

## Texto: Espectroscopia de absorção saturada

---

A absorção saturada é um dos muitos tipos de espectroscopia laser não linear de alta resolução utilizada na investigação de estruturas espectrais. Sua aplicação num vapor atômico de metais alcalinos (como o Rubídio) à temperatura ambiente permite a observação das transições hiperfinas que são ofuscadas pelo efeito Doppler numa espectroscopia linear. Em tal técnica, dois feixes da mesma frequência incidem contra-propagantes no vapor atômico. Um dos feixes é denotado como feixe forte F e o outro, mais fraco, é geralmente chamado de feixe de prova P. Quando a frequência do laser  $\omega_L$  é diferente da frequência da transição atômica  $\omega_0$  (por exemplo  $\omega_L > \omega_0$ ), o feixe forte F interage com um grupo de átomos com velocidade  $v_z$ , enquanto que o feixe de prova P excita o grupo simétrico com velocidade  $-v_z$ . Como resultado, os dois feixes interagem com diferentes classes de átomos e os espectros de absorção são idênticos ao obtido utilizando um único feixe para a excitação laser (absorção linear) mostrado na Fig. 1. Nessa figura, temos a curva de absorção linear para a linha  $D_2$  do Rubídio, que possui dois isótopos  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$ , com as maiores abundâncias naturais, 72.17% e 27.82%, respectivamente). Como a separação entre os níveis hiperfinos do estado fundamental  $5S_{1/2}$  é maior do que a largura do perfil Doppler, é possível observar quatro perfis Doppler que chamaremos  $^{85}\text{Rb}, F = 2$ ,  $^{85}\text{Rb}, F = 3$ ,  $^{87}\text{Rb}, F = 1$ ,  $^{87}\text{Rb}, F = 2$ , cada um contendo as três linhas diretas de absorção linear.

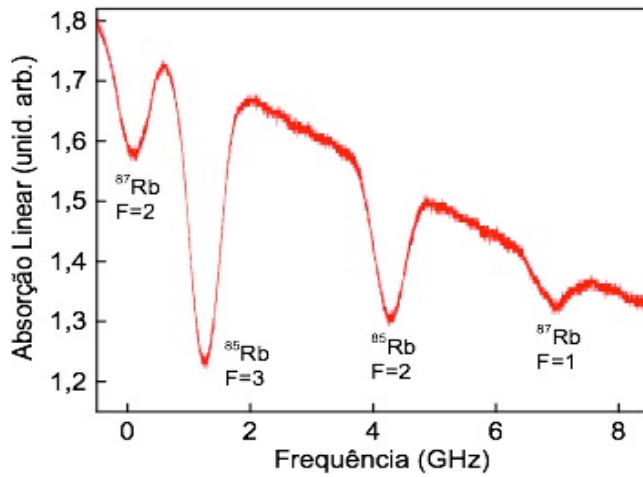


Figura 1. Absorção linear para a linha D<sub>2</sub> do Rubídio.

## Alargamento Doppler

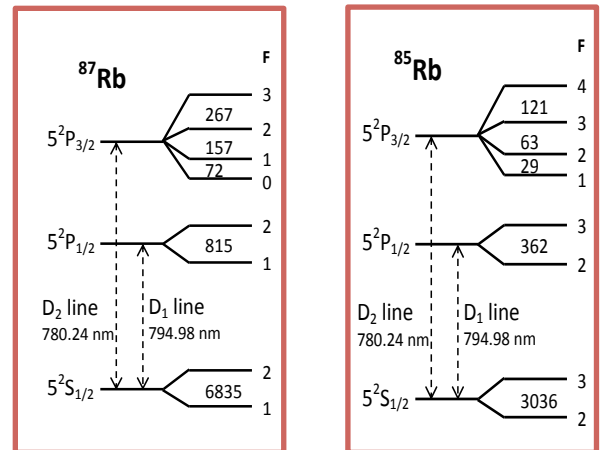
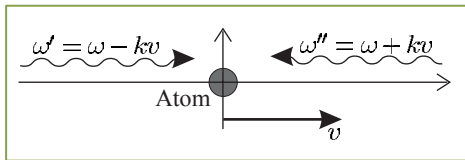


Figura 2. Diagrama de níveis do Rubídio.

A frequência angular do laser vista por um átomo em movimento

$$\omega' = \omega - kv$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = kv$$

Vetor de onda  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$

Somente a componente de velocidade na direção do feixe é que contribui para o alargamento Doppler.

átomos se movendo com velocidade  $v$   
absorvem radiação quando  $\delta = \omega - \omega_0 = kv$

$$\frac{\delta}{\omega_0} = \frac{v}{c}$$

A fração de átomos com velocidade entre  $v$  e  $v + dv$   
– segue a distribuição de Maxwell-Boltzmann

$$f(v) dv = \sqrt{\frac{M}{\pi 2k_B T}} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right) dv \equiv \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right) dv$$

Velocidade mais provável:  $u = \sqrt{2k_B T/M}$

Usando a relação entre  
velocidade e frequência –  
obtemos uma função forma  
de linha Gaussiana

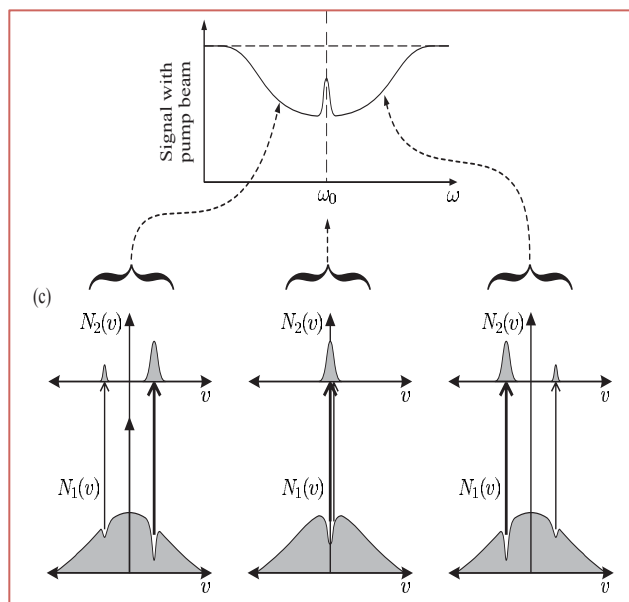
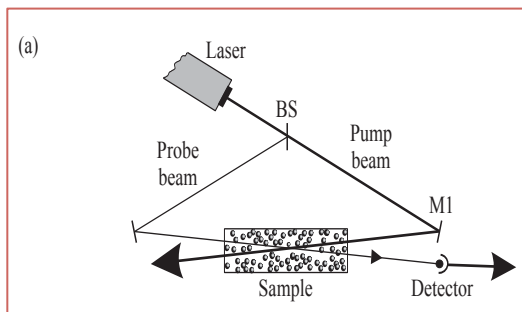
$$g_D(\omega) = \frac{c}{u\omega_0\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{c^2}{u^2} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2\right\}$$

Máximo valor  $\omega = \omega_0$  e a meia  
altura:

$$\left(\frac{c\delta_{1/2}}{u\omega_0}\right)^2 = \ln 2$$



$$\frac{\Delta\omega_D}{\omega_0} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{u}{c} \simeq 1.7 \frac{u}{c}$$

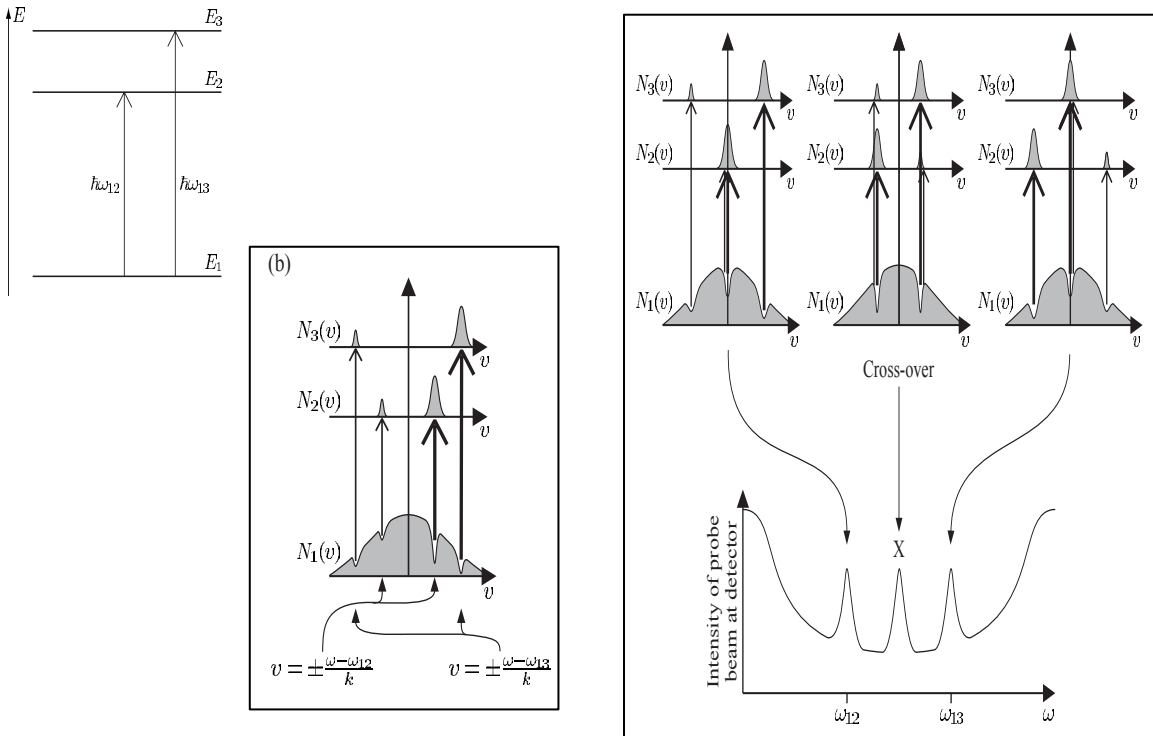


$$|\omega - \omega_0| \gg \Delta\omega_{\text{hole}}$$

Nesta condição,  
os feixes prova e  
forte, interagem  
com diferentes  
grupos de átomos

No entanto, sob a circunstância especial quando  $\omega_L = \omega_0$ , ambos os feixes interagem com a mesma classe de átomos de velocidade  $v_z = 0$ . Nesse caso, o feixe forte F satura a transição atômica, diminuindo o número de átomos com velocidade  $v_z = 0$  no estado fundamental. Como resultado, a absorção do feixe de prova é diminuída, uma vez que, a maioria dos átomos já foram excitados pelo feixe forte. A absorção do feixe de prova, finalmente, apresenta um perfil Doppler alargado, no qual está sobreposto um pico Lorentziano que corresponde à frequência ressonante, pois nessa frequência os átomos absorvem o feixe forte enquanto o fraco é transmitido.

# Ressonâncias de crossover na espectroscopia de saturação



Quando duas transições do átomo de Rubídio, nas frequências  $\omega_{12}$  e  $\omega_{13}$  ( $\omega_{12} < \omega_{13}$ ) estão suficientemente próximas em energia (a diferença entre as frequências deve ser menor que a largura Doppler) e a frequência do laser é ajustada exatamente a meio caminho entre as duas ressonâncias,  $\omega_L = (\omega_{12} + \omega_{13})$ , o feixe forte interage com duas classes de átomos com velocidades opostas  $v_z$  e  $-v_z$ . Átomos com velocidade positiva  $v_z$  experimentam um deslocamento de frequência para o vermelho (menor frequência de transição)  $\omega_{13} = \omega_L (1 - v_z/c)$ , enquanto átomos com velocidade negativa  $-v_z$  experimentam um deslocamento para o azul (maior frequência de transição)  $\omega_{12} = \omega_L (1 + v_z/c)$ . Isso resulta em uma diminuição do número de átomos com velocidades  $\pm v_z$  no estado fundamental. Com a mesma frequência, o feixe de prova interage com exatamente o mesmo grupo de átomos, mas de forma oposta, posto que átomos com velocidade  $v_z$  ( $-v_z$ ) são ressonante com a transição  $\omega_{12}$  ( $\omega_{13}$ ). Então, o perfil de absorção do feixe de prova mostra um pico mais intenso, conhecido como *crossover* que não corresponde a uma transição atômica real, pois envolve dois grupos de velocidades dos átomos.

A espectroscopia de absorção saturada em vapores atômico deve então revelar os crossover e as ressonâncias diretas referentes às transições hiperfinas entre os níveis que satisfazem a regra de seleção  $\Delta F = F' - F = 0, \pm 1$ .

Na Fig. 3(a), temos a curva de absorção saturada para todas as transições Doppler da linha  $D_2$   $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$  do Rubídio. É possível observar os quatro perfis Doppler anteriormente mostrados  $^{85}\text{Rb}, F = 2, ^{85}\text{Rb}, F = 3, ^{87}\text{Rb}, F = 1, ^{87}\text{Rb}, F = 2$ , cada um contendo as três linhas diretas de absorção saturada mais as três linhas de *crossover* correspondentes às combinações duas a duas entre as linhas diretas, como mostra a Fig. 3(a). A linha  $^{87}\text{Rb}, F = 2$  está representada em detalhe na Fig. 3(b), onde podemos ver todas as transições hiperfinas.

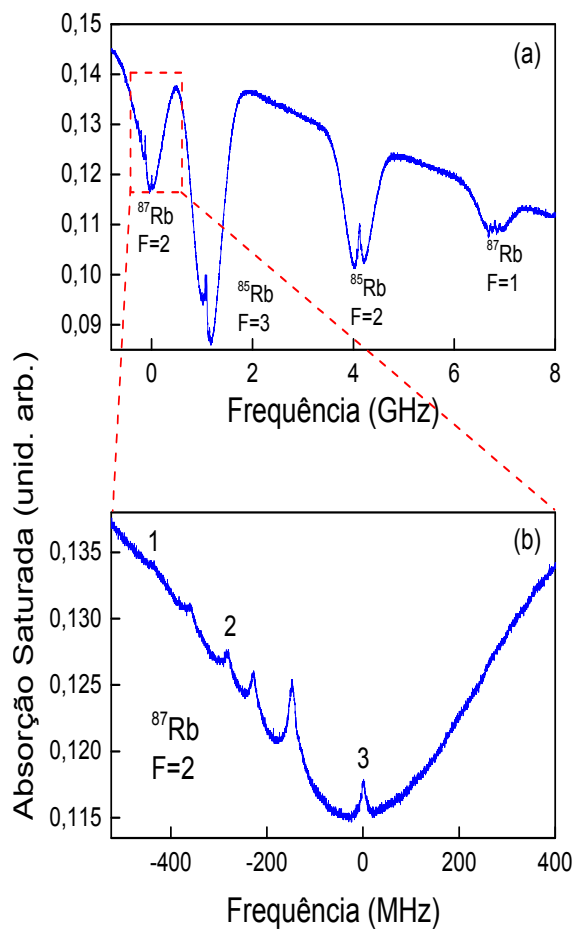
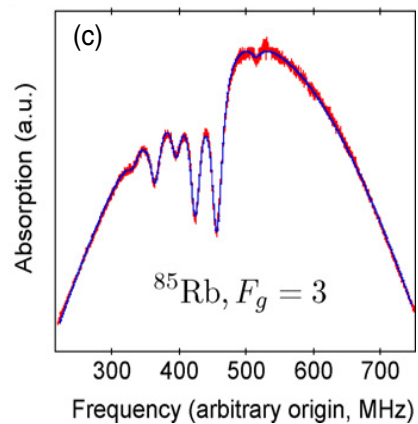


Figura 3. (a) Absorção saturada para as quatro linhas Doppler dos isótopos  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$  do Rubídio. Em (b) temos uma ampliação da região destacada em (a), onde os números indicam as transições, os outros picos correspondem aos *crossover*. O zero da escala em frequência corresponde à frequência da transição  $F_g = 2 - F_e = 3$  do  $^{87}\text{Rb}$ . Em (c) temos uma ampliação para o  $^{85}\text{Rb}$  (da forma como a medida foi feita, os picos aparecem invertidos).



Referencias:

- FOOT, C. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005. (Oxford master series in physics).
- JACQUES, V. et al. Nonlinear spectroscopy of rubidium: an undergraduate experiment. *European Journal of Physics*, v. 30, n. 5, p. 921–934, Jul 2009.
- STECK, D. A. *Alkali D Line Data*. Feb 2016. Disponível em: <<http://steck.us/alkalidata>>.