

Cohérent states

Fase geométrica estados entrelazados //

→ Necesito el análisis del caso no abeliano? Repetir

Tenemos el tensor métrico:

$$g_{\alpha\beta} = \text{Re}\{\langle 0_\alpha | X_\beta | 0_\beta \rangle\}$$

y el tensor de Berry, de donde podemos obtener la fase geométrica es el campo vectorial

$$a_X(x) = -i \langle X_x | \partial X_x \rangle \leftarrow \text{potencial geométrico}$$

y su campo tensorial de fuerzas, similar al electromagnético

$$\text{los ds complejos } f_{ij} = \partial_i a_j - \partial_j a_i \quad \delta f_{ik} = 2i \text{Im} \langle \partial X_k | \partial X_i \rangle$$

distancia sólo entre los estados con una pequeña var?

$|X_x\rangle$ estado en el espacio parametrizado

- Vimos que para estados entrelazados la fase geométrica puede ser separada en la fase geométrica de cada subespacio en su descomposición de Schmidt:

$$\gamma_{ab}(\tau) = \alpha \sum_{i=1}^N p_i [\gamma_{ai}(\tau) + \gamma_{bi}(\tau)] + 2\pi n_i$$

donde γ_{ai} y γ_{bi} son las fases geométricas separadas de cada subsistema $|11i\rangle$ y $|2i\rangle$

entonces el principio calculando las fases de cada subsistema y sumandolas obtendremos la fase geométrica enredados del caso entrelazado por ejemplo, 2 q-bits

$$|\Psi(0)\rangle = \sqrt{P_0} |10_a\rangle \otimes |\phi_b\rangle + \sqrt{P_1} |1_a\rangle \otimes |1_b\rangle$$

y con $\hat{H} = \hbar\omega |1_a\rangle\langle 1_a| \otimes \hat{H}_b$ entonces

$$\hat{U}_a(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_a t} = e^{-\frac{i}{\hbar}\hbar\omega |1_a\rangle\langle 1_a| t}$$

$$\hat{U}_b(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_b t} = e^{-\frac{i}{\hbar}\hbar\omega |1_b\rangle\langle 1_b| t}$$

la fase geométrica para el sistema puro $|10_a\rangle$ es

$$|10_a\rangle = \hat{U}_a(t)|10_a\rangle$$

expandiendo $\hat{U}_a(t)$ es fácil ver que la fase es

$$-\hbar\omega |1_a\rangle\langle 1_a| t$$

$$|10_a\rangle = e^{-\hbar\omega |1_a\rangle\langle 1_a| t} |1_a\rangle \quad \text{la fase es cero?}$$

ó el qbit se hace cero inmediatamente?

$$\text{para el estado giro } |Sa\rangle \stackrel{\omega}{\sim} e^{-i\omega t} |Sa\rangle$$

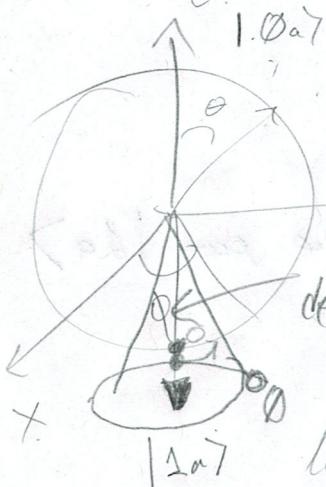
$$|Sa\rangle = e^{-i\omega t} |Sa\rangle$$

por lo que

$$T = \frac{\pi}{\omega}$$

para calcular la fase geométrica

Si nos vamos al espacio de parámetros para un sistema de dos niveles (como spin 1/2)



lo parametrizo como

$$|Sa\rangle = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\theta}{2}) \\ e^{i\phi} \sin(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix}$$

lentitas serían
de $\pi \rightarrow \pi$

$$\alpha_0 = \phi \quad \text{y} \quad \alpha_\phi = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_0)$$

obteniendo lo mismo que en el paper

~~$$\alpha_{B|Sa} = \pi(1 - \cos \theta_0) \rightarrow \theta_0 = \pi$$~~

~~$$\alpha_{B|Sa} = \pi(1 - \cos \theta_0) \quad \text{y} \quad \theta_0 = \pi$$~~

$\neq 2\pi$ pero que este

o es $\theta_0 = \alpha_B \leq \pi$?

para el subespacio $|0b\rangle$:

$$|0b\rangle = \hat{U}_B(t) |0b\rangle \\ = e^{-\frac{\Omega}{\hbar} t} |0b\rangle$$

por lo que $\tau = \hbar \pi$

tenida exactamente la misma fase que
como lo hace para el caso general

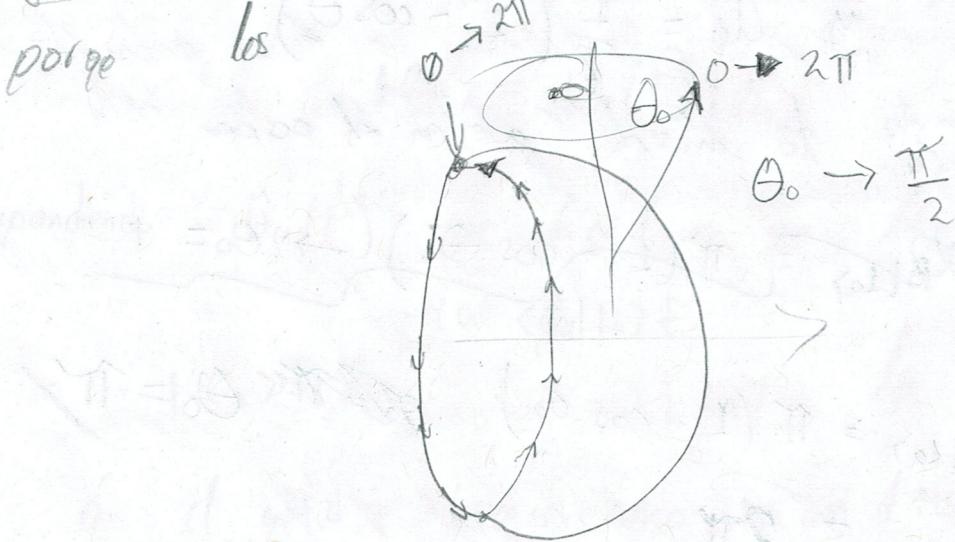
$$\chi_B = \pi \text{ ó } 2\pi$$

$$\text{Pero } |0b\rangle \rightarrow \theta_0 = 0 \quad \chi_B = 0$$

y para $|1b\rangle$ sería lo mismo que para $|2a\rangle$

$$\chi_B = 2\pi$$

Todos los fases serían cero



$$\theta_0 \rightarrow \frac{\pi}{2}$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{1}{2}(1 - \cos \theta) d\theta = \phi$$

$\theta = \phi$ ea todo el cuadrante

ceros siempre