

# Дистиляція квантових станів за допомогою стабілізаторних кодів виправлення похибок.

## Лекція 14

23 травня 2023

Заплутані квантові стани є визначальною рисою квантової механіки. Збереження їх заплутаності на великих відстанях дозволяє робити те, що неможливо з точки зору класичної механіки.

По суті, вони є ресурсом в багатьох задачах квантової комунікації та обчислень.

Наприклад, двох-кубітні стани Белла

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$$

використовуються в квантовій телепортації.

Дистиляція квантових станів - це назва для алгоритмів, за якими по набору з  $n$  зашумлених копій заплутаного стану, можна отримати  $k$ ,  $k < n$ , більш чистих копій цього заплутаного стану.

Існують різні методи дистиляції. Розберемо метод, який базується на виправленні квантових похибок стабілізаторними кодами.

## Дистиляція станів Бела

Припустимо Аліса і Боб, що розділені дистанційно, хочуть розподілити між собою деяку кількість станів Бела.

Для цього Аліса генерує локально  $n$  копій станів Бела

$$|\Phi_n^+\rangle = |\Phi^+\rangle^{\otimes n} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)\right)^{\otimes n}.$$

Другу частину кожного стану Аліса відправляє Бобу, тобто він отримає  $n$  кубітів. Вважаємо, що при передачі на стани Боба могла подіяти похибка  $E = E_B$ . Тобто результуючий стан буде

$$\begin{aligned} & (I_A \otimes E_B) |\Phi_n^+\rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle E_{B_1} |0\rangle + |1\rangle E_{B_1} |1\rangle) \otimes \cdots \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle E_{B_n} |0\rangle + |1\rangle E_{B_n} |1\rangle), \end{aligned}$$

якщо  $E_B = E_{B_1} \otimes \cdots \otimes E_{B_n}$ .

Зрозуміло, що для нетривіальної похибки  $E$  це вже не будуть  $n$  чистих станів Бела. Але це можна виправити.

Візьмемо стабілізаторний код  $S = \langle g_1, \dots, g_{n-k} \rangle$  типу  $[n, k]$ . Процедура дистиляції починається із застосуванням Алісою вимірювань, що відповідають генераторам  $g_i$ , до її  $n$  кубітів. Результатом буде набір  $\mathbf{c} = c_1 \dots c_{n-k}$  з  $n - k$  значень  $\pm 1$ , а стан усієї квантової системи перейде у

$$(P_{\mathbf{c}} \otimes I_B)(I_A \otimes E_B) |\Phi_n^+\rangle,$$

де

$$P_{\mathbf{c}} = \prod_{i=1}^{n-k} (I + c_i g_i) / 2$$

це проектор, що відповідає результату  $\mathbf{c}$  при вимірюванні.

Для станів Бела виконується матрична тотожність

$$(M \otimes I_B) |\Phi_n^+\rangle = (I_A \otimes M^T) |\Phi_n^+\rangle$$

для будь-якої матриці  $M$ .

Тож попередній вираз можна переписати як

$$\begin{aligned} (P_c \otimes I_B)(I_A \otimes E_B) |\Phi_n^+\rangle &= (I_A \otimes E_B)(P_c \otimes I_B) |\Phi_n^+\rangle = \\ &= (I_A \otimes E_B)(I_A \otimes P_c^T) |\Phi_n^+\rangle. \end{aligned}$$

Іншими словами, можна вважати, що кубіти Боба були спроектовані до  $P_c^T$ , а потім на них подіяла похибка  $E_B$ .

При цьому Аліса відправляє результат  $c$  її вимірювань класичним чином, тож Боб в точності знає  $P_c^T$ .

З точки зору Боба вимірювання Аліси з результатом  $c$  еквівалентно тому, що це він провів вимірювання  $g_i^T$  з результатом  $c$  (до похибки  $E_B$ ).

Відмітимо, що  $S^T = \langle g_1^T, \dots, g_{n-k}^T \rangle$  так само буде стабілізаторним кодом типу  $[n, k]$ .

Вимірювання  $g_i^T$  з результатами  $c_i$  переведуть стан системи у стабілізаторний підпростір групи

$$\langle c_1 g_1^T, \dots, c_{n-k} g_{n-k}^T \rangle,$$

а помилка  $E$  відповідно до

$$\langle c_1 E g_1^T E^\dagger, \dots, c_{n-k} E g_{n-k}^T E^\dagger \rangle.$$

Так само як і при виправленні квантових похибок Боб може провести синдромні вимірювання, що відповідають  $g_i^T$ , щоб знайти і виправити похибку  $E$  (якщо  $E$  виправляється стабілізаторним кодом  $S^T$ ). Тобто повернути стан у простір, що відповідає

$$\langle c_1 g_1^T, \dots, c_{n-k} g_{n-k}^T \rangle.$$

Єдине що в цьому алгоритмі по суті виправляється логічний стан  $k$  кубітів, які кодується стабілізаторним кодом. Тож кажуть що цей алгоритм дистиляції дозволяє дистилювати  $k$  станів за допомогою  $n$ .





