

# Prueba del Teorema de Bell y violación desigualdad CHSH

## Seminario 3

Lic. Julio A. Medina<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Universidad de San Carlos, Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas  
Maestría en Física  
julioantonio.medina@gmail.com

### Resumen

El Teorema de Bell y las desigualdades asociadas fueron de gran importancia para establecer la validez de las correlaciones que se dan en la mecánica cuántica, con este se logró esclarecer la paradoja de Einstein-Podolsky-Rosen sobre teorías de variables ocultas y la no-localidad de la teoría cuántica. Para establecer la validez experimental de los resultados de Bell, Clauser, Horne, Shimony y Holt derivaron las desigualdades CHSH que al igual que las desigualdades de Bell ponen restricciones en las ocurrencias estadísticas de una “prueba de Bell”. Estas confirmaciones experimentales pueden realizarse por medio de un circuito cuántico, en este reporte se expande en todo el desarrollo teórico y se implementan los circuitos por medio de Qiskit para comprobar que la naturaleza viola las desigualdades CHSH.

## 1. Correlaciones en las mediciones de spin y las desigualdades de Bell

El ejemplo más simple de adición de momento angular en sistemas compuestos de varias partículas en Mecánica Cuántica es el caso de spin  $\frac{1}{2}$  ver por ejemplo [10], este sistema se usa para demostrar uno de los efectos de la mecánica cuántica más sorprendentes y que ha causado controversias y discusiones científicas famosas i.e. La paradoja de Einstein, Podolsky y Rosen, ver [4], [2].

Considerando un sistema de dos electrones en un estado *spin-singlet*, i.e. con spin total igual a 0. El estado puede escribirse cómo

$$|spin-singlet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\hat{z}+; \hat{z}-\rangle - |\hat{z}-; \hat{z}+\rangle) \quad (1)$$

donde se ha especificado explícitamente la dirección de cuantización, para hacer una reseña se recuerda que en  $|\hat{z}+; \hat{z}-\rangle$  se interpreta que el primer electrón está en el estado spin “arriba” y el segundo está en el estado spin “abajo” de manera análoga para  $|\hat{z}-; \hat{z}+\rangle$  se tiene al primer electrón en el estado spin “abajo” y al segundo está en el estado spin “arriba”.

Ahora si se realiza una medición sobre el estado definido en 1 hay una probabilidad  $p = 0,5$  de encontrar al sistema en un estado “arriba” o “abajo” ya que el sistema tiene la misma probabilidad de estar en el estado  $|\hat{z}+; \hat{z}-\rangle$  o  $|\hat{z}-; \hat{z}+\rangle$ . En esta medición si se encuentra a uno de los electrones con un spin “arriba” el

otro necesariamente tiene que estar en con el spin "abajo" y viceversa. Cuando se halla al primer electrón en el estado spin "arriba" el aparato de medición a colapsado la función de onda del sistema al estado(en otras palabras el aparato de medición ha seleccionado) el primer término de 1,  $|\hat{\mathbf{z}}+; \hat{\mathbf{z}}-\rangle$  una medición subsecuente en el spin del segundo electrón debe reafirmar que estado compuesto está dado por  $|\hat{\mathbf{z}}+; \hat{\mathbf{z}}-\rangle$ .

Es impresionante que este tipo de correlación pueda persistir incluso cuando las 2 partículas del sistema estén bastante alejadas una de otro y hayan dejado de interactuar localmente dado que cuando mientras se alejan el movimiento no cambia el spin de las partículas. Este es el caso de un sistema con momento angular  $J = 0$  que se desintegra espontáneamente es dos partículas de spin  $\frac{1}{2}$  sin momento angular orbital relativo, debido a que el momento angular se debe conservar en el proceso de desintegración. Un ejemplo experimental de esto se da en un proceso escaso o raro en el que un mesón  $\eta$  con masa  $549 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  decae un par de muones

$$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (2)$$

este proceso es extremadamente raro pero hay otros casos más realísticos cómo la dispersión de protón-protón a bajas energías cinéticas.

Para ser más ilustrativa la deducción y al mismo tiempo más pictórica se considera a un sistema de dos partículas de spin  $\frac{1}{2}$  moviéndose en direcciones contrarias cómo se puede en la figura 1, el observador A se enfoca en medir el componente del spin  $S_z$  de la partícula 1 que se mueve hacia la derecha y el observador B se enfoca en medir  $S_z$  para la partícula 2 que se mueve hacia la izquierda. Asumiendo el caso en el que el observador A mide una  $S_z$  y obtiene un valor positivo, entonces este observador puede predecir el resultado de la medición que hace el observador B, incluso antes de el observador B realice cualquier medición, el resultado de la medición de B es certeza el valor negativo para  $S_z$ , por el otro lado si el observador A no realiza ninguna medición entonces hay un 50 % - 50 % de chance de medir  $S_z^+$  o  $S_z^-$ . Esto incluso podría ser de esperarse, considerando la siguiente analogía: " es cómo tener un par de guantes uno con orientación derecha y otro con orientación izquierda y se ponen en cajas idénticas aleatoriamente, si alguien abre una caja al azar y encuentra por ejemplo el guante derecho sabrá con certeza que en la otra caja hay un guante izquierdo". Resulta que está analogía es demasiado sencilla para capturar la sofisticación intrínseca de la mecánica cuántica. En el caso de las partículas se puede elegir una dirección arbitraria del spin y medir por ejemplo medir  $S_x$  en lugar de  $S_z$ , en la analogía no hay manera de medir otra orientación de los guantes y por ejemplo hubiese otra diferencia en los guantes cómo que los guantes tuvieran un color en particular el derecho blanco y el izquierdo negro, en el caso cuántico significaría cambiar los colores de los guantes por ejemplo a un par rojo-azul o verde-amarillo y es ahí donde no se encuentra un sistema clásico análogo al fenómeno cuántico.

Para un sistema de una partícula de spin  $\frac{1}{2}$  se tienen los eigenkets(vectores propios)  $S_x$  y  $S_z$  están relacionados de la siguiente manera <sup>1</sup>

$$|\hat{\mathbf{x}}\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\hat{\mathbf{z}}+\rangle \pm |\hat{\mathbf{z}}-\rangle), \quad |\hat{\mathbf{z}}\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\hat{\mathbf{x}}+\rangle \pm |\hat{\mathbf{x}}-\rangle). \quad (3)$$

---

<sup>1</sup>ver2 o [10]

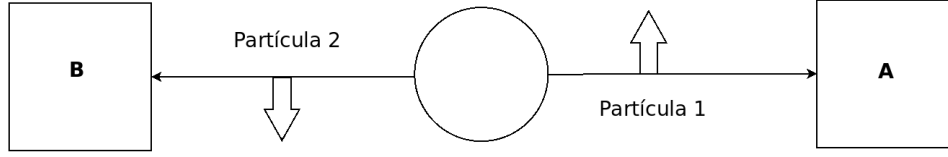


Figura 1: Correlación de spin para un estado *spin-singlet*

Continuando la discusión con el sistema compuesto, se puede reescribir el estado de spin-singlet 1 escogiendo al eje  $x$  como eje de cuantización de la siguiente manera:

$$|spin-singlet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\hat{x}-; \hat{x}+\rangle - |\hat{x}+; \hat{x}-\rangle). \quad (4)$$

Esta expresión es muy parecida a 1 y aparte del signo (que es una convención) se pudo esperar tener una expresión análoga debido al hecho que para los estados de *spin-singlet* no hay preferencia de dirección espacial. Suponiendo ahora que el observador A puede elegir medir  $S_z$  o  $S_x$  para la partícula 1 al cambiar la orientación de su dispositivo para medir el spin, mientras que el observador B se concentra en una sola dirección  $S_x$  para la partícula 2. Si A mide  $S_z$  y obtiene un valor positivo B tiene claramente 50 % – 50 % chance de hallar  $S_x +$  o  $S_x -$  aunque se sepa que  $S_z$  es con certeza negativo, su componente  $S_x$  está totalmente indeterminado. Por el otro lado, suponiendo que A escoge medir  $S_x$  entonces cuando mida un valor positivo para la partícula 1 el observador B tendrá con certeza un valor negativo para  $S_x$ . La última opción en la que el observador A prefiere no hacer ninguna medición sobre la partícula 1 entonces es claro que el observador B tiene de nuevo 50 % – 50 % chance de medir  $S_x +$  o  $S_x -$ , para resumirlo

1. Si A mide  $S_z$  y B mide  $S_x$ , entonces hay una correlación completamente aleatoria entre las dos mediciones.
2. Si A mide  $S_x$  y B mide  $S_x$ , entonces hay una correlación perfecta (signos opuestos en las mediciones) entre las dos mediciones.
3. Si A no realiza medición, entonces las mediciones de B dan resultados aleatorios.

## 2. Apéndice

### Referencias

- [1] George Arfken. *Mathematical Methods for Physicists*.
- [2] J.S. Bell. *On the Einstein Podolski Rosen Paradox*. [https://cds.cern.ch/record/111654/files/vol1p195-200\\_001.pdf](https://cds.cern.ch/record/111654/files/vol1p195-200_001.pdf)
- [3] John F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony, Richard Holt. *PROPOSED EXPERIMENT TO TEST LOCAL HIDDEN-VARIABLE THEORIES*. Physical Review Letters., 23(15):880-4, <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.23.880>.

- [4] Einstein A., B. Podolsky, N. Rosen, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?*. Physical Review. doi:10.1103/PhysRev.47.777
- [5] J. Medina. *Reporte de Seminario 1. Computación Cuántica*. [https://github.com/Julio-Medina/Seminario/blob/main/Reporte\\_final/reportes\\_final.pdf](https://github.com/Julio-Medina/Seminario/blob/main/Reporte_final/reportes_final.pdf)
- [6] Michael A. Nielsen, Isaac L. Chuang. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press 2010. 10th. Anniversary Edition.
- [7] Richard P. Feynman. *Simulating Physics with Computers*. <https://doi.org/10.1007/BF02650179>.
- [8] *Qiskit Textbook*. <https://qiskit.org/textbook-beta>
- [9] N. David Mermin *Quantum Computer Science: An Introduction*. Cambridge University Press, 2007.
- [10] J.J. Sakurai *Modern Quantum Mechanics*. The Benjamin/Cummings Publishing Company, 1985.
- [11] Viktor Dotsenko. *An Introduction to the Theory of Spin Glasses and Neural Networks*. World Scientific 1994.
- [12] Yasaman Bahri, Jonathan Kadmon, Jeffrey Pennington, Sam S. Schoenholz, Jascha Sohl-Dickstein, Surya Ganguli. *Statistical Mechanics of Deep Learning*. <https://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev-conmatphys-031119-050745>
- [13] OpenQASM. <https://github.com/openqasm/openqasm>.