2023-09-13

Régime transmon $\frac{E_J}{E_c}$ grand:

La dissipation de charge va comme $e^{\frac{E_J}{E_c}}$

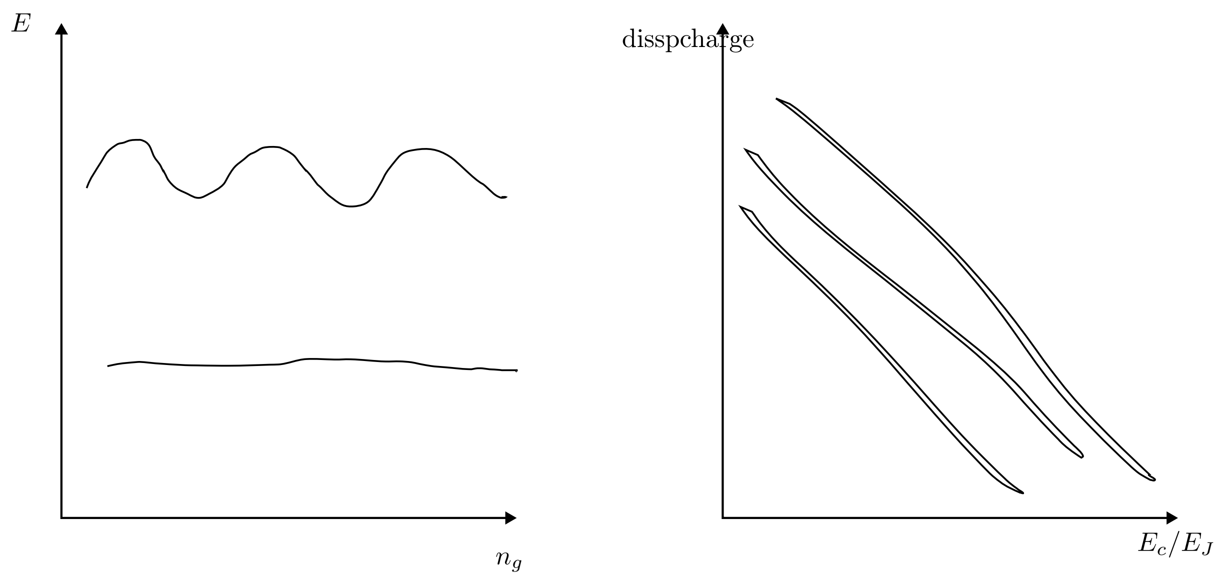

Figure 1: graphiques

Pour atteindre ce régime : $C_s \gg C_J$

3.2.1 Approximation Keir du Transmon

<u>Approx:</u> On laisse tomber n_g

$$\hat{H} = 4E_c\hat{n}^2 - E_j\cos\hat{\varphi} = 4E_c\hat{n}^2 + \frac{\hat{\varphi}^2}{2L_?} - E_g\left(cos(?) - ?\right) = \hat{H}_l + \hat{H}_{nl} = [(\cdots)]$$

$$\hat{\varphi} = \left(\frac{2E_c}{E_j}\right)^{\frac{1}{4}}\left(b^\dagger + b\right) \qquad \hat{n} = \frac{i}{2}\left(\frac{E_J}{2E_c}\right)^{\frac{1}{4}}\left(b^\dagger - b\right)$$

donc $H_l = \hbar\omega_p b^\dagger b$ avec $\omega_p = \sqrt{8E_JE_c}/\hbar$

Puisque la *particule* est massive, elle n'explore que le bas du puit. On peut donc faire une expension en série de H_{nl}

$$\hat{H}_{\mathrm{nl}} - \frac{1}{4!}E_J\hat{\varphi}^4 = -\frac{1}{4!}E_c^{\frac{1}{4}}\left(b^\dagger + b\right)^4 \approx -E_cb^\dagger b - \frac{E_c}{2}b^\dagger b a^\dagger b b$$

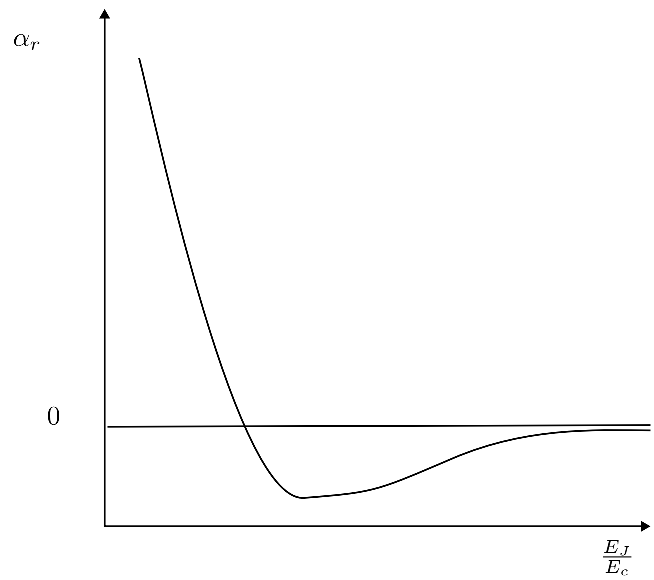

Figure 2: anharmonicité

On ne garder que les termes ayant le même nombre de b et $b^\dagger$ (Ce qui reviens à l'approximation séculaire)

Pour s'en convaincre, on passe à un référentiel tournant à ω_p

$$H' \sim -\frac{E_c}{12}\left(b^\dagger e^{i\omega_p t} + e^{-i\omega_p t}\right)^4 = \text{... expension...}$$

Le terme qui tourne le moins vite, $b^{\dagger 3}b$ apprait 6 fois

$$2\omega_p \gg \frac{6E_c}{12} \to \sqrt{\frac{E_j}{E_c}} \gg 1\text{: satisfait par le régime transmon}$$

De retour dans le référention du labo

$$H \approx \hbar\omega_p b^\dagger b - E_c b^\dagger b - E_c b^\dagger b - \frac{E_c}{J} b^\dagger b^\dagger bb = \hbar\omega_q b^\dagger b - \frac{E_c}{2} b^\dagger b^\dagger bb$$

On peut le réecrire le hamiltonien pour mieux comprendre l'effet de la non-linéairité

$$H = \left(\hbar\omega_q' - \frac{E_c}{2} b^\dagger b\right) b^\dagger b$$

Chaque niveau d'énérgie dépend néativement du nombre de niveau, on voit donc que l'énérgie entre chaque niveau diminue.

Remarque sur $\hat{p}hi$

ϕ à seulement vraiment un sens lorsque dans une fonction périodique. En prenant un série de Taylor on perd la périodicité de la fonction. On pert une partie de la physique, donc.
<u>Anharmonicité</u>:

$$\frac{E_c}{\hbar\omega_q} \sim \frac{E_c}{\sqrt{8E_J E_c}} \quad : \text{petit dans le régime transmon}$$

En partique $\frac{E_c}{h} \sim 100 - 400MHz$

3.2.2 Transmons ajustable par le flux

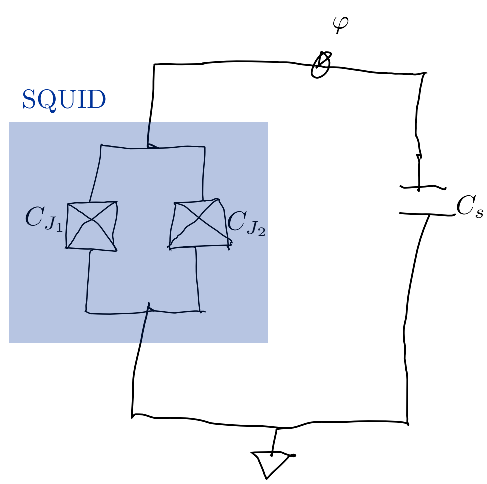

Figure 3: Double jj

$$L = \frac{1}{2}C_3\ddot{\phi} + \frac{1}{2}C_{J_1}\dot{\phi}^2 + \frac{1}{2}C_{J_2}\left(\dot{\phi}\Phi_{\text{ext}}\right)^2 + E_{J_1}\cos + E_{J_2}\cos\left(\varphi + \varphi_{\text{ext}}\right)$$

$$H = 4E_x\hat{n}^2 - \cancelto{0}{2e\frac{C_J}{C_s}\dot{\phi}_{\text{ext}}}\hat{n} - E_{J_1}\cos\hat{\varphi} - E_j\cos\left(\hat{\varphi} + \varphi_{\text{ext}}\right)$$

avec $c_g = c_s + c_{J_1} + c_{J_2}$

Dans le cas $E_{J_1} = E_{J_2} \equiv \frac{E_J}{2}$ alors

$$H = \cdots$$

Dans le régime transmon

$$\hbar\omega_q = \sqrt{8E_c|E_g(\Phi_{\text{ext}})|} - E_C$$