# Lista V - Mecânica Estatística

#### Lyliana Myllena Santos de Sousa - 11223740 Lyliana.sousa@usp.br

#### 1.a)

A função de partição grande canônica do sistema é dada por:  $\Xi(T, V, \mu) = \sum_i \operatorname{Exp}(-\beta E_i + \beta \mu N_i)$ , para o nosso caso, temos a fatorização da função de partição de sistemas não interagentes. Assim,  $\Xi(T, V, \mu) = \sum_i \operatorname{Exp}(-\beta E_i + \beta \mu N_i) = Q^N = (\sum_i \operatorname{Exp}(-\beta E_i + \beta \mu N_i))^N$ , onde  $N = \frac{V}{V_0}$  e para a fugacidade sendo  $Z = \operatorname{Exp}(\beta \mu)$ . Com isso, tenho três condições possíveis cada célula, sendo elas:

$$\bullet$$
 N = 0 E = 0

$$\bullet$$
 N = 2 E =  $\epsilon$ 

$$Q = \sum_{i} \text{Exp}(-\beta E_i + \beta \mu N_i) =$$

$$Exp(-\beta 0_i + \beta \mu 0) + Exp(\beta \mu) + Exp(-\beta \epsilon + 2\beta \mu) = 1 + Z + Z^2 Exp(-\beta \epsilon)$$

Portanto, a nossa função partição grande canônica é dada por:

$$\Xi(T, V, \mu) = (1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon))^{\frac{\nu}{\nu_0}}$$

#### 1.b)

Sendo N o o número médio de partículas no sistema, podemos obter esse valor pela expressão:

$$N = \frac{1}{\beta} \left( \frac{\partial \ln \Xi}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + \operatorname{Exp}(\beta \mu) + \operatorname{Exp}(2\beta \mu) \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right) = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \left( \frac{\partial \ln \left( 1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon) \right)^{\frac{V}{v_0}}}{\partial \mu} \right)$$

$$\frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \frac{\beta \operatorname{Exp}(\beta \mu) + 2\beta \operatorname{Exp}(2\beta \mu) \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon)}{1 + \operatorname{Exp}(\beta \mu) + \operatorname{Exp}(2\beta \mu) \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon)} = \frac{1}{\beta} \frac{V}{v_0} \frac{\beta Z + 2\beta Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon)}{1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon)} = \frac{V}{v_0} \frac{Z + 2 Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon)}{1 + Z + Z^2 \operatorname{Exp}(-\beta \epsilon)}$$

Como foi dito no enunciado do exercício, podemos utilizar o parâmetro  $c = \frac{N}{(V/V_0)}$ . Com isso, tenho a seguinte expressão:

$$c = \frac{N}{(V/V_0)} = \frac{Z + 2Z^2 \exp(-\beta \epsilon)}{1 + Z + Z^2 \exp(-\beta \epsilon)} \Longrightarrow c \left(1 + Z + Z^2 \exp(-\beta \epsilon)\right) =$$

$$Z + 2Z^2 \exp(-\beta \epsilon) \Longrightarrow (2 - c) \exp(-\beta \epsilon) Z^2 + (1 - c) Z - c = 0$$

Observe que a fugacidade é descrita por uma equação de segundo grau, com isso, tenho que:

$$Z = \frac{-(1-c) \pm \sqrt{(1-c)^2 + 4c(2-c)\operatorname{Exp}(-\beta\epsilon)}}{2(2-c)\operatorname{Exp}(-\beta\epsilon)}$$

#### 3.a)

Como para cada conexão pode estar encaixada, com energia nula, ou desencaixada, com uma energia  $\epsilon$  > 0. Assim, para as n primeiros conexões desencaixadas, a energia total do sistema será igual a:  $E_n = \epsilon n$ 

### 3.b)

Para n primeiras conexões estando desencaixadas, temos M = N-1, sendo M as configurações compatíveis com o sistema, pois estamos assumindo que as duas metades do ziper nunca se desconectaram e se separam.

#### 3.c)

Usualmente, uma função partição é definida como sendo:  $Z = \sum_{n=0}^{M} \text{Exp}(-E_n \beta)$ . No entanto, possuímos uma degeneração  $G^n$ , pois existem  $G^n$  maneira das conexões se organizarem. Assim, nossa função partição é dada por uma série geométrica:

$$Z = \sum_{s=0}^{N-1} G^{n} \exp(-E_{n} \beta) = \sum_{s=0}^{N-1} G^{n} \exp(-\epsilon n \beta) = \sum_{s=0}^{N-1} [G \exp(-\epsilon \beta)]^{n} = \frac{1 - (G \exp(-\epsilon \beta))^{N}}{1 - G \exp(-\epsilon \beta)}.$$

## 3.d)

Para N  $\rightarrow \infty$ , temos que a energia livre é dada por:  $F = -K_B T \operatorname{Ln} N = K_B T \operatorname{Ln} N^{-1}$ , disso temos uma note que a energia livre para N\>1, temos uma descontinuidade na energia, pois aparece Ln0. Observando a função partição, temos que:  $G \exp(-\epsilon \beta) \neq 1$ . Se  $G \exp(-\epsilon \beta) = 1$ , temos uma singularidade onde a sua temperatura é considerada um temperatura crítica:

$$G \operatorname{Exp}(-\epsilon \beta) = 1 \iff G = \operatorname{Exp}(\epsilon \beta) = \operatorname{Exp}(\epsilon / K_B T_c) \iff \operatorname{Ln} G = \epsilon / K_B T_c \iff T_c = \epsilon / K_B \operatorname{Ln} G$$