

# 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 esto 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 y por lo tanto las desigualdades de Bell, lo que significa que las teorías de variables ocultas locales son incompatibles con la mecánica cuántica.

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

### 1.1. Correlaciones en estados *spin-singlets*

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,  $|\hat{z}+; \hat{z}-\rangle$  una medición subsecuente en el spin del segundo electrón debe reafirmar que estado compuesto está dado por  $|\hat{z}+; \hat{z}-\rangle$ .

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

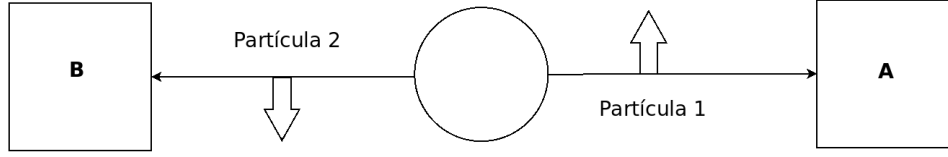


Figura 1: Correlación de spin para un estado *spin-singlet*

propios)  $S_x$  y  $S_z$  están relacionados de la siguiente manera <sup>1</sup>

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

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:

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

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.

Estos hechos demuestran que el resultado de la medición realizada por B parece depender de que tipo de medición el observador decide hacer: una medición de  $S_x$ , una medición de  $S_y$ , o ninguna medición. Es importante recalcar que A y B pueden estar a kilómetros de distancia sin posibilidad de comunicación o alguna interacción. El observador A puede decidir la orientación de su dispositivo para medir el spin mucho después de que las partículas se separan. Pareciera ser que la partícula 2 "sabe" el componente del spin de la partícula 1 que se está

<sup>1</sup>ver?? o [10]

mediendo instantáneamente.

La interpretación ortodoxa (la interpretación de Copenhague) de esta situación es la siguiente, la medición del observador A es un proceso de selección o filtrado. Cuando se mide  $S_z$  de la partícula 1 y se obtiene un valor positivo, entonces se selecciona al componente  $|\hat{z}+; \hat{z}-\rangle$  o la función de onda colapsa a este estado, una medición subsecuente de  $S_z$  en la otra partícula tan sólo confirma que el estado es de hecho  $|\hat{z}+; \hat{z}-\rangle$  o sigue en este estado. Se debe aceptar que lo que parece ser una medición en una parte del sistema es una medición en el sistema bipartito o el sistema completo.

## 1.2. Principio de localidad de Einstein y la desigualdad de Bell

Varios físicos han tenido una inconformidad o han tenido otras interpretaciones con respecto a la interpretación ortodoxa antes expuesta. Probablemente el más famoso siendo Albert Einstein que siempre mostró e hizo explícita su inconformidad con varios aspectos de la teoría cuántica. El principio de localidad de Einstein es el siguiente: La situación real es que el comportamiento del sistema  $S_2$  es independiente del sistema  $S_1$  que está espacialmente separado del primer sistema y por lo tanto no tiene una influencia directa. Este problema fue discutido por primera vez en un artículo seminal que se conoce como la paradoja EPR (Einstein, Podolsky y Rosen) ver [4]. Algunos han argumentado que las dificultades o incongruencias encontradas en este fenómeno son inherentes de las interpretaciones probabilísticas de la mecánica cuántica y que el comportamiento de la dinámica a nivel microscópico aparenta ser probabilístico debido a que se desconocen algunos parámetros por descubrir que se han llamado **variables ocultas** (*hidden variables*) no han sido especificados. Hay varias propuestas teóricas alternativas a la interpretación ortodoxa de la mecánica cuántica basadas en variables ocultas u otras consideraciones, por ejemplo la teoría de onda piloto de Bohm, introducida por uno de los padres de la teoría cuántica, Louis de Broglie. La pregunta fundamental para establecer la validez de la teoría cuántica es, ¿las teorías alternativas hacen predicciones que difieren de las hechas por la mecánica cuántica?. Hasta 1964 se creía que las teorías alternativas podían manipularse de tal forma que sus predicciones siempre coincidían con las predicciones cuánticas, el debate se podía considerar en ese sentido un tópico metafísico o filosófico, al final los resultados experimentales eran idénticos. No fue hasta que John. S. Bell dedujo que las teorías alternativas basadas en el principio de localidad de Einstein producían predicciones en la forma de una relación de desigualdad entre los observables de experimentos de correlaciones de spin que estaba en desacuerdo con las predicciones para el mismo experimento derivadas de la interpretación ortodoxa de la mecánica cuántica que además podía ser sometida a confirmación experimental.

Aquí se derivan la relación de desigualdad de Bell en el marco de un modelo simple concebido inicialmente por Eugene Wigner, que incorpora todos los aspectos fundamentales de las teorías alternativas basadas en las variables ocultas. Los proponentes de este modelo aseguran que es imposible determinar  $S_x$  y  $S_y$  simultáneamente, i.e. son variables conjugadas. Sin embargo cuando se tiene un número grande de partículas con spin  $\frac{1}{2}$  se asigna a cierta fracción de las partículas con la siguiente propiedad:

1. Si se mide  $S_z$ , se obtiene un valor positivo con certeza.
2. Si se mide  $S_x$ , se obtiene un valor negativo con certeza.

Se dice que una partícula que satisface esta propiedad pertenece al tipo  $(\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}-)$ , hay que notar con esta propiedad no se está aseverando que se pueda medir simultáneamente a  $S_x$  y  $S_z$  y medir  $+$  y  $-$  respectivamente. Cuando se mide  $S_x$  no mide  $S_z$  y viceversa. Se asignan valores definidos para componentes del spin en más de una dirección con la aclaración que sólo se mide un componente a la vez. Aunque este acercamiento es fundamentalmente distinto al de la mecánica cuántica, las predicciones cuánticas para las mediciones de  $S_x$  y  $S_x$  para el spin arriba ( $S_z+$ ) pueden ser reproducidas dado que se tienen tantas partículas que pertenecen al tipo  $(\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}+)$  cómo al tipo  $(\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}-)$ .

Examinando cómo este modelo relativamente sencillo puede explicar las correlaciones en la mediciones hechas sobre sistemas compuestos por estados *spin-singlets*, es claro que para un par en particular debe cumplirse o debe haber una correlación perfecta en la hay una coincidencia entre la partícula 1 y partícula 2 de tal manera que el momento angular del sistema es igual a cero: si la partícula 1 es del tipo  $(\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}-)$ , entonces la partícula 2 es del tipo  $(\hat{\mathbf{z}}-, \hat{\mathbf{x}}+)$ , y de manera análoga en todos los otros casos(ver [10]). Estos resultados de correlación pueden reproducirse si la partícula 1 y la partícula 2 coinciden de la siguiente manera:

$$\begin{array}{ll} \text{partícula 1} & \text{partícula 1} \\ (\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}-) & \leftrightarrow (\hat{\mathbf{z}}-, \hat{\mathbf{x}}+), \end{array} \quad (5)$$

$$(\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}+) \leftrightarrow (\hat{\mathbf{z}}-, \hat{\mathbf{x}}-), \quad (6)$$

$$(\hat{\mathbf{z}}-, \hat{\mathbf{x}}+) \leftrightarrow (\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}-), \quad (7)$$

$$(\hat{\mathbf{z}}-, \hat{\mathbf{x}}-) \leftrightarrow (\hat{\mathbf{z}}+, \hat{\mathbf{x}}+), \quad (8)$$

con proporciones iguales, 25 % cada una de las porciones de partículas. Se implica una suposición importante en este desarrollo, suponiendo que un par que pertenece al tipo 1 y el observador A decide hacer una medición del componente  $S_z$  de la partícula 1, en este caso se obtiene un valor positivo independientemente si el observador B decide medir  $S_z$  o  $S_x$ . Es en este sentido en el que se incorpora el principio de localidad de Einstein en el modelo: el resultado de la medición de A está independientemente predeterminado de la elección que el observador B haga en su medición.

En los ejemplos considerados previamente, se han reproducido exitosamente las predicciones de la mecánica cuántica. Considerando situaciones más elaboradas en las que el modelo hace predicciones que difieren de las hechas por la teoría de la mecánica cuántica. En este caso más complejo se tienen tres vectores unitarios  $\hat{\mathbf{a}}$ ,  $\hat{\mathbf{b}}$  y  $\hat{\mathbf{c}}$ , que en general no son mutuamente ortogonales. Se tiene el caso en que una de las partículas pertenece al un grupo definido, por ejemplo  $(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}+)$ , que significa que si se mide  $\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{a}}$ , se obtiene una medición negativa con certeza; si se mide  $\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{b}}$  se obtiene una medición positiva con certeza y finalmente si se mide  $\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{c}}$  también se obtiene una medición positiva. De manera análoga que el caso en el que sólo se tiene dos direcciones en este caso debe de haber una coincidencia perfecta con la otra partícula, por conservación de momento angular del sistema, es decir que la partícula 2 es del tipo  $(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}-)$ . En un caso aleatorio cualquiera el par de partículas debe de pertenecer a uno de los ocho

Grupo	Partícula 1	Partícula 1
$N_1$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}+)$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}-)$
$N_2$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}-)$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}+)$
$N_3$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}+)$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}-)$
$N_4$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}-)$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}+)$
$N_5$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}+)$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}-)$
$N_6$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}-)$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}+)$
$N_7$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}+)$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}-)$
$N_8$	$(\hat{\mathbf{a}}-, \hat{\mathbf{b}}-, \hat{\mathbf{c}}-)$	$(\hat{\mathbf{a}}+, \hat{\mathbf{b}}+, \hat{\mathbf{c}}+)$

tipos que se detallan en la tabla 1.2. Estas ocho posibilidades son mutuamente excluyentes y disjuntas<sup>2</sup>. El número de partículas de cada tipo se especifica en la primera columna de la tabla. Para ilustrar cómo se calculan las probabilidades en este experimento se supone que el observador A hace una medición de  $\mathbf{S}_1 \cdot \hat{\mathbf{a}}$  y obtiene un valor positivo y el observador B hace una medición  $\mathbf{S}_2 \cdot \hat{\mathbf{b}}$  también positiva entonces es claro que de la tabla 1.2 que el par de partículas sólo tiene puede pertenecer a dos grupos, el grupo 3 o el grupo 4 por lo que el número total de pares de partículas es  $N_3 + N_4$ . Debido a que  $N_i \geq 0$ , se tienen relaciones de desigualdad del tipo:

$$N_3 + N_4 \geq (N_2 + N_4) + (N_3 + N_7) \quad (9)$$

Si  $P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{b}}+)$  es la probabilidad que, en una selección aleatoria el observador A mida  $\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{a}}$  y obtenga + y el observador B mida  $\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{b}}$  y obtenga +, y así de manera análoga para todas las otras combinaciones de posibilidades. La probabilidad está dada por

$$P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{b}}+, +) = \frac{N_3 + N_4}{\sum_{i=1}^8 N_i} \quad (10)$$

De manera análoga se tiene que

$$P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{c}}+, +) = \frac{N_2 + N_4}{\sum_{i=1}^8 N_i} \quad (11)$$

y

$$P(\hat{\mathbf{c}}+; \hat{\mathbf{b}}+, +) = \frac{N_3 + N_7}{\sum_{i=1}^8 N_i} \quad (12)$$

la condición de positividad del número de poblaciones en cada tipo 9 da cómo resultado

$$P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{b}}+, +) \geq P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{c}}+, +) + P(\hat{\mathbf{c}}+; \hat{\mathbf{b}}+, +) \quad (13)$$

Está es la **desigualdad de Bell**, que es una consecuencia del principio de localidad de Einstein.

### 1.3. Desigualdad de Bell y Mecánica Cuántica

En el punto de vista de la Mecánica Cuántica no se habla de una fracción de pares de partículas por ejemplo  $\frac{N_3}{\sum_{i=1}^8 N_i}$  pertenecientes al tipo 3, en lugar de

<sup>2</sup>Conjuntos sin elementos en común.

esto se caracteriza todos los sistemas de *spin-singlet* por el mismo ket 1, en este sentido se tiene un ensamble puro(ver Sakurai [10]). Usando el ket 1 y las reglas de la mecánica cuántica se pueden calcular las probabilidades de la desigualdad de Bell 13 sin ninguna ambigüedad.

Primero se evalúa  $P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{b}}, +)$ . Suponiendo que el observador A mide  $\hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{a}}$  y haya un valor +; debido a la correlación perfecta por la conservación del momento angular discutida previamente, la medición del observador B para  $\hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{b}}$  va a resultar en  $-$  con certeza. Pero para calcular  $P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{b}}, +)$  se debe considerar un nuevo eje de cuantización para  $\hat{\mathbf{b}}$  con un ángulo  $\theta_{ab}$  con respecto a  $\hat{\mathbf{a}}$ , ver figura 2. De acuerdo al formalismo de la formulación matricial de la

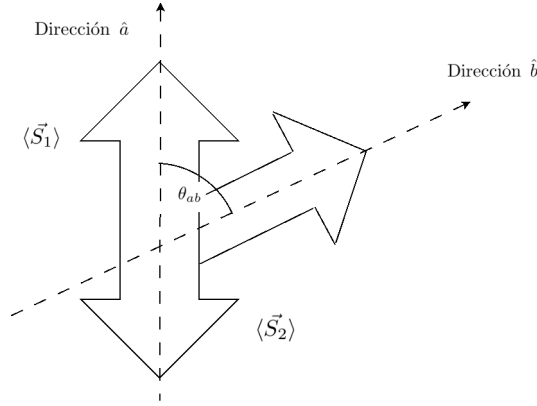


Figura 2: Evaluación de  $P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{b}}, +)$

mecánica cuántica(ver [10]), la probabilidad que la medición de  $\mathbf{S}_2 \cdot \hat{\mathbf{b}}$  de como resultado + cuando se sabe que la partícula 2 es un estado propio(*eigenvalue*) de  $\mathbf{S}_2 \cdot \hat{\mathbf{a}}$  con valor propio negativo está dado por

$$\cos^2 \left[ \frac{\pi - \theta_{ab}}{2} \right] = \sin^2 \left( \frac{\theta_{ab}}{2} \right) \quad (14)$$

Cómo resultado se obtiene que

$$P(\hat{\mathbf{a}}+; \hat{\mathbf{b}}, +) = \frac{1}{2} \sin^2 \left( \frac{\theta_{ab}}{2} \right) \quad (15)$$

donde el factor  $\frac{1}{2}$  surge de la probabilidad inicial de obtener  $\mathbf{S}_1 \cdot \hat{\mathbf{a}}$  con valor +. Usando la expresión 15 y su generalización para los otros 2 términos de 13 se puede reescribir la desigualdad de Bell cómo:

$$\sin^2 \left( \frac{\theta_{ab}}{2} \right) \leq \sin^2 \left( \frac{\theta_{ac}}{2} \right) + \sin^2 \left( \frac{\theta_{cb}}{2} \right) \quad (16)$$

Con este resultado se puede demostrar que la desigualdad 16 no siempre se cumple desde un acercamiento geométrico. Por simplicidad se escoge a  $\hat{\mathbf{a}}$ ,  $\hat{\mathbf{b}}$  y  $\hat{\mathbf{c}}$  a estar en un plano, y se escoge a  $\hat{\mathbf{c}}$  de tal manera que bisecte las direcciones

definidas por  $\hat{\mathbf{a}}$  y  $\hat{\mathbf{b}}$ , con estas simplificaciones se obtiene:

$$\theta_{ab} = 2\theta, \quad \theta_{ac} = \theta_{cb} = \theta \quad (17)$$

La desigualdad 16 es violada para

$$0 < \theta < \frac{\pi}{2} \quad (18)$$

Por ejemplo, si se toma  $\theta = \frac{\pi}{4}$  se obtiene la contradicción

$$0,500 \leq 0,292 \quad (19)$$

Con esto se puede evidenciar claramente que las predicciones de la mecánica cuántica no son compatibles con la desigualdad de Bell. Hay un observable real(en el sentido que puede verificarse experimentalmente) que difiere entre las predicciones cuánticas y la teoría alternativa que satisface el principio de localidad de Einstein.

## 2. Desigualdad CHSH

La desigualdad CHSH nombrada por las iniciales de los autores del teorema: Clauser, Horne, Shimony y Holt(ver [3]). Esta desigualdad es usada experimentalmente para probar el teorema de Bell([2]). El teorema asegura que las teorías basadas en variables ocultas y el principio de localidad de Einstein no pueden explicar por completo las implicaciones y consecuencias del entrelazamiento en la mecánica cuántica.

El premio Nobel 2022 fue galardonado a Alain Aspect, John Clauser y Anton Zeilinger por su trabajo de vanguardia en información cuántica y en particular por sus experimentos con fotones entrelazados cuánticamente que demostraron sin lugar a duda la violación de las desigualdades de Bell.

Para poder recrear este experimento en el contexto de la computación cuántica se crea un par de qubits entrelazados en dos bases distintas. Se etiqueta a la base del primer qubit  $A$  y  $a$  y a la segunda base  $B$  y  $b$ . Esto permite computar la cantidad CHSH  $S_1$  cómo:

$$S_1 = A(B - b) + a(B + b) \quad (20)$$

cada observable puede tomar los valores  $+1$  o  $-1$  unicamente. Es claro que cada uno de los términos  $B \pm b$  debe ser 0 y el otro  $\pm 2$ . Por lo tanto  $S_1 = \pm 2$ . El valor promedio de  $S_1$  debe satisfacer la desigualdad

$$|\langle S_1 \rangle| \leq 2. \quad (21)$$

Expandiendo en términos de  $A$ ,  $a$ ,  $B$  y  $b$  se obtiene

$$|\langle S_1 \rangle| = |\langle AB \rangle - \langle Ab \rangle + \langle aB \rangle + \langle ab \rangle| \leq 2 \quad (22)$$

Se puede definir otra cantidad CHSH  $S_2$  cómo:

$$S_2 = A(B + b) - a(B - b) \quad (23)$$



de nuevo expandiendo en términos de  $A$ ,  $a$ ,  $B$  y  $b$  lleva a otra desigualdad para el valor promedio de  $S_2$

$$|\langle S_2 \rangle| = |\langle AB \rangle + \langle Ab \rangle - \langle aB \rangle + \langle ab \rangle| \leq 2 \quad (24)$$

Si la mecánica cuántica puede describirse por teorías de variables ocultas y el principio de localidad de Einstein, la desigualdades 22 y 24 deben de cumplirse. Sin embargo se pueden usar ordenadores cuánticos para demostrar que estas desigualdades son violadas por lo que se puede concluir de los experimentos que aquí se detallan que la teoría cuántica no es compatible con teorías de variables ocultas locales.

## 2.1. Violación de las desigualdades CHSH

Para demostrar la violación de las desigualdades CHSH se imagina a Alice y Bob se les da a cada uno, una parte de un sistema bipartito entrelazado cuánticamente. Cada uno de ellos realiza dos mediciones en su parte del sistema en dos bases distintas. Para continuar con el desarrollo presentado anteriormente se llama a la bases de Alice  $A$  y  $a$  y las bases en las que mide Bob  $B$  y  $b$ . Entonces Alice y Bob tienen un qubit cada uno, por lo que cualquier medición puede resultar únicamente en  $\pm 1$ , típicamente se refiere a estos qubits como  $|0\rangle$  y  $|1\rangle$  se hace el recordatorio que estos son estados propios (*eigenstates*) y una medición proyectiva resulta en los valores propios  $+1$  y  $-1$ , respectivamente.

La discusión anterior está un tanto sobresimplificada, ya que puede considerarse que el resultado de un conjunto de mediciones de Alice y Bob pueden depender de un conjunto de variables ocultas locales, pero se puede demostrar con algunos desarrollos matemáticos (ver [3]), que incluso cuando ese es el caso el valor esperado o promedio de ?? y 24 no puede exceder el valor impuesto por las desigualdades referidas es decir que está limitado a dar como máximo el valor de 2 si el principio de localidad de Einstein es válido también conocido como realismo local.

El primer paso para probar estas desigualdades es construir el observable 20 donde  $A$ ,  $a$  son cada uno de los operadores  $\{IX, IZ\}$ <sup>3</sup> para el qubit de Alice o el qubit 0; y para  $B$ ,  $b$  se tiene que son  $\{XI, ZI\}$  para el qubit de Bob o el qubit 1.

## 2.2. Implementación en Qiskit

En la plataforma de computación cuántica Qiskit los operadores de Pauli en distintos qubits pueden construirse al especificar el orden de los operadores con una secuencia de caracteres, por ejemplo al instanciar al objeto de las librerías de Qiskit llamado `SparsePauliOp` con la secuencia de caracteres `'ZX'` como argumento se implica una medición de  $\langle X \rangle$  en el qubit `q0` y una medición  $\langle Z \rangle$  en el qubit `q1`. Este producto tensorial, que se puede entender como combinar operadores para distintos qubits del sistema bipartito puede implementarse explícitamente usando el método de Qiskit `.tensor()`, adicionalmente se pueden combinar operadores que actúan sobre el mismo qubit con el método

---

<sup>3</sup> $I$  es la identidad y  $X$  y  $Z$  son los operadores de Pauli  $S_x$  y  $S_z$  respectivamente

`.compose()`. Por ejemplo todos los siguientes comandos crean el mismo operador de Pauli

```
from qiskit.quantum_info import SparsePauliOp

ZX = SparsePauliOp('ZX')
ZX = SparsePauliOp(['ZX'], coeffs=[1.]) # extensible a una suma de operadores de Pauli
ZX = SparsePauliOp('Z').tensor(SparsePauliOp('X')) # extensible a un producto tensorial de
ZX = SparsePauliOp('XZ').compose(SparsePauliOp('YY')) # producto composicional de operador
```

Con esta breve introducción a la versatilidad de Qiskit el primer paso para hacer el experimento en un ordenador cuántico es crear el operador para un testigo CHSH utilizando `SparsePauliOp`, el código es relativamente sencillo

```
obsv = SparsePauliOp(['XX','ZX','XZ','ZZ'], coeffs=[1.,-1.,1.,1.]) # crea el operador para
```

Después se construye un par de qubits entrelazados al crear el estado de Bell(ver [5])

$$|\Phi^+\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}} \quad (25)$$

Usando la primitiva `Estimator` de Qiskit se pueden obtener relativamente fácilmente los valores esperados necesarios:  $(\langle AB \rangle, \langle Ab \rangle, \langle aB \rangle, \langle ab \rangle)$ . Habiendo calculado estos valores esperados se pueden calcular las dos cantidades CHSH  $\langle S_1 \rangle$  y  $\langle S_2 \rangle$ .

Para crear el estado de Bell 25 se necesita utilizar una compuerta de Hadamard seguida por una compuerta `CNOT`(ver [5]) con qubit el mismo qubit objetivo al cual se ha operado con el operador de Hadamard. Debido a la simplificación discutida previamente en la que solo se hacen mediciones en las bases  $X$  y  $Z$  se necesita hacer una rotación del estado de Bell alrededor de la esfera de Bloch que equivale a cambiar la base de medición(ver [8]). Esto puede lograrse aplicando una compuerta  $R_y(\theta)$ , donde  $\theta$  es un parámetro(`Parameter`) a ser especificado por una llamada a la API del `Estimator`. Esto resulta en el estado

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left( \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) |00\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |11\rangle \right) \quad (26)$$

El código de Python que implementa el estado 26 es el siguiente:

```
from qiskit.circuit import Parameter

theta = Parameter('theta')

qc = QuantumCircuit(2)
qc.h(0)
qc.cx(0, 1)
qc.ry(theta, 0)

qc.draw('mpl')
```

El circuito cuántico correspondiente se visualiza en la siguiente figura El si-

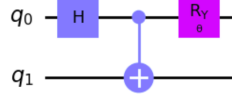


Figura 3: Circuito cuántico para construir 26

guiente paso consiste en especificar una secuencia(**Sequence**) del parámetro  $\theta$  definido previamente que muestre una clara violación de desigualdad CHSH, es decir

$$|\langle \text{CHSH} \rangle| > 2 \quad (27)$$

Para esto se asegura tener por lo menos tres puntos que violen la desigualdad. Para esto se parametrizan una lista o arreglo del ángulo en el circuito 3 en radianes. Vale la pena notar que el tipo(**type**) para el argumento de los valores parametrizados(**parameter\_values**) es de tipo **Sequence[Sequence[float]]**. Esto se crea con una línea de código

```
angles = [[3],[2],[2.5]] # se crea la parametrización de ángulos que violan la desigualdad
```

Por último se prueban los ángulos y el observable creados previamente usando el estimador(**Estimator**) para ver claramente la violación de la desigualdad CHSH

```
estimator = Estimator()
job = estimator.run([qc]*len(angles), observables=[obsv]*len(angles), parameter_values=angles)
exps = job.result().values

plt.plot(angles, exps, marker='x', ls='-', color='green')
plt.plot(angles, [2]*len(angles), ls='--', color='red', label='Classical Bound')
plt.plot(angles, [-2]*len(angles), ls='--', color='red')
plt.xlabel('angle (rad)')
plt.ylabel('CHSH Witness')
plt.legend(loc=4)
```

En la siguiente figura se pueden ver 3 puntos fuera de los límites impuestos por la desigualdad CHSH

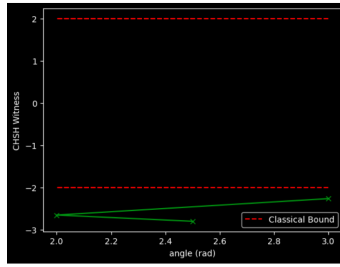


Figura 4: Se pueden ver claramente como el resultado de los valores esperados de los observables violan la desigualdad CHSH

### 3. Conclusiones

- Se puede demostrar experimentalmente que las desigualdades de Bell son violadas y que las teorías de variables ocultas que siguen el principio de localidad de Einstein no son compatibles con las predicciones de la mecánica cuántica.
- La formulación de la desigualdad CHSH es equivalente a las desigualdades de Bell, por lo que se pueden usar para comprobar su violación y de esa manera descartar teorías de variables ocultas locales.
- Tal y cómo lo planteó Feynman en su artículo seminal (ver [7]) sobre la concepción de un ordenador cuántico para hacer experimentos de naturaleza cuántica es viable y pragmático.
- Este y otros experimentos han dilucidado sobre la paradoja EPR.
- Los ordenadores cuánticos tienen aplicaciones variadas que van desde la comprobación de teoremas o la implementación de protocolos como la teleportación cuántica hasta aplicaciones prácticas como su uso en esquemas de encriptamiento robustos que se valen de los principios cuánticos para tener seguridad informática en vista de los desarrollos constantes que pueden hacer del algoritmo de Shor una herramienta peligrosa en el territorio del encriptado RSA.

## 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] Julio 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>.