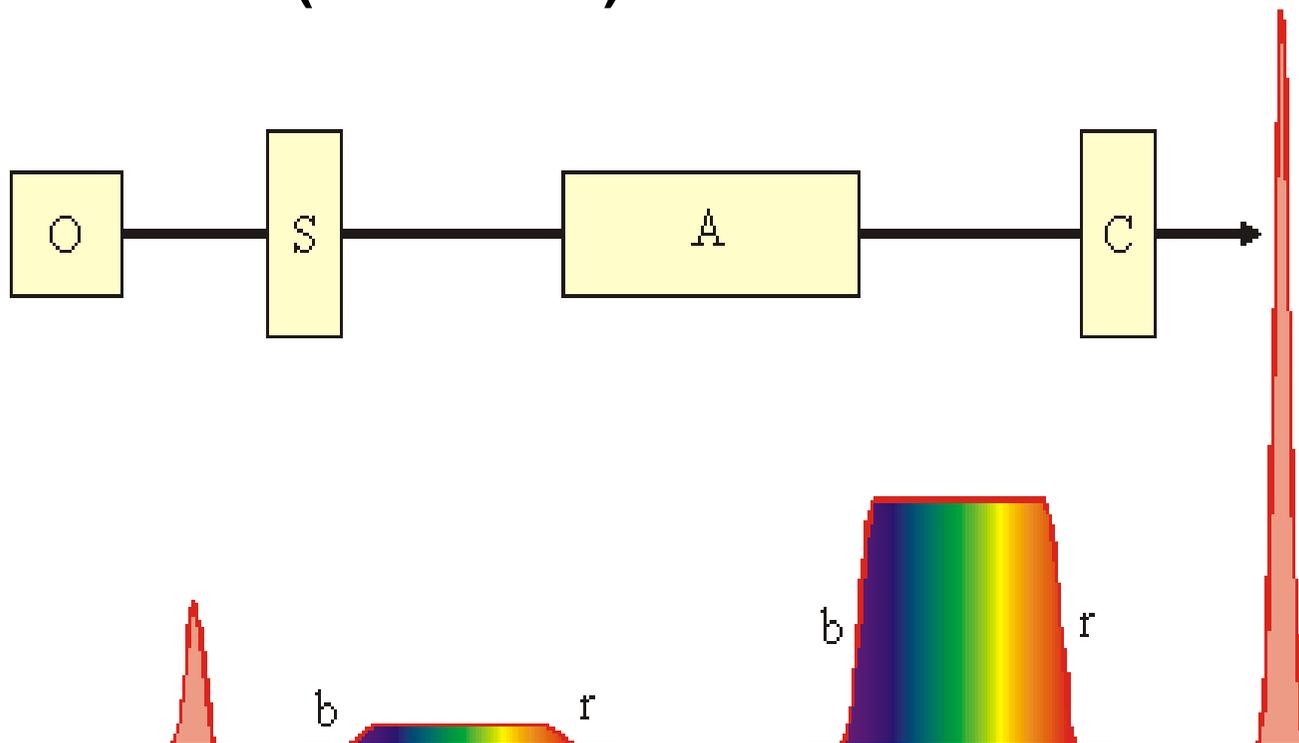


- Impulsos com 10 fs, centrados a 800 nm (infravermelho)
- Taxa de repetição: 85 MHz
- Energia por impulso: 2nJ
- Potência de pico: 200 kW (!)



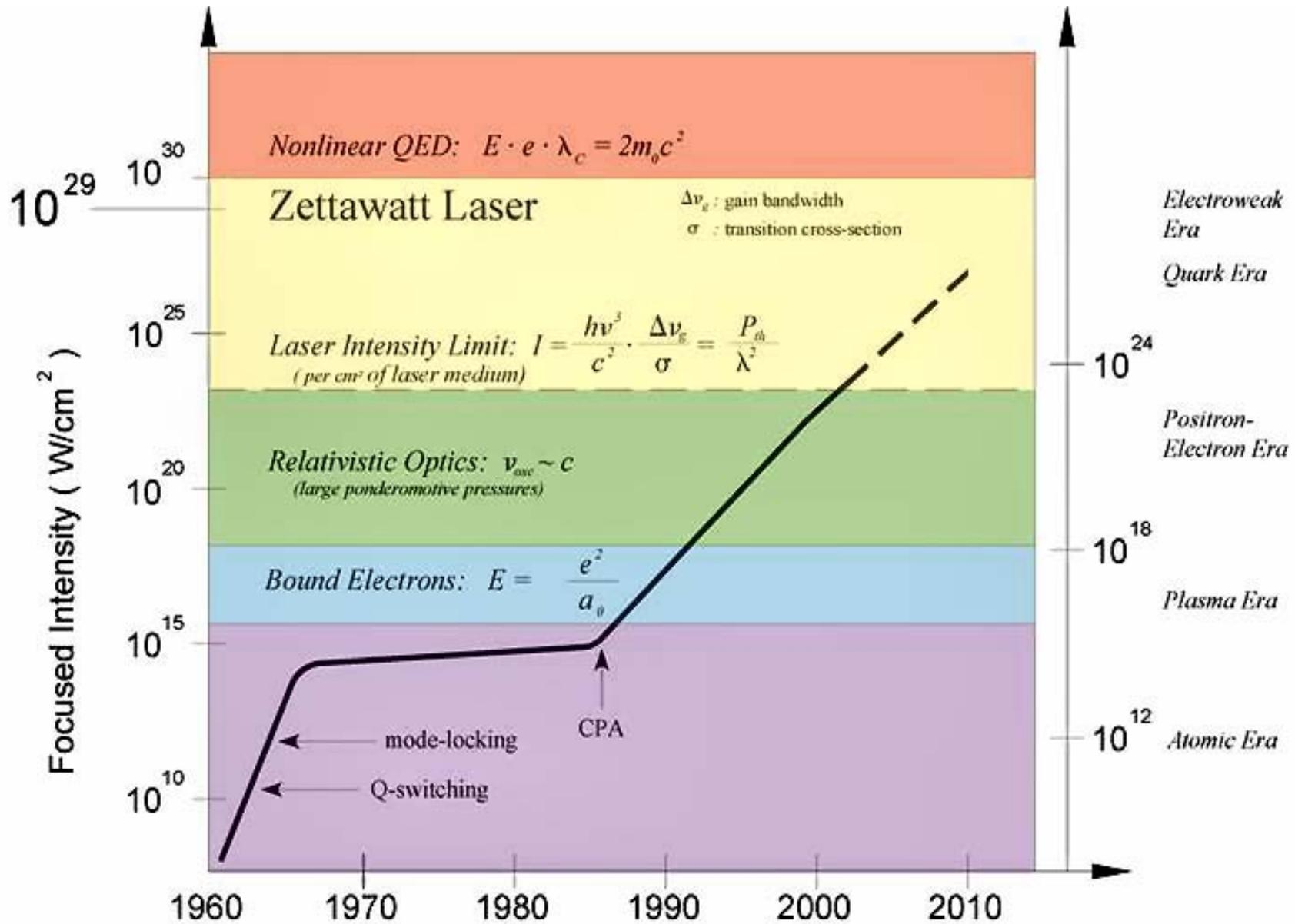
Ir mais longe...

- **Amplificação: CPA**
 - **Ganho $> 10^{10}$ (do nJ ao J)**



Chirped pulse amplification (CPA)
Donna Strickland & Gérard Mourou, 1985.

Perspectivas da CPA

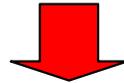


Óptica não-linear

Durações curtas

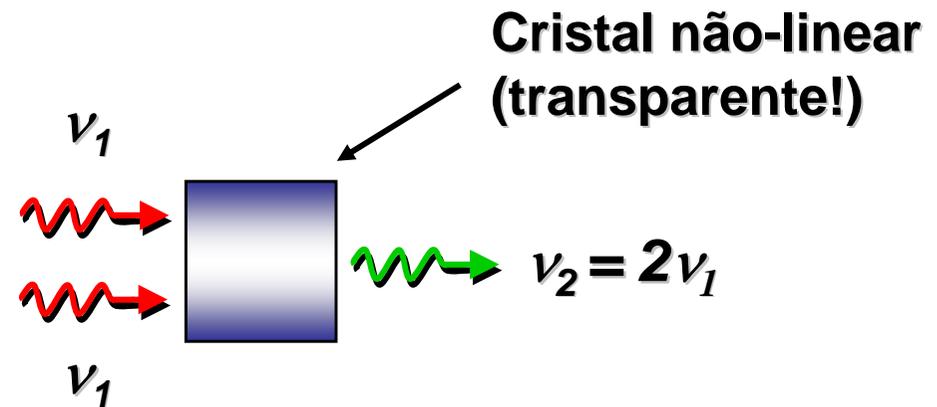


Alta potência



Óptica não-linear

- Ex: Geração da segunda harmónica:



Óptica não-linear

- Óptica linear:

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E$$



A luz é deflectida ou atrasada, mas a sua frequência (energia) mantém-se constante

- Impulsos ultra-curtos → óptica não-linear

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots$$



Oscila a 2ω

- **Geração da 2.^a harmónica**
- Mistura a 2 ondas
- Rectificação óptica

Oscila a 3ω

- Geração da 3.^a harmónica
- Mistura a 4 ondas
- **Efeito Kerr óptico**

Há sempre pelo menos 2 fotões envolvidos em qualquer processo



Auto-modulação da fase

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots$$



Efeito de Kerr óptico:

$$n = n_0 + n_2 I$$



$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi n_2 I(t)L}{\lambda}$$

como

$$\omega = -\frac{d\phi}{dt}$$



$$\Delta\omega \propto \frac{\partial I}{\partial t} \times L$$

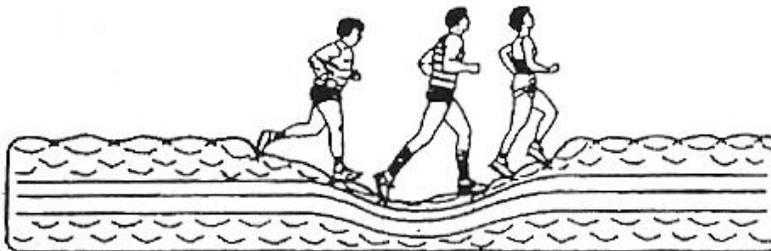
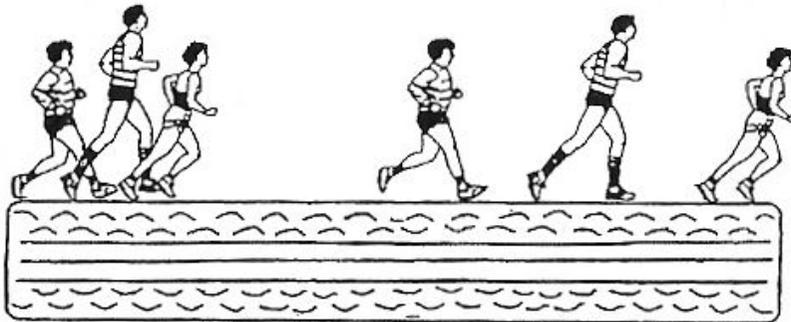
- Análogo temporal da refração no espaço (refração no tempo)
- Gera novas frequências
- Benéfico para a geração de impulsos ainda mais curtos (aumento de $\Delta\omega$)
- **Preserva o espaçamento inicial entre os modos do laser!...**



Auto-modulação da fase

- Efeito de Kerr óptico (não linear):

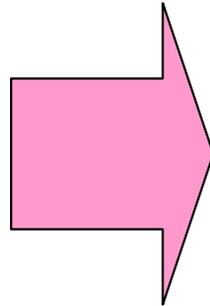
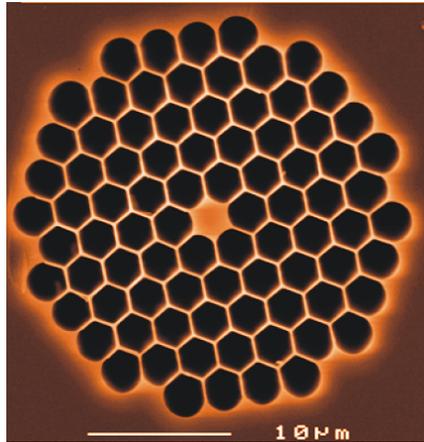
$$n = n_0 + n_2 I$$



- Propagação linear da luz num meio dispersivo (vidro, por exemplo)
- Propagação não-linear: Geração de **Supercontínuo**

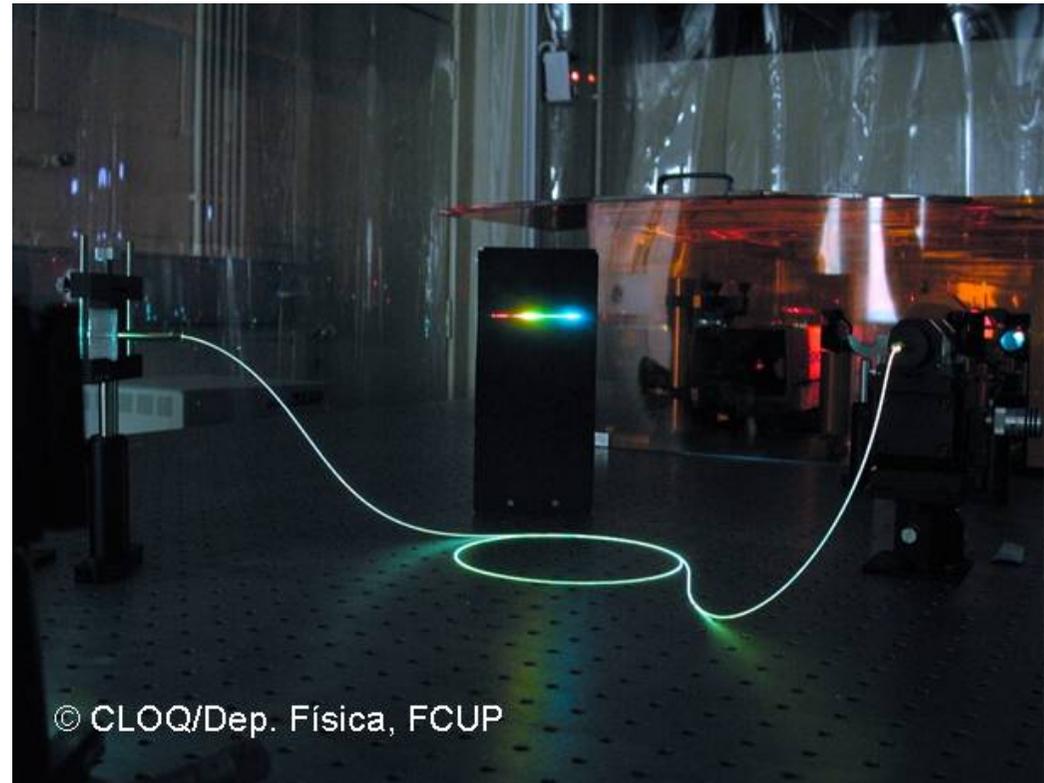
Óptica NL ultra-rápida no laboratório

Photonic Crystal Fiber (PCF)



Núcleo pequeno + distância de interação grande → efeitos não lineares fortes:

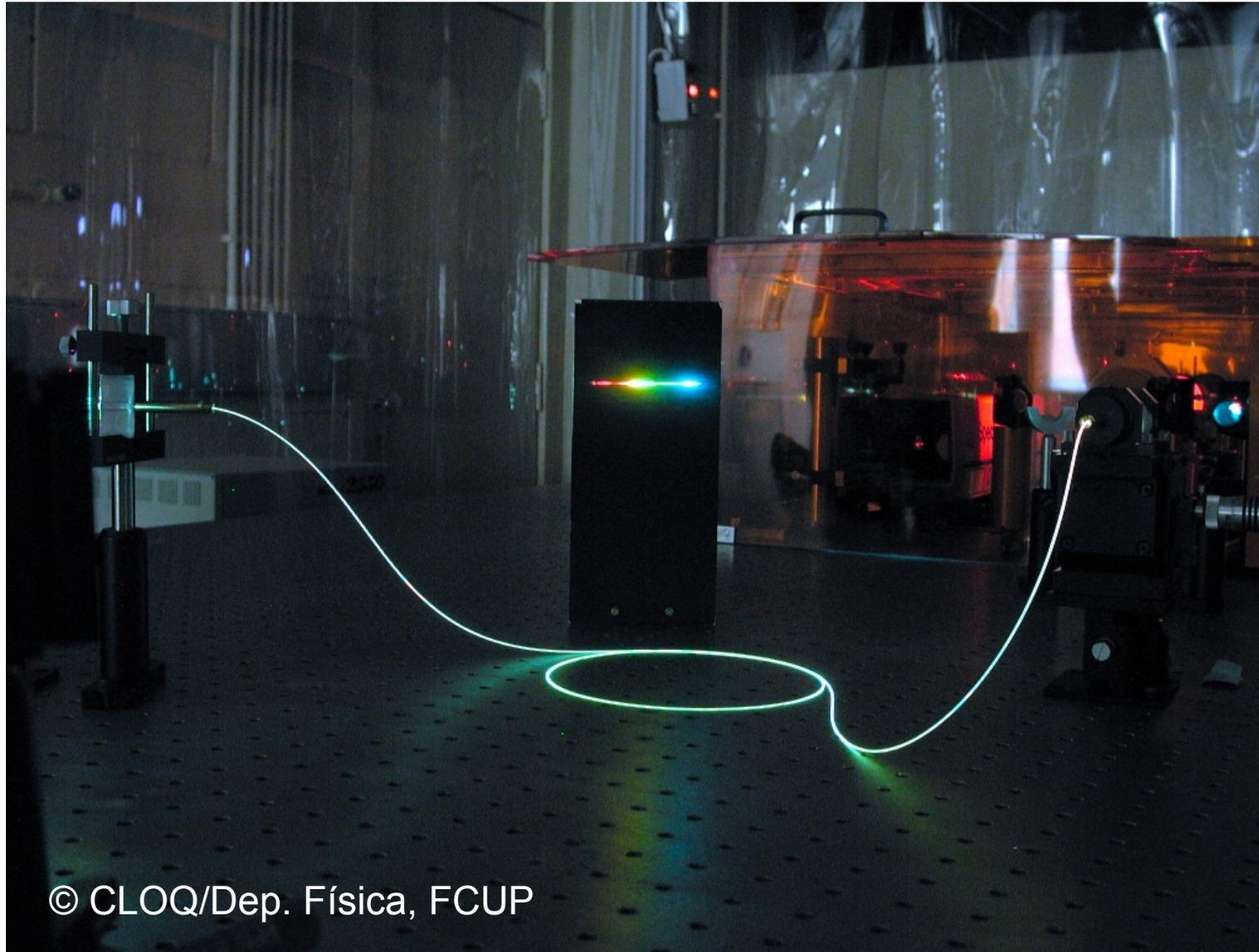
$$\Delta\omega \propto \frac{\partial I}{\partial t} \times L$$



Geração de **supercontínuo**

- Laser de LUZ verdadeiramente BRANCA (e coerente!)
- 10.000 vezes mais brilhante que o Sol (e funciona à noite tb.)
- Aplicações: Espectroscopia fs, OCT, **pentes de frequências ...**

O supercontínuo é bonito



© CLOQ/Dep. Física, FCUP

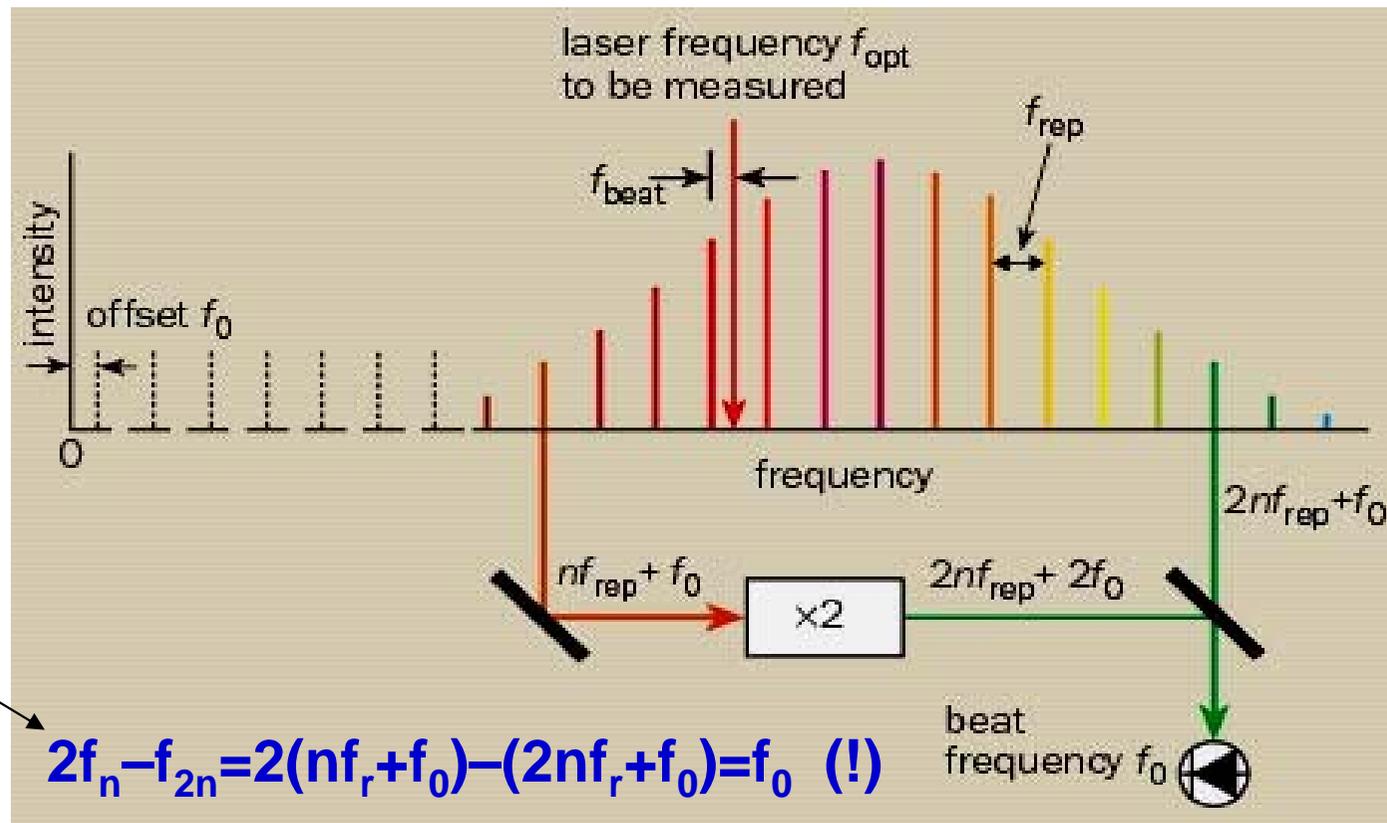
Pentes de frequências e relógios ópticos

Laser *fs* com controlo **absoluto** da fase → impulsos **são indistinguíveis!**

+ Espectro ainda mais largo (usando o supercontínuo): cobre o visível (e mais)

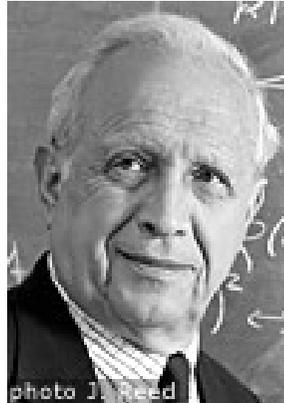
= **Réguia de frequências**: medição **directa** de qualquer frequência óptica

→ **medidas temporais de elevada precisão**





Prémio Nobel da Física 2005



**Roy J.
Glauber**

"for his contribution to the quantum theory of optical coherence"



John L. Hall



**Theodor W.
Hänsch**

"for their contributions to the development of laser-based precision spectroscopy, including the optical frequency comb technique"



Promessas dos relógios ópticos

- Precisões de 1 parte em 10^{18} (3 ordens de grandeza superiores aos melhores relógios atômicos de hoje)
- Novo paradigma nas medidas de espaço e tempo: medição directa de frequências ópticas (temos agora centenas de THz, em vez de GHz)
- Novos testes de relatividade e física fundamental
- Constantes serão mesmo constantes?...

