Medindo parâmetros cosmológicos
Aula 2

Introdução à Cosmologia

2012/02

Aula passada

Se conhecermos os valores de Ω para cada componente, podemos obter a(t) através da equação de Friedmann, e assim estudar a evolução do Universo.

Se isso não é possível, podemos utilizar uma aproximação para a(t) em termos de H_o e q_o, válida para pequenas distâncias.

Os valores dos parâmetros H_o e q_o podem ser obtidos experimentalmente se realizarmos medidas de distância e desvio para o vermelho de vários objetos próximos no fluxo de Hubble:

$$d_p(t_0) \approx \frac{c}{H_0} z \left[1 - \frac{1+q_0}{2} z \right]$$

= Ryden

Aula passada

Como não é possível medir $d_p(t_o)$ diretamente, definimos a distância de diâmetro angular:

$$D_A \equiv \frac{l}{\delta\theta}$$

Para um Universo de Friedmann qualquer, encontramos a relação:

$$D_A = \frac{S_k(r)}{1+z}$$

Em particular, para um Universo de Friedmann com tri-curvatura nula (κ=0) vimos que:

$$D_A = \frac{d_p(t_0)}{1+z} = d_p(t_e)$$

$$D_A = \frac{d_p(t_0)}{1+z} = d_p(t_e)$$

Então, em um Universo de Friedmann com κ=0, a distância de diâmetro angular é igual à distância própria no instante em que a luz foi emitida pela fonte.

Lembrando que

$$d_p(t_0) = c \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)}$$

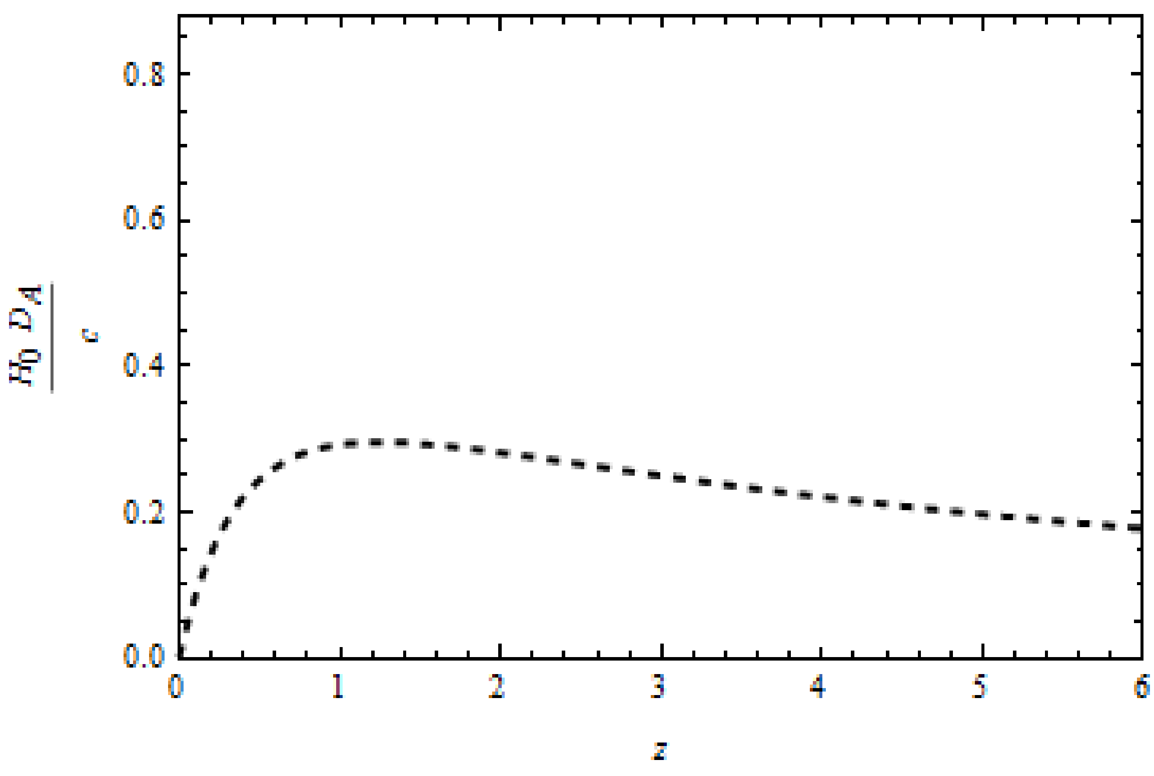
podemos calcular o valor esperado de D_A para um determinado modelo de Universo com κ=0 computando:

$$D_A = d_p(t_e) = \frac{1}{1+z} c \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)}$$

Exemplos para diferentes modelos de Universo com k=0

1. Universo dominado por matéria não relativística com $\Omega_{m,0} = 1$

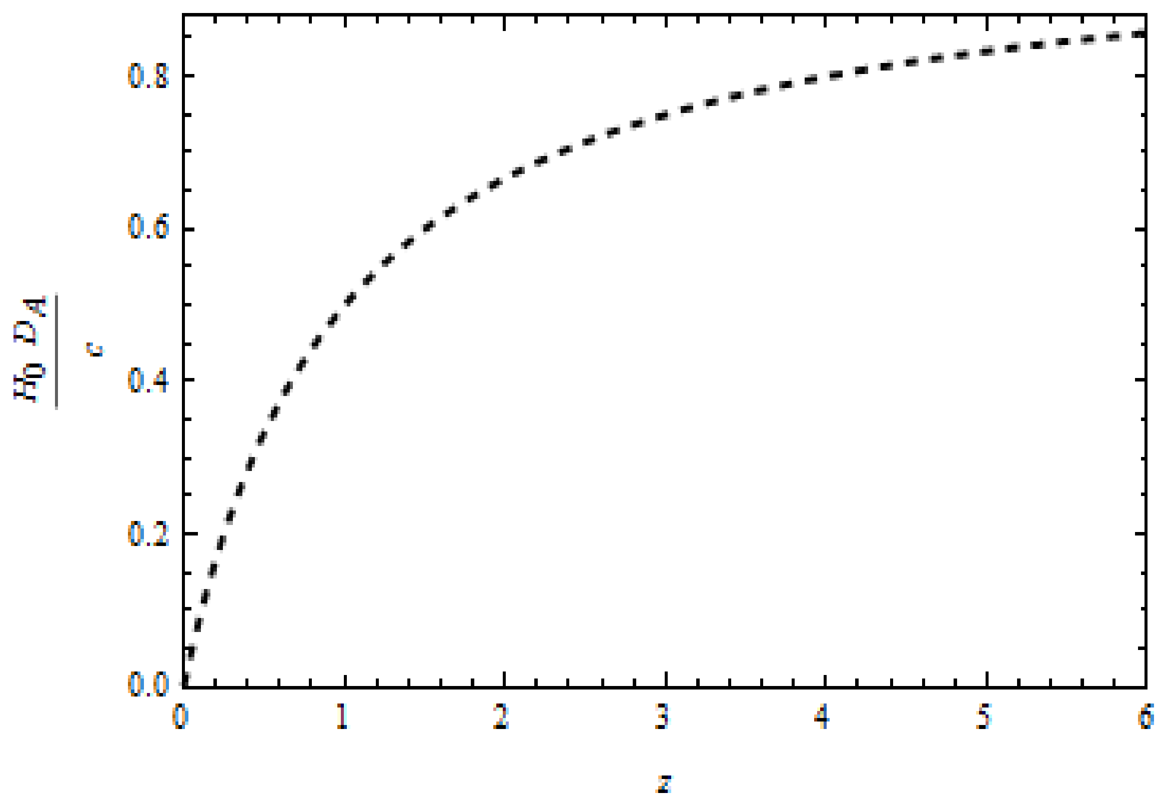
$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} \quad \Rightarrow \quad D_A = \frac{1}{1+z}\frac{2c}{H_0}\left[1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}}\right]$$



Exemplos para diferentes modelos de Universo com k=0

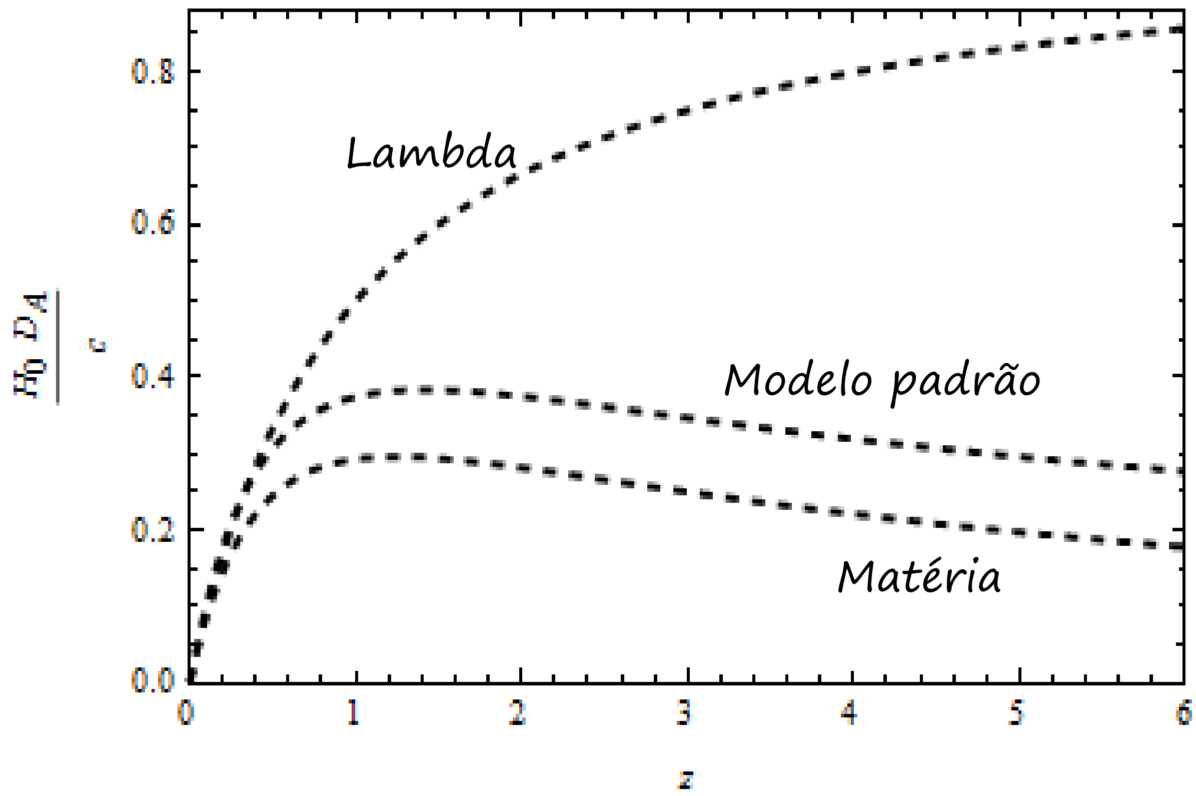
2. Universo dominado por constante cosmológica com $\Omega_{\Lambda,0} = 1$

$$a(t) = e^{H_0(t-t_0)} \quad \Rightarrow \quad D_A = \frac{c}{H_0}\frac{z}{1+z}$$

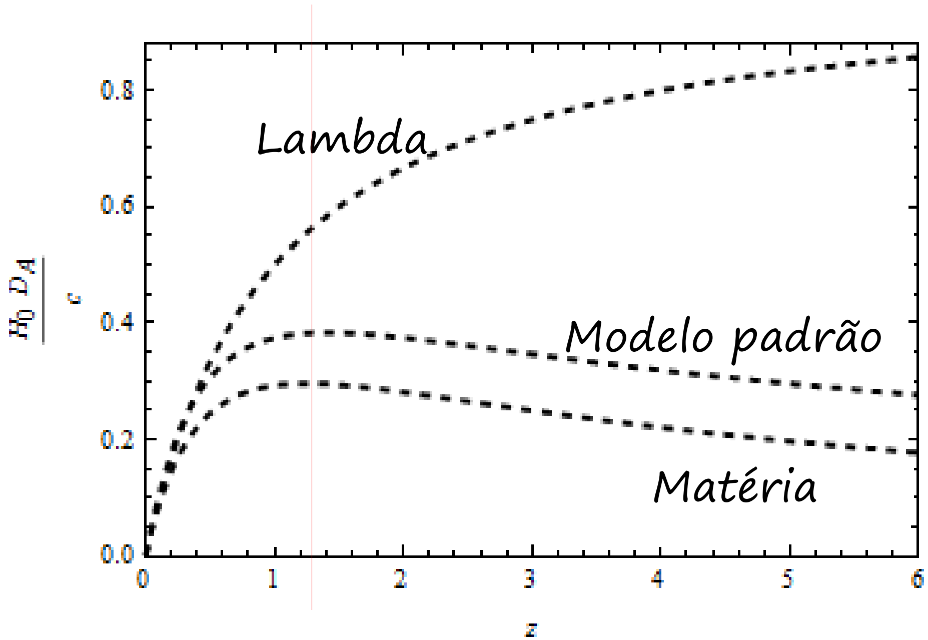


Exemplos para diferentes modelos de Universo com k=0

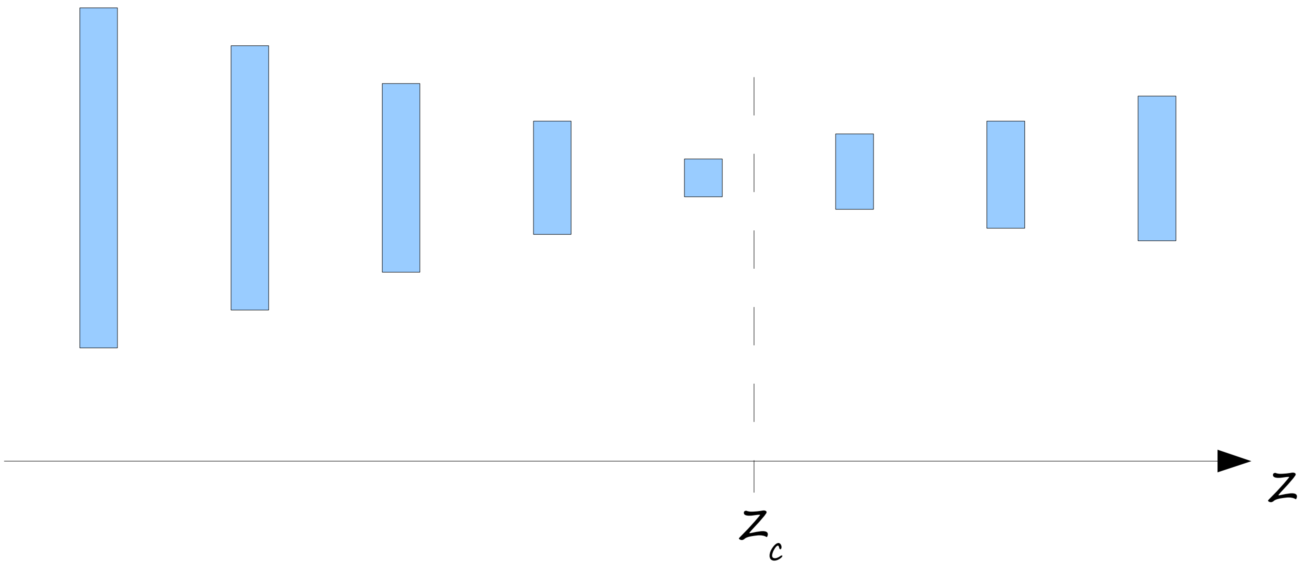
3. Todos + Modelo padrão ($\Omega_{m,0} = 0.3$, $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$)



Propriedade de D_A para modelos com k=0 e $\Omega_{\Lambda,0} \neq 1$



É interessante notar que D_A cresce com z até um determinado valor $z=z_c$ e depois começa a diminuir. (com exceção do dominado por Λ)

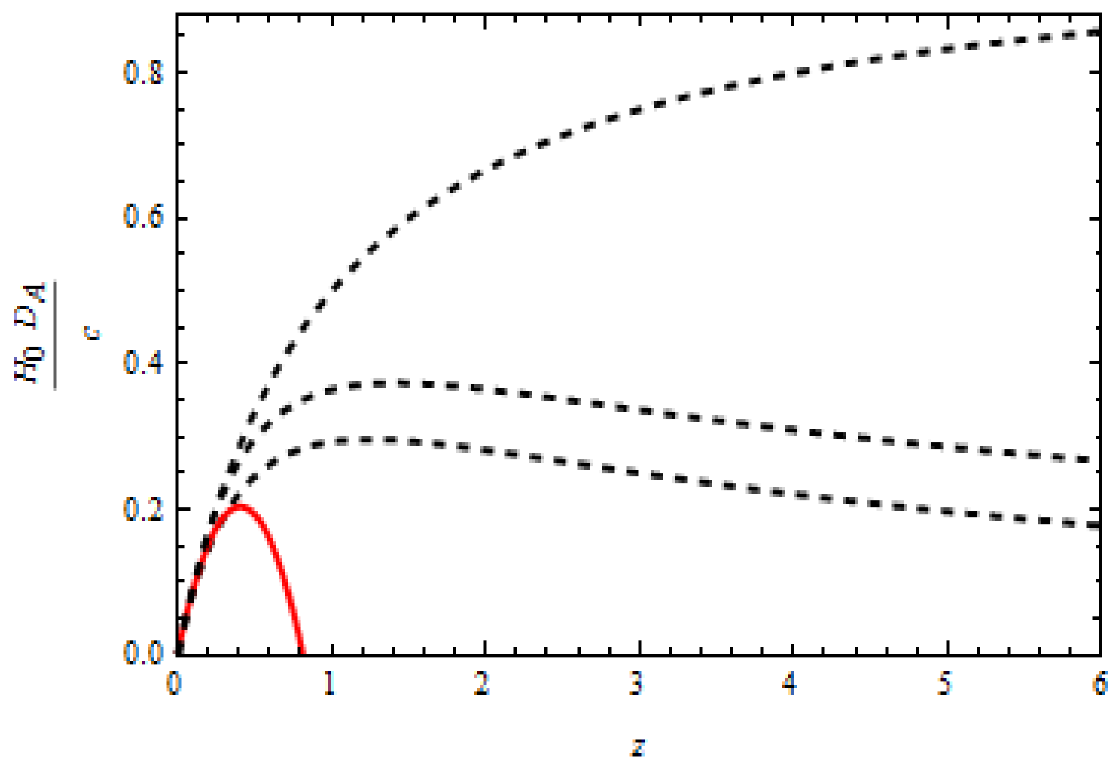


Comparação com expansão em série

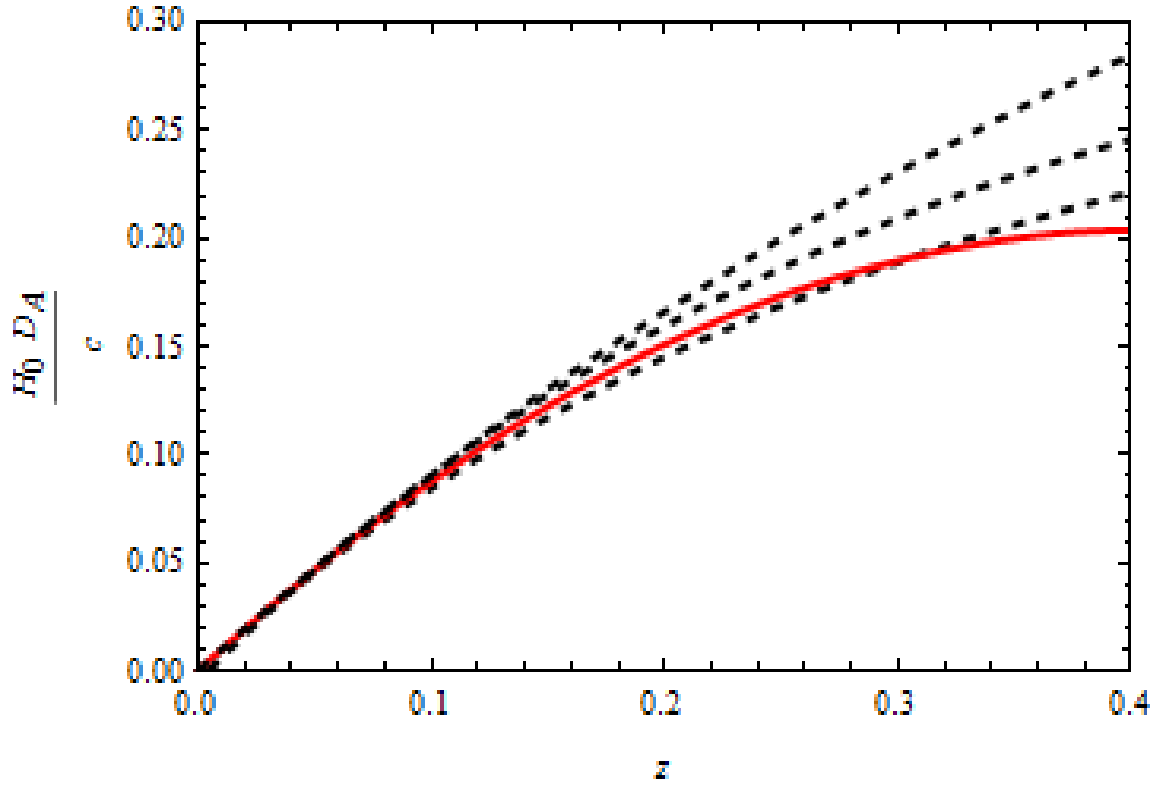
Podemos agora comprar essas curvas com aquela prevista pela expansão para D_A em termos de H_o e q_o. Para o caso k=0, já vimos que

$$D_A = \frac{cz}{H_0}\left(1 - \frac{3+q_0}{2}z\right)$$

= Ryden



Fazendo um zoom no gráfico anterior:



A expansão só é uma boa aproximação para z<<1, como esperado.

Distância de Luminosidade – Fluxo de luz

Como vimos, não conhecemos atualmente muitos objetos candidatos a réguas padrão. A utilização de BAO é um fato recente.

Por isso, o conceito de **distância de luminosidade D_L**, é muito utilizado em cosmologia.

Já falamos de 2 dos 3 observáveis em cosmologia:

~~Diâmetro angular;~~

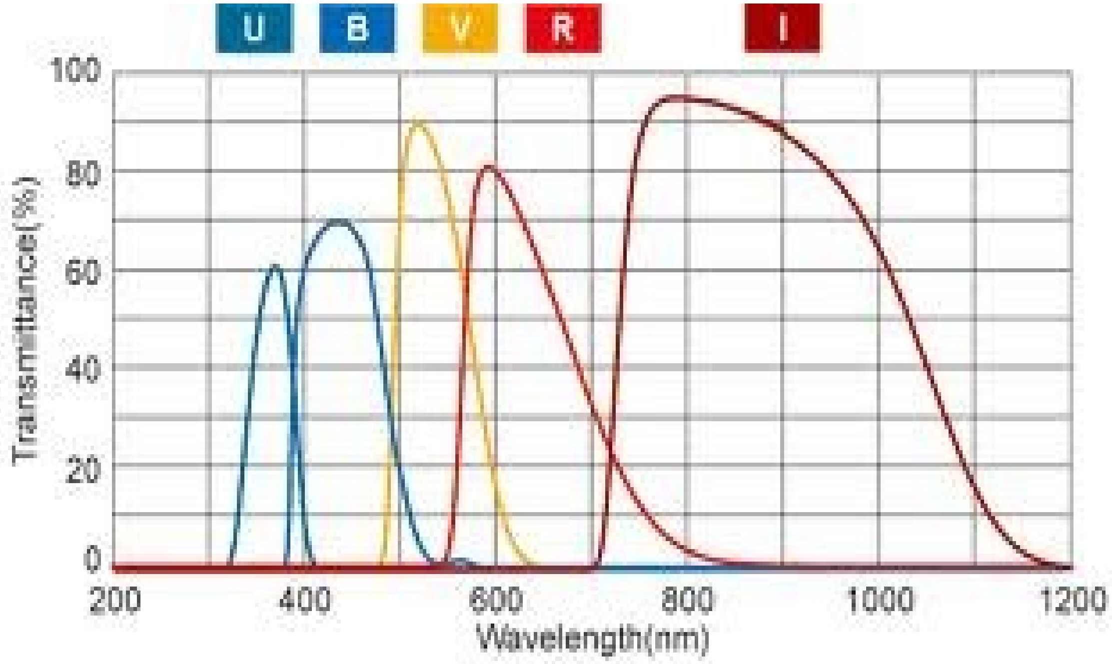
~~Desvio para o vermelho;~~

Fluxo de luz.

Quantidade de energia vinda de uma fonte que é detectada na Terra por unidade de tempo e por unidade de área.

Em teoria, podemos medir o fluxo vindo de um objeto astronômico integrado em todas as frequências (fluxo bolométrico) ou o fluxo em um determinado intervalo de frequência.

Na prática, o fluxo bolométrico é difícil de ser medido e o que se faz é utilizar filtros que "selecionam" a luz em uma determinada faixa de frequência.



Distância de Luminosidade - Definição

Vela padrão: objeto com luminosidade intrínseca L conhecida.

(Luminosidade intrínseca = quantidade de energia total emitida pela fonte por unidade de tempo)

Distância de diâmetro angular:
Para uma régua padrão, conhecemos o tamanho próprio l e medimos $\delta\theta$ → definimos $D_A = l/\delta\theta$.

Analogamente, se conhecemos a luminosidade própria L e medimos o fluxo f, podemos definir a **distância de luminosidade** como:

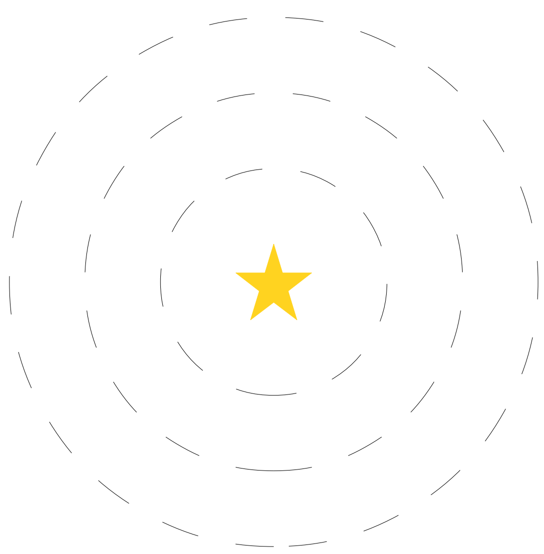
$$\boxed{D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi f}}}$$

No caso de um **Universo estático e euclidiano**, D_L é igual à distância própria da vela padrão.

No caso geral, isso NÃO é verdade!

Universo de Friedmann geral:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left[dr^2 + S_\kappa(r)^2 d\Omega^2\right]$$



Área da esfera sobre a qual os fótons emitidos pela estrela em um mesmo momento se espalham depende da curvatura do espaço-tempo:

$$A(t_0) = 4\pi S_k(r)^2$$

(Se k=0 $\Rightarrow A(t_0) = 4\pi r^2$)

Além disso, se o Universo não é estático, a sua expansão causa dois efeitos distintos sobre o fluxo de fótons observado:

1. Desvio para o vermelho cosmológico:

Um fóton emitido pela fonte com comprimento de onda λ_e, quando o fator de escala era $a(t_e)$, é detectado hoje na Terra com comprimento de onda

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_e}{a(t_e)} = \lambda_e(1+z)$$

A energia atribuída ao fóton na detecção será portanto

$$E_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{hc}{\lambda_e}\frac{1}{(1+z)} = \frac{E_e}{1+z}$$

2. Aumento do intervalo entre fótons de um mesmo feixe

Se a fonte emite um feixe de fótons tal que o intervalo de tempo entre cada um é δt_e, a expansão do Universo fará com que esse intervalo aumente durante a viagem dos fótons até a Terra:

$$\delta t_0 = \delta t_e (1+z)$$

O efeito geométrico da curvatura e os dois efeitos da expansão resultam na seguinte relação entre fluxo medido e luminosidade intrínseca da fonte:

$$f = \frac{L}{4\pi S_k(r)^2 (1+z)^2} \Rightarrow D_L = S_k(r)(1+z)$$

Curvatura

(1+z) – desvio para o vermelho cosmológico

(1+z) – variação de δt

Para Universo de Friedmann geral.

Distância de Luminosidade – Tri-curvatura nula

Para um Universo em expansão e com k=0, temos:

$$S_k(r) = r \;\Rightarrow\; D_L = r\,(1+z) = d_p(t_0)(1+z)$$

Então, em um Universo em expansão a distância de luminosidade não é igual à distância própria.

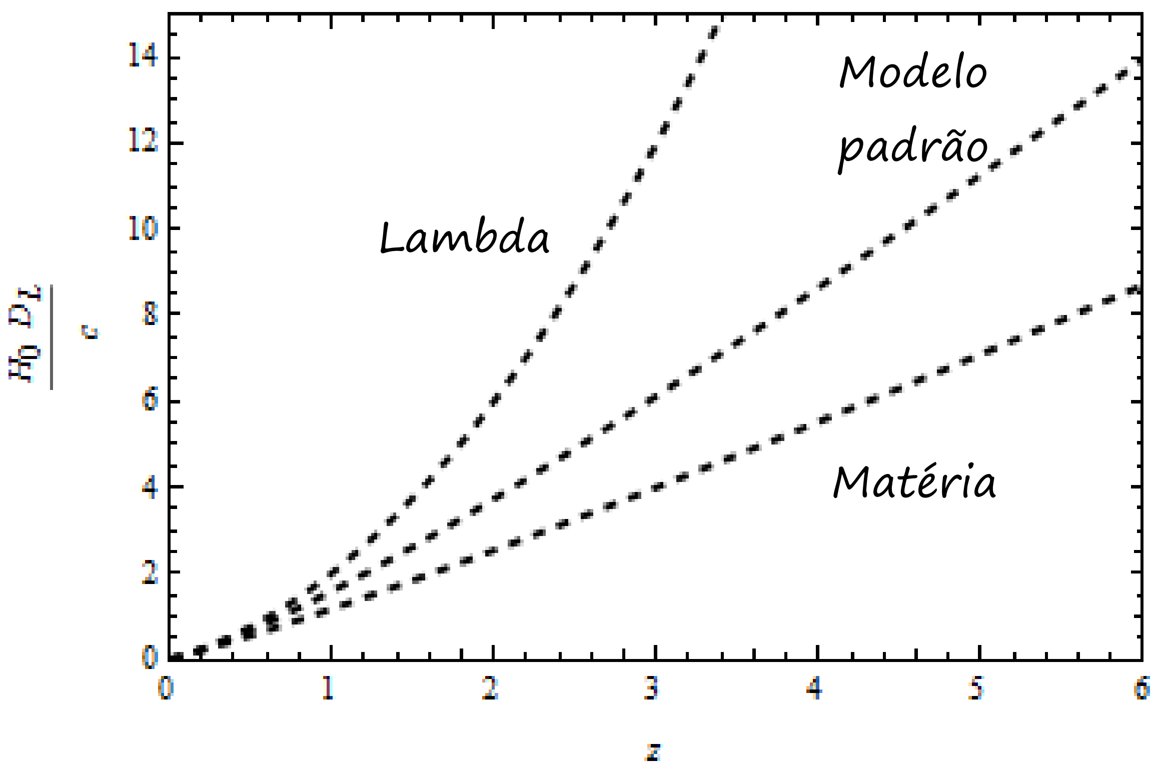
Usando a expansão para a distância própria em termos de z,

$$d_p(t_0) \approx \frac{c}{H_0} z \left[1 - \frac{1+q_0}{2} z\right]$$

obtemos, nesse caso,

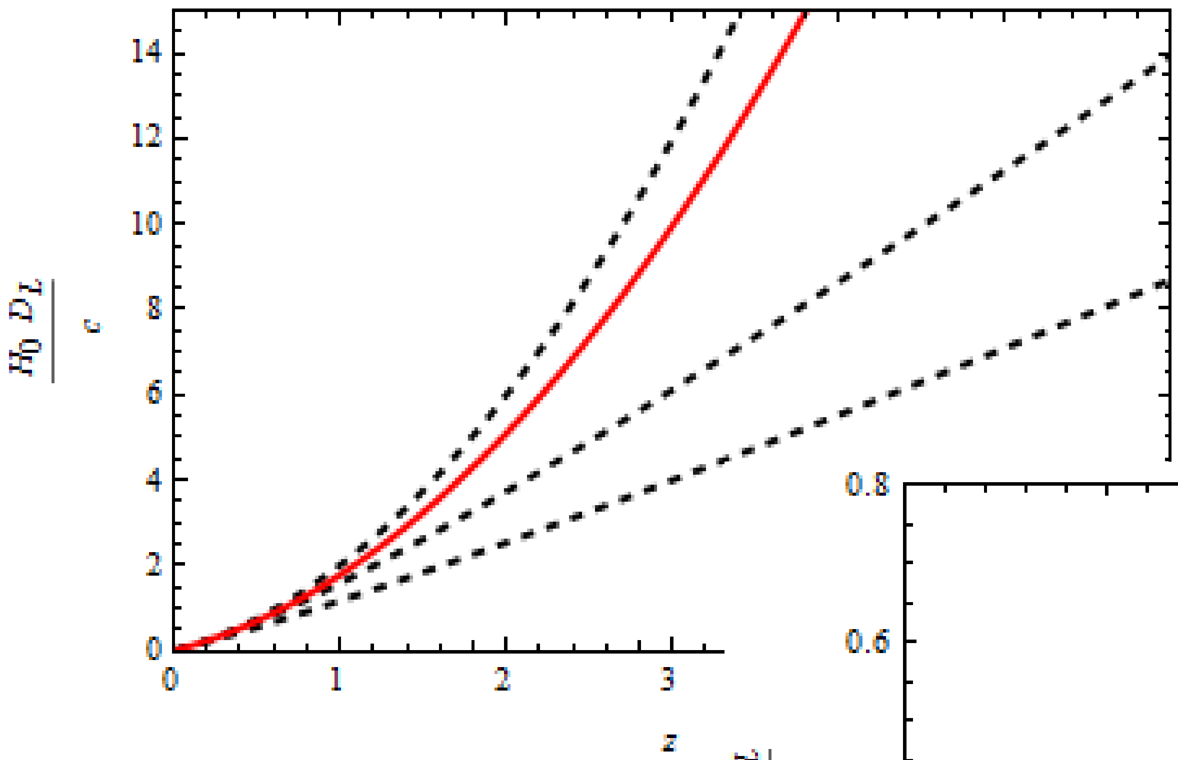
$$D_L \approx \frac{c}{H_0} z \left(1 - \frac{1+q_0}{2} z\right)(1+z) \approx \frac{c}{H_0} z \left(1 + \frac{1-q_0}{2} z\right)$$ = Ryden

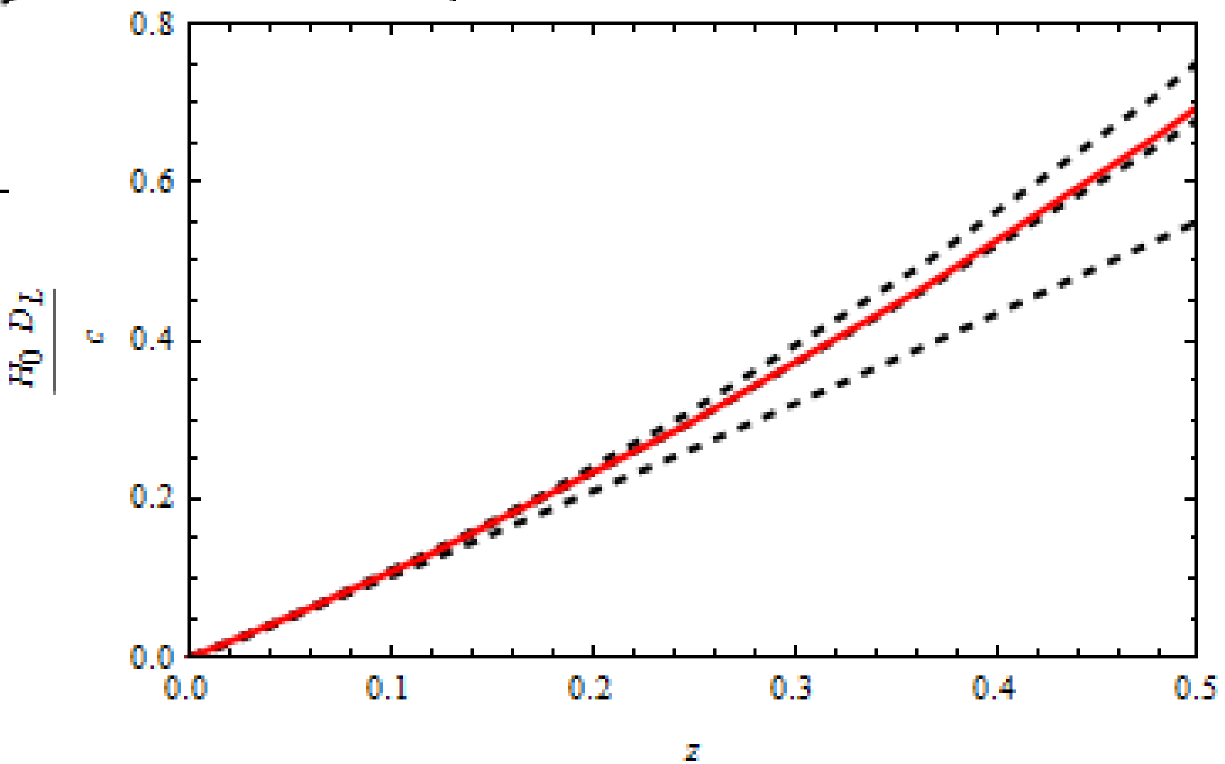
Exemplos para diferentes modelos de Universo com k=0



A distância de luminosidade cresce com z para todos os casos.

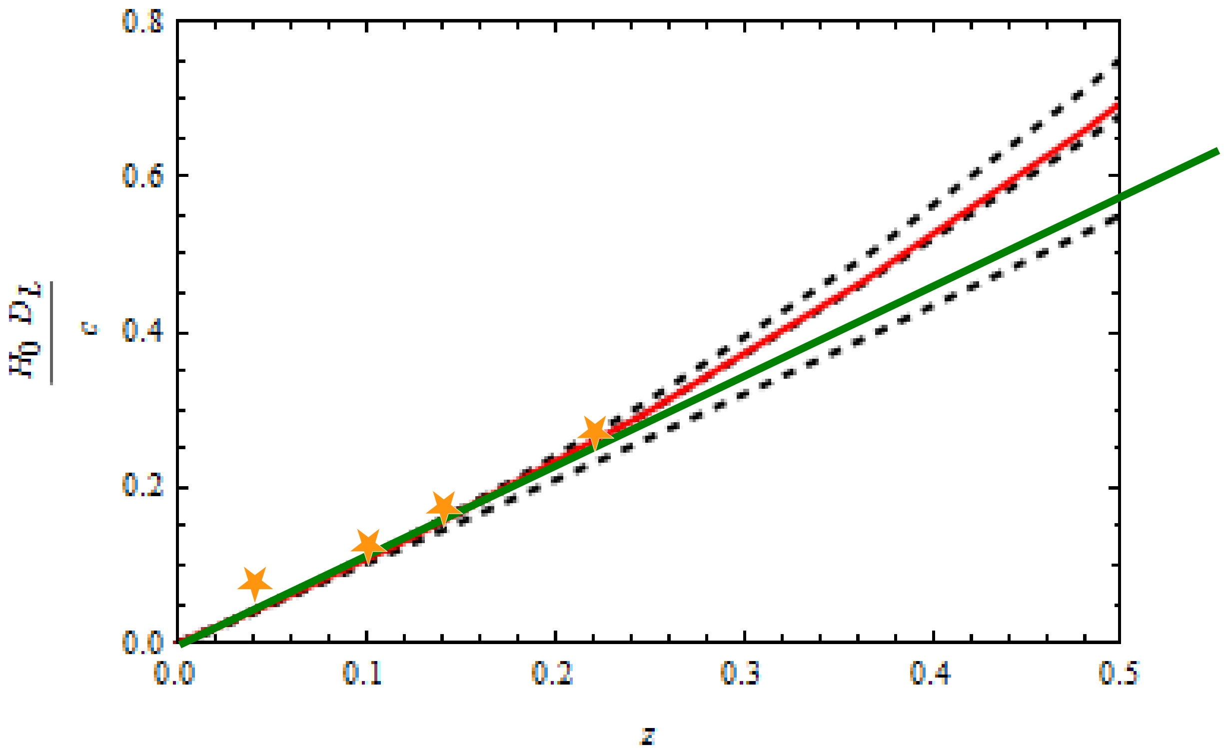
Comparação com expansão em série





Uso de velas padrão para determinar H_o

Método utilizado pelo próprio Hubble!



$$\boxed{D_L \approx \frac{c}{H_0} z}$$

Linear para z<0.2.

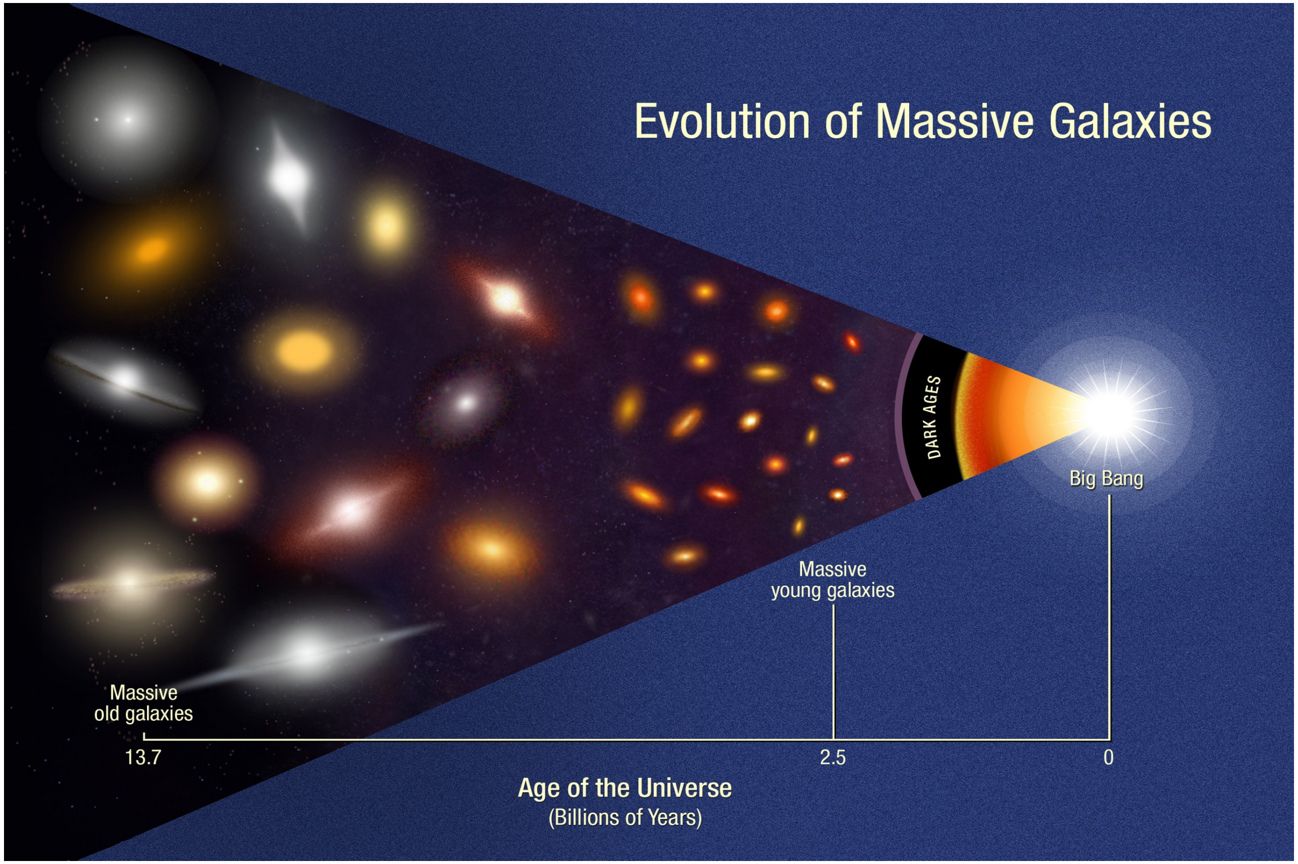
Termo não linear da expansão se torna apreciável para z>0.2.

Para valores menores de z, diagrama de Hubble pode ser usado para obter o valor de H_o através de um ajuste linear.

Como identificar uma vela padrão?

Objeto de luminosidade intrínseca conhecida.

As próprias galáxias foram pensadas como candidatos, porém a variedade de tais objetos é muito grande e a luminosidade total de uma mesma galáxia muda com o tempo de maneira complicada.

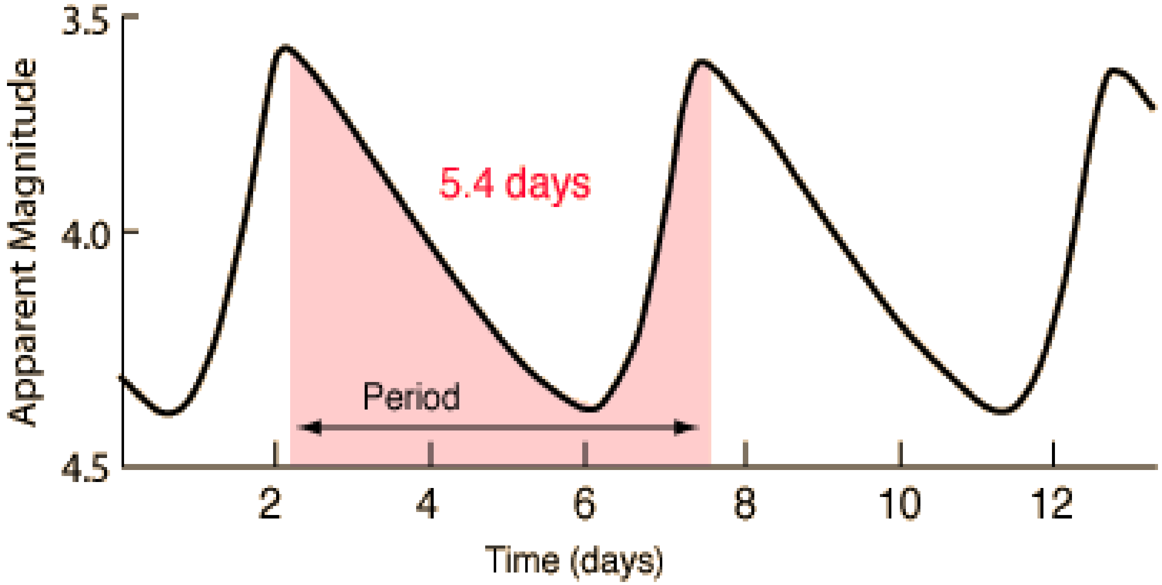


Variáveis cefeidas

Estrelas supergigantes muito luminosas cuja luminosidade varia com o tempo de forma periódica.

Luminosidade intrínseca média não é igual para todas as cefeidas:

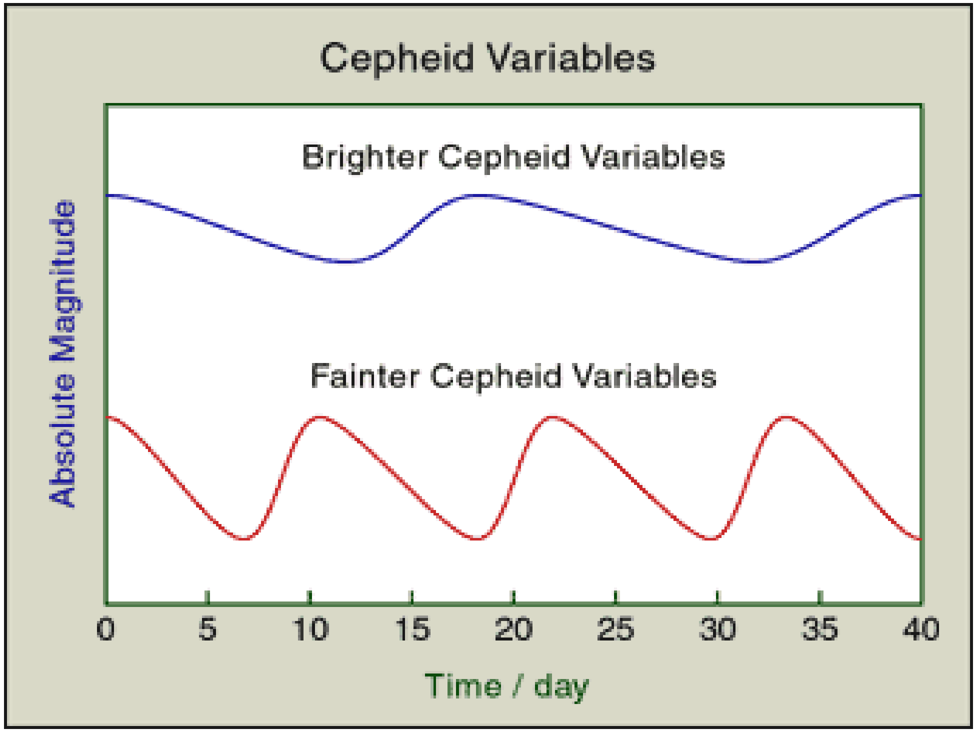
$(400 < L < 40.000\ L_{sol})$



Comparando duas cefeidas de luminosidades aparentes distintas, como saber se uma é intrinsecamente mais luminosa que a outra ou se as duas tem a mesma luminosidade intrínseca mas estão a distâncias diferentes?

Variáveis cefeidas

Em 1908, Henrietta Leavitt descobriu uma relação entre o período e a luminosidade de variáveis cefeidas.



Quanto maior é a luminosidade intrínseca, maior é o período de pulsação.

Variáveis cefeidas são velas **padronizáveis**!

Variáveis cefeidas

Henrietta Leavitt estudou variáveis cefeidas nas Nuvens de Magalhães, duas galáxias satélites da Via Láctea.

Variação de posição de uma Cefeida dentro das Nuvens de Magalhães é desprezível em relação à distância até a Via Láctea.

Variáveis cefeidas

Se detectamos uma cefeida na Grande Nuvem de Magalhães (LMC) e outra na galáxia de Andrômeda (M31) e verificamos que as duas tem período de 10 dias, podemos então admitir que as suas luminosidades intrínsecas são iguais.

Medimos então o fluxo médio de cada uma e obtemos por exemplo:

$$\frac{\bar{f}_{LMC}}{\bar{f}_{M31}} = 230$$

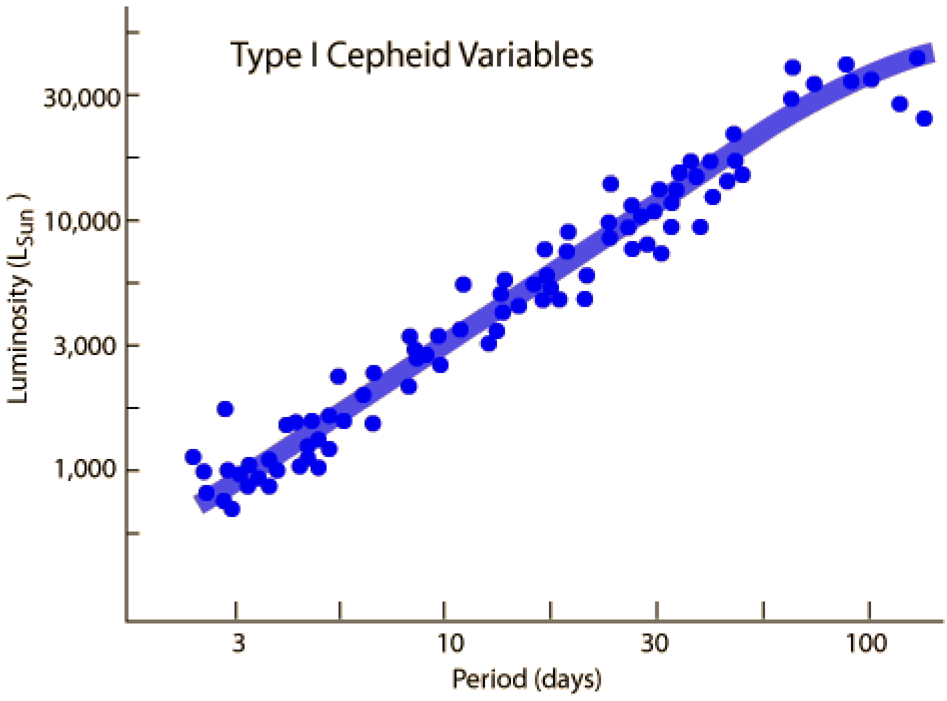
Podemos então somente concluir que

$$\frac{D_L(M31)}{D_L(LMC)} = \sqrt{\frac{\bar{f}_{LMC}}{\bar{f}_{M31}}} = 15.2$$

Para obter o valor de D_L para uma das duas galáxias, temos que conhecer a distância da outra através de outros métodos.

Variáveis cefeidas

Comparando duas cefeidas de brilho aparente distintos, podemos determinar a causa dessa diferença medindo o período de pulsação de cada uma.



A luminosidade intrínseca pode ser obtida pelo gráfico ao lado.

No entanto, cefeidas não são luminosas o suficiente para serem vistas em galáxias distantes (somente até ~20 Mpc).