

---

# Estudio del borrador cuántico con interferómetro

---

Ámbar Pérez García

Trabajo de fin de grado

Grado en Física

Tutorizado por Dr Rafael Francisco Sala Mayato



**Universidad**  
de La Laguna

San Cristobal de La Laguna

Julio 2019

*Dedicado a mi abuela Juani,  
por siempre apoyarme a estudiar lo que más le fascinaba,  
el universo.*

## Agradecimientos

Quiero agradecer especialmente a mi tutor el haberme propuesto este trabajo de fin de grado, ya que ha supuesto una gran oportunidad poder realizar un trabajo tanto teórico como experimental para cerrar esta etapa en la universidad.

También quiero agradecer tanto a mis padres como a mis amigos el haberme acompañado y apoyado durante estos cuatro años de estudio, que culminan con este trabajo.

## Resumen

Este trabajo de fin de grado surge de la motivación de realizar un estudio dual en el que se complementen un desarrollo teórico y su correspondiente comprobación experimental. Para ello, se ha planteado el análisis de un *borrador cuántico* empleando un interferómetro de Mach-Zehnder, con el fin de reproducir la validez de las experiencias predichas por la física cuántica con el experimento del laboratorio.

La estrategia seguida ha consistido en una revisión bibliográfica que permita seleccionar la documentación más relevante, seguida del montaje experimental para realizar una serie de pruebas cualitativas sobre su funcionamiento. Se debe tener en cuenta que durante todo el trabajo se están empleando simultáneamente dos teorías, la mecánica cuántica y el electromagnetismo clásico.

Es de gran interés realizar esta tarea ya que supone acercar, de una forma sencilla y visual, ciertos fenómenos de la física cuántica difíciles de comprender por ser muy anti intuitivos, como la *complementariedad* o la *no-localidad*. Para ello, se han descrito desde el formalismo de la física cuántica varios esquemas del borrado cuántico haciendo uso del interferómetro de Mach-Zehnder, facilitando su comprensión con diversos gráficos y diagramas descriptivos. Así mismo, se incluyen fotografías del instrumento empleado en el laboratorio.

Del análisis expuesto a lo largo de la memoria, se pudieron constatar tres aspectos fundamentales de la teoría cuántica. En primer lugar, la dualidad onda-corpúsculo está presente en todo momento ya que se comprueba que el carácter de la partícula depende de la capacidad que tenga el experimentador de acceder a la información del recorrido que ha realizado. Cuando los caminos son indistinguibles se puede observar el patrón de interferencia consecuencia del comportamiento ondulatorio de las partículas. La función de onda se dividirá en dos y cada parte recorrerá uno de los brazos, produciéndose la interferencia entre las mismas a la salida del interferómetro. Si se marcan los caminos empleando polarizadores, la partícula solo podrá ir por uno de ellos, pasando a comportarse como un corpúsculo.

En segundo lugar, se ha constatado el principio de complementariedad de Bohr. Las propiedades complementarias no pueden ser medidas u observadas simultáneamente, en este caso, las líneas de interferencia y el recorrido del fotón. Al colocar los polarizadores se está generando un *estado entrelazado* entre el camino seguido por el fotón y su polarización. Bajo esta circunstancia, conocer la polarización del fotón es conocer el recorrido que ha realizado, y por lo tanto, su comportamiento debe ser corpuscular, desapareciendo el patrón de interferencia.

En tercer lugar, si se dejara de tener acceso a la información del camino seguido por las partículas, instantáneamente se recuperaría el carácter ondulatorio de los fotones, esta es una manifestación del carácter no-local de la mecánica cuántica.

Finalmente, el objetivo principal se ha alcanzado: montar un interferómetro de Mach-Zehnder que cumpla los requisitos para comportarse como un borrador cuántico. Queda pendiente la ampliación del proyecto para emplear el borrador cuántico con interferómetro de Mach-Zehnder para interpretar las medidas de elección retardada

## Abstract

This end-of-degree work arises from the motivation to carry out a dual study in which a theoretical development and its corresponding experimental verification are complemented. For this purpose, the analysis of a *quantum eraser* using a Mach-Zehnder interferometer in order to reproduce the experiences predicted by quantum physics with the laboratory experiment.

The strategy followed has consisted of a bibliographic review that allows the selection of the most relevant documentation, followed by the realization of the experimental assembly to begin with a series of qualitative tests on its functioning. It should be borne in mind that during the entire work two theories are being used simultaneously, quantum mechanics and classical electromagnetism.

It is of great interest to carry out this task since it involves bringing closer, in a simple and visual way, certain phenomena of quantum physics that are difficult to understand because they are quite unintuitive, such as *complementarity* or *non-locality*. To this end, several schemes of quantum erasure have been described from the formalism of quantum physics using the Mach-Zehnder interferometer, making it easier to understand with different graphics and descriptive diagrams. It also includes photographs of the instrument used in the laboratory, together with explanations of the tests carried out.

From the analysis exposed throughout the report, three fundamental aspects of quantum theory could be observed. Firstly, the wave-particle duality is present at all times as it is proven that the character of the particle depends on the capability of the experimenter to access the information of the path he has taken. When the paths are indistinguishable, the interference pattern can be observed as a consequence of the undulatory behavior of the particles. The wave function will be divided in two and each part will run through one of the arms, producing the interference between them at the output of the interferometer. If the paths are marked using polarizers, the particle will only be able to go through one of them, going on to behave like a corpuscle.

Secondly, Bohr's principle of complementarity has been confirmed. The complementary properties cannot be measured or observed simultaneously, in this case, the lines of interference and the path of the photon. When the polarizers are placed, a *entangle state* is generated between the path followed by the photon and its polarization. Under this circumstance, to know the polarization of the photon is to know the path it has taken, and therefore, its behavior must be corpuscular, disappearing the interference pattern.

Thirdly, if we stopped having access to the information on the path followed by the particles, the undulatory character of the photons would be instantly recovered, this is a manifestation of the non-local character of quantum mechanics.

Finally, the main objective has been achieved: to elaborate a Mach-Zehnder interferometer that meets the requirements to behave like a quantum eraser. Pending the extension of the project to use the quantum eraser with Mach-Zehnder interferometer to interpret the delayed choice measurements.

## Índice

<b>I</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.	Doble rendija de Young	2
2.	Borrador cuántico original	3
<b>II</b>	<b>Borrador cuántico con Mach-Zehnder</b>	<b>5</b>
3.	Contexto teórico	5
3.1.	Experimento de no-localidad . . . . .	8
3.1.1.	Medida libre de interacción . . . . .	9
4.	Contexto experimental	12
4.1.	Montaje experimental . . . . .	13
4.2.	Descripción matemática . . . . .	16
4.3.	Discusión de resultados: medidas cualitativas . . . . .	18
4.3.1.	Influencia del retardador . . . . .	19
4.3.2.	Un único polarizador . . . . .	20
4.3.3.	Relaciones entre polarizadores . . . . .	20
<b>III</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>22</b>
5.	Logros	22
6.	Obstáculos superados.	23
7.	Trabajos futuros	23
	Anexos.	25
A.	Experimento de Scully	25
B.	Experimento clásico	28
B.1.	Franjas y antifranjas . . . . .	31
	Referencias.	34

## Parte I

# Introducción

### Resumen

En este primer capítulo se ofrece al lector una visión general de los sucesos y experimentos que llevaron a los físicos a reflexionar sobre conceptos de la mecánica cuántica como el entrelazamiento cuántico y la complementariedad. Para ello se comienza con un repaso histórico de las teorías de la luz y de cómo ha evolucionado la comprensión de su naturaleza, teniendo como colofón uno de los experimentos más emblemáticos de la física, la doble rendija de Young. También se plantea una experiencia mental muy discutida en los años noventa, el borrador cuántico propuesto por Scully, Englert y Walther, que en su momento dio lugar a fenómenos aparentemente paradójicos. Esta introducción sirve de puente para conectar al lector con el segundo capítulo, el desarrollo del borrador cuántico con un interferómetro de Mach-Zehnder. Además, el capítulo comienza proporcionando una breve explicación de la metodología seguida y los objetivos del trabajo.

This first chapter offers the reader an overview of the events and experiments that led physicists to reflect on concepts of quantum mechanics such as quantum entanglement and complementarity. To this end, we begin with a historical review of the theories of light and of how the understanding of its nature has evolved, culminating in one of the most emblematic experiments in physics, Young's double slit. There is also a much discussed mental experience in the nineties, the quantum eraser proposed by Scully, Englert and Walther, which at the time gave rise to seemingly paradoxical phenomena. This introduction serve as a bridge to connect the reader to the second chapter, the development of the quantum eraser with a Mach-Zehnder interferometer. In addition, the chapter opens with a brief explanation of the methodology followed and the objectives of the project.

En este trabajo se realiza un estudio teórico-experimental de un borrador cuántico que hace uso de un interferómetro de Mach-Zehnder. La metodología empleada parte de una revisión bibliográfica para seleccionar los artículos más directamente relacionados con el propósito que se pretende alcanzar. Las fuentes principales son [1], [2] y [3]. Se dispone para la realización del montaje del borrador de un instrumental de la compañía PHYWE compuesto por una placa básica metálica sobre la que se montan un láser, unos espejos, unas pantallas, unos polarizadores y demás elementos ópticos. Se diseña y prepara el montaje del borrador para posteriormente llevar a cabo las diferentes pruebas cualitativas sobre su funcionamiento.

El objetivo principal de este trabajo es formalizar, desde el paradigma de la mecánica cuántica, una serie de esquemas en torno al borrador cuántico y comprobar si mediante el empleo de la instrumentación disponible se puede conseguir un buen análogo del experimento teórico; es decir, qué experiencias predichas por la mecánica cuántica en este sistema pueden reproducirse con la instrumentación macroscópica. A partir de los resultados, se realiza una discusión de la validez de la analogía.

## 1. Doble rendija de Young

A lo largo de la historia, la luz ha sido estudiada por pensadores, ya sean filósofos o científicos. La óptica es la rama de la física que estudia las propiedades y fenómenos relacionados con la luz. Existen diferentes modelos que se pueden emplear para explicar los fenómenos ópticos, como por ejemplo la óptica geométrica o la óptica física. En el primer caso, la luz es tratada como un conjunto de rayos viajando en línea recta cuya trayectoria se desvía al incidir sobre la superficie de un medio, ya sea porque los rayos se reflejan o se transmiten. En el segundo caso, el modelo es más completo, al pasar de una descripción de la luz como un conjunto de partículas a otra en la que es tratada como una onda, se puede dar explicación a algunos efectos ondulatorios que el modelo de la óptica geométrica no contempla. No obstante, diversos experimentos han puesto de manifiesto el comportamiento ondulatorio y corpuscular de la luz, y definir su carácter es básico para poder hablar de interferencia y difracción con mayor propiedad. Como la luz muestra dicho comportamiento dual, es necesario emplear la mecánica cuántica para describir adecuadamente ciertos fenómenos.

A finales del siglo XVII, Huygens visualizó la propagación de la luz como un movimiento mecánico de vibración en un medio elástico, conocido en ese momento como éter. Simultáneamente, Robert Hooke fue el primero en estudiar los patrones de interferencia coloreados generados por películas delgadas. A partir de sus hallazgos, propuso una teoría que trataba a la luz como un movimiento de vibración transversal del medio (comienzo de la teoría ondulatoria). Sin embargo, en 1704 Newton publicó *Opticks*, en el que establecía que la luz tenía carácter corpuscular basándose en que se propaga en línea recta. Ambas teorías estaban incompletas pero la teoría corpuscular se impuso durante 100 años, pasándose por alto los trabajos de Huygens y Hooke, [1].

El experimento de Young, más conocido como el experimento de la doble rendija, fue realizado en 1801 por Thomas Young en un intento de discernir la naturaleza corpuscular u ondulatoria de la luz. Young comprobó la aparición de un patrón de interferencia en la luz procedente de una fuente lejana al difractarse en su paso por una doble rendija, resultado que contribuyó a la aceptación de la teoría a cerca de la naturaleza ondulatoria de la luz, [4].

Según el modelo corpuscular, cuando un haz de luz incide sobre dos rendijas contiguas, se espera obtener la imagen de dos manchas nítidas plasmada en una pantalla distante. No obstante, al realizar la experiencia descrita, lo que se obtiene es un patrón de franjas claras y oscuras en la misma. En la Figura 1 se muestra un esquema simplificado del experimento de Thomas Young donde se tiene una rendija inicial,  $R_1$ , para controlar la luz incidente, la doble rendija,  $R_2$  y la pantalla donde aparece el patrón de interferencia,  $P$ .

Este hecho se puede explicar a partir de los fenómenos de difracción e interferencia. La difracción es la desviación que sufre una onda al chocar con el borde de un cuerpo opaco o al atravesar una abertura, mientras que la interferencia es un fenómeno en el que dos o más ondas se superponen para formar una onda resultante de mayor o menor amplitud. Las ondas se difractan al atravesar las rendijas, formándose un nuevo frente de ondas en cada abertura. Estos frentes se encuentran mientras las ondas viajan hacia la pantalla y se producen interferencias entre los mismos. Como puede observarse en la Figura 1<sup>1</sup>, al llegar

<sup>1</sup>Gran parte de los gráficos de este trabajo se han realizado por la autora con el programa EDRAW, los demás tienen su correspondiente referencia.

a la pantalla las zonas donde la interferencia es constructiva aparecen como máximos de luz (franjas claras) y aquellas en las que la interferencia es destructiva presentarán mínimos (franjas oscuras).

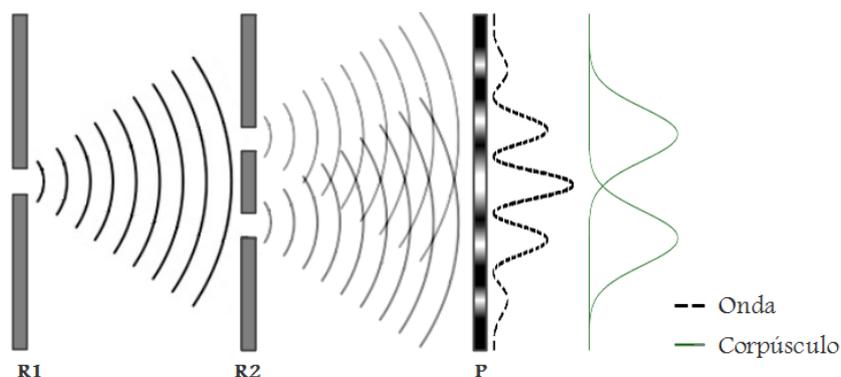


Figura 1: Esquema de la doble rendija de Young.

Posteriormente, la experiencia ha sido considerada fundamental a la hora de demostrar la dualidad onda-corpúsculo, una característica de la mecánica cuántica. El experimento también puede realizarse con electrones, protones, neutrones o incluso átomos, produciendo patrones de interferencia similares a los obtenidos cuando se realiza con luz.

## 2. Borrador cuántico original

En 1991 Scully, Englert y Walther propusieron un experimento mental al que denominaron borrador cuántico. La base del mismo es eliminar la interferencia (propiedad ondulatoria) al guardar la información a cerca de por qué rendija ha pasado un átomo excitado (propiedad corpuscular), [5].

A lo largo de los años, gran parte de los experimentos ideados destruían el patrón de interferencia generado por una partícula al perturbarla para determinar por qué camino había ido. Scully y Drühl, [6], mostraron que la pérdida de interferencia, es decir, borrar la información, puede ser consecuencia de la correlación entre los aparatos de medida y el sistema estudiado y no del principio de incertidumbre de Heisenberg. Y finalmente, [7], los avances en óptica cuántica e interferometría permitieron superar el obstáculo que suponía el principio de incertidumbre y observar la manifestación del principio de complementariedad.

Este fue el comienzo de una rama de estudios en torno a diferentes versiones del borrador cuántico original, que a su vez, son variantes de la experiencia de la doble rendija de Young. El denominador común entre los mismos es que la información del camino que ha tomado la partícula se obtiene con un dispositivo que, en principio, puede estar tan alejado como se desee de la pantalla. Dicha información también puede borrarse, dando lugar a resultados aparentemente paradójicos.

Como se muestra en la Figura 2, la experiencia consiste en excitar un átomo a un estado de alta energía con un láser y hacerle atravesar el aparato de doble rendija. Tras cada abertura se coloca una cavidad de microondas de una longitud de onda que permita que el átomo salga de su estado excitado antes de abandonar la misma. De esta forma, se libera un fotón que permite al experimentador detectar por qué rendija ha pasado el átomo.

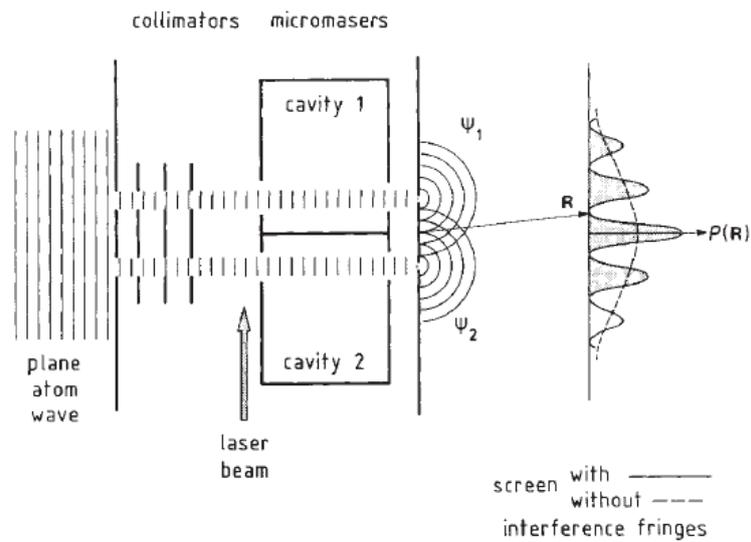


Figura 2: Experimento de doble rendija con átomos, [7].

Según el principio de complementariedad de Bohr, en esta situación el átomo no puede comportarse como una onda. Este principio sostiene que dos propiedades (observables) complementarias, como posición y velocidad o dos comportamientos complementarios, como onda y partícula, no pueden ser medidos o detectados simultáneamente con total precisión. Se espera que múltiples repeticiones del experimento produzcan una mancha extensa en la pantalla de detección y al eliminar la pared que separa las cavidades (borrándose la información del camino seguido) se restablezca la interferencia, [5].

Los detalles de este experimento se encuentran en el Anexo A.

## Parte II

# Borrador cuántico con Mach-Zehnder

### Resumen

En esta parte se desarrolla el grueso del trabajo, el análisis tanto teórico como experimental del experimento del borrador cuántico empleando un interferómetro de Mach-Zehnder. Se comienza con una breve introducción al funcionamiento del interferómetro para facilitar la comprensión al lector. Inmediatamente después, se formula una pregunta cuya motivación es comprender la naturaleza de las medidas de libre interacción, y se sigue con el desarrollo realizado por Elitzur y Vaidman para darle respuesta. El segundo apartado recoge el montaje experimental, la descripción matemática dentro del formalismo de la mecánica cuántica y las medidas cualitativas realizadas en el laboratorio, todo acompañado con fotos del instrumento y esquemas aclaratorios. Además, a lo largo del mismo, se hace hincapié en las diferencias entre estudiar el experimento en el marco de la mecánica cuántica o bien desde un punto de vista de la teoría clásica de campos, especialmente a la hora de describir los fenómenos observados durante las pruebas en el laboratorio.

Throughout this part, the bulk of the work is developed, both theoretical and experimental analysis of the quantum eraser experiment using a Mach-Zehnder interferometer. It begins with a brief introduction to the operation of the interferometer to make it easier for the reader to understand. Immediately afterwards, a question is asked, whose motivation is to understand the nature of free interaction measurements, and continues with the development made by Elitzur and Vaidman to answer it. The second section includes the experimental set-up, the mathematical description within the formalism of quantum mechanics and the qualitative measurements made in the laboratory, all accompanied by photos of the instrument and explanatory schemes. In addition, throughout it, emphasis is placed on the differences between studying the experiment within the framework of quantum mechanics or from the point of view of classical field theory, especially when describing the phenomena observed during laboratory tests.

### 3. Contexto teórico

En todas las experiencias que se van a analizar en este trabajo se parte del esquema de un interferómetro Mach-Zehnder. Aunque el montaje experimental se explica de forma más detallada en la Sección 4.1, se ofrece una escueta descripción en este apartado para facilitar la comprensión del lector. El interferómetro de Mach-Zehnder es una modificación del interferómetro de Michelson que se emplea para determinar variaciones de cambio de fase relativas entre dos haces colimados provenientes de una fuente de luz. Sus principales elementos son dos láminas divisoras del haz, dos espejos y dos detectores, [1].

#### Láminas divisoras.

Las láminas divisoras del haz o beam splitter, denotados como  $BS$ , son elementos ópticos cuya finalidad es dar lugar a dos haces, uno reflejado y otro transmitido, a partir de un haz

incidente inicial. Están formadas por una lámina de vidrio con una delgada película metálica, típicamente de aluminio, en una de sus caras. En función de la composición y espesor de la película se reflejarán y transmitirán diferentes cantidades del haz incidente.

Para comprender mejor su funcionamiento, se plantea un sencillo experimento en el que solo son necesarios una fuente de partículas, cuatro detectores para contarlas y tres separadores de haces. Todos los *BS* tendrán una transmitancia del 50 %, es decir, reflejarán la mitad de las partículas que incidan sobre ellas y transmitirán la otra mitad.

En primer lugar, se disponen los elementos como indica la Figura 3 y se envían, una a una, un elevado número de partículas. Se observa que los detectores nunca se activan simultáneamente, indicando que cada partícula o bien es transmitida o bien es reflejada. Además, el número de detecciones totales es igual en ambos detectores, por lo que la probabilidad de que las partículas se transmitan o se reflejen es la misma.

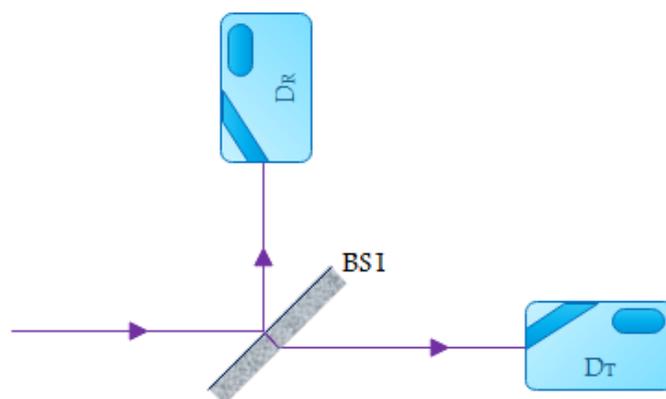


Figura 3: Esquema del funcionamiento de una lámina divisora al 50 %.

En el formalismo de la mecánica cuántica, el sistema puede expresarse como se indica en la Ecuación (3.1), siendo  $|T_1\rangle$  el estado cuando la partícula es transmitida y detectada en  $D_T$  y  $|R_1\rangle$  el asociado cuando es reflejada y llega a  $D_R$ .

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|T_1\rangle + |R_1\rangle) \quad (3.1)$$

Se realizan los cálculos de la probabilidad de detectar la partícula en los diferentes detectores y se muestran en la Ecuación 3.2

$$|\psi_1\rangle \rightarrow \left\{ \begin{array}{ll} |T_1\rangle & \rightarrow D_T \quad \mathcal{P} = 1/2 \\ |R_1\rangle & \rightarrow D_R \quad \mathcal{P} = 1/2 \end{array} \right\} \quad (3.2)$$

Si se complica un poco el sistema, como se muestra en la Figura 4, se producen cuatro caminos equivalentes; la partícula es transmitida dos veces, es transmitida y luego reflejada, es reflejada y después transmitida o es reflejada en las dos ocasiones. Según sus interacciones, llegará a uno de los cuatro detectores.

Atendiendo al esquema del sistema, las partículas sufrirán una primera interacción, como en el caso sencillo, y posteriormente se encontrarán con una segunda lámina divisora. Denotando el estado  $|T_2\rangle$  a cuando la partícula es transmitida y  $|R_2\rangle$  cuando es reflejada en

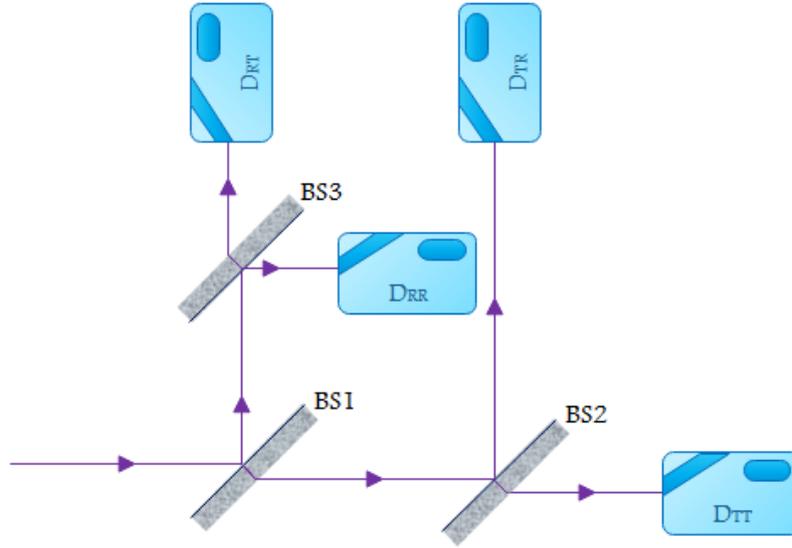


Figura 4: Sistema de tres láminas con cuatro caminos posibles.

la segunda lámina que encuentre, el sistema puede describirse según la ecuación siguiente:

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|T_1\rangle + |R_1\rangle) \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|T_2\rangle + |R_2\rangle) = \frac{1}{2}(|T_1, T_2\rangle + |T_1, R_2\rangle + |R_1, T_2\rangle + |R_1, R_2\rangle) \quad (3.3)$$

De la Ecuación (3.3) se obtienen las probabilidad de detectar la partícula en los diferentes detectores y se muestran en la Ecuación (3.4).

$$|\psi_2\rangle \rightarrow \left\{ \begin{array}{ll} |T_1, T_2\rangle & \rightarrow D_{TT} \quad \mathcal{P} = 1/4 \\ |T_1, R_2\rangle & \rightarrow D_{TR} \quad \mathcal{P} = 1/4 \\ |R_1, T_2\rangle & \rightarrow D_{RT} \quad \mathcal{P} = 1/4 \\ |R_1, R_2\rangle & \rightarrow D_{RR} \quad \mathcal{P} = 1/4 \end{array} \right\} \quad (3.4)$$

#### Esquema del interferómetro Mach-Zehnder.

Además de las dos láminas divisoras, se emplea un par de espejos, denominados  $M$ , con una alta reflectancia, es decir que reflejarán la mayor cantidad del haz posible, evitando así pérdidas. Los detectores pueden ser muy variados, comenzando por pantallas en el caso de detección de fotones o placas fluorescentes para electrones, pasando por sistemas de procesamiento de señales ópticas y llegando a una amplia selección de detectores de átomos en fase gaseosa. A lo largo de este trabajo se denotará a las pantallas detectoras con la letra  $S$  y a otro tipo de detectores con la  $D$ .

Como se muestra en la Figura 5, un haz incidente llega a la primera lámina divisora,  $BS1$ , y se divide en dos. Cada uno de los haces resultantes recorre un camino distinto y a su vez se reflejan mediante los espejos correspondientes para volver a encontrarse en  $BS2$ . En función de las distancias que hayan recorrido, los haces podrán llegar en fase o bien desfasados a la segunda lámina divisora y producir así fenómenos ondulatorios de interferencia. Finalmente, los dos haces salientes de  $BS2$  alcanzan los respectivos detectores,  $D1$  y  $D2$ . El tipo de detector empleado dependerá de la naturaleza de los haces con los que se esté trabajando.

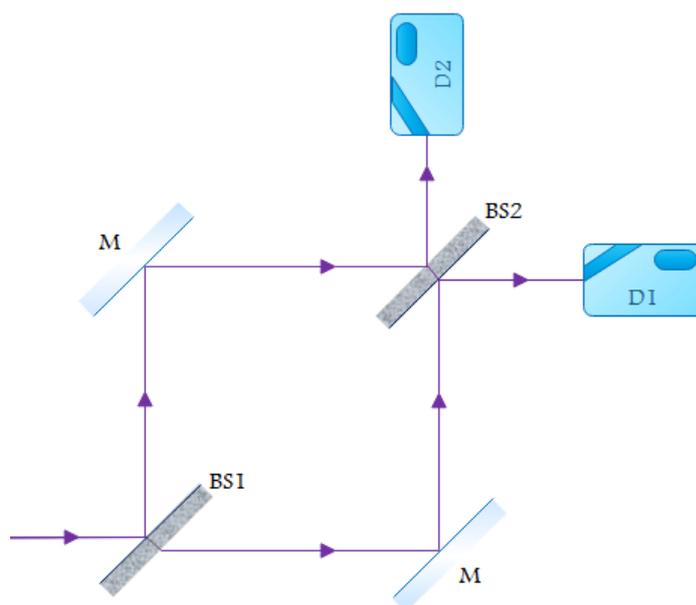


Figura 5: Esquema del interferómetro de Mach-Zehnder.

### 3.1. Experimento de no-localidad

El principio de localidad establece que dos objetos no pueden interactuar de manera instantánea, la influencia de un objeto sobre otro debe propagarse a una velocidad menor o igual a la velocidad de la luz. No obstante, como ocurre en el experimento de Scully, [7], en mecánica cuántica se observan fenómenos de no-localidad cuando se analizan estados entrelazados. Otra manifestación del carácter no-local son las medidas libres de interacción, es decir, obtener información de la presencia de un objeto en cierta región del espacio sin interactuar directamente con él.

Un ejemplo sencillo para comprender este tipo de medidas es imaginar que se tienen dos cajas cerradas y que en una de ellas hay un objeto. Al abrir una de las cajas, podría ocurrir que esta estuviera vacía y por lo tanto, instantáneamente se sabría que el objeto se encuentra en la otra caja sin necesidad de interactuar con el mismo. La razón por la que podemos conocer la posición del objeto en este ejemplo, es el conocimiento a priori de que se encuentra en una de las dos cajas. No obstante, Elitzur y Vaidman (1993) dieron respuesta a la siguiente cuestión: “¿Es posible obtener información acerca de la existencia de un objeto en cierto lugar empleando medidas de libre interacción sin tener ninguna información a priori sobre este objeto?” (p.988).

Dado que la respuesta a esta pregunta resultó afirmativa, aunque no exista ningún análogo en el marco de la teoría clásica de campos para este fenómeno, a continuación se propone el análisis de un experimento expuesto por Elitzur y Vaidman [2], páginas 989-992, que sirve de introducción al que posteriormente se desarrolla.

### 3.1.1. Medida libre de interacción

Se parte de un interferómetro, análogo al interferómetro Mach-Zehnder de la óptica clásica, que puede funcionar con cualquier tipo de partícula<sup>2</sup>. Cuando una partícula llega a  $BS1$ , cuyo coeficiente de transmisión,  $T_1$ , es  $1/2$ , su función de onda se dividirá en dos partes iguales, la reflejada y la transmitida. Ambas se reflejarán en los espejos correspondiente de forma que vuelvan a encontrarse en el  $BS2$ , con  $T_2 = 1/2$ . En función de las posiciones de los  $BS$  y los espejos, se puede conseguir que la interferencia en la posición de  $D2$  sea completamente destructiva, es decir, que no se realice ninguna detección. En esta configuración todos los fotones serán detectados en el otro,  $D1$ .

Si una vez obtenida esta configuración, y sin modificar las posiciones de los elementos del interferómetro, se bloquea el paso de las partículas a través de uno cualquiera de los brazos, todas las partículas que alcancen  $BS2$  habrán recorrido el mismo camino. Por lo tanto, al no haber interferencia, las partículas llegarán a ambos detectores con igual probabilidad ( $T_2 = 1/2$ ). De esta manera, si se producen detecciones en  $D2$ , se sabrá que hay un objeto obstaculizando el camino de alguno de los dos brazos. El esquema del experimento se muestra en la Figura 6, donde  $A$  hace referencia al objeto que se ha colocado para obstruir uno de los caminos.

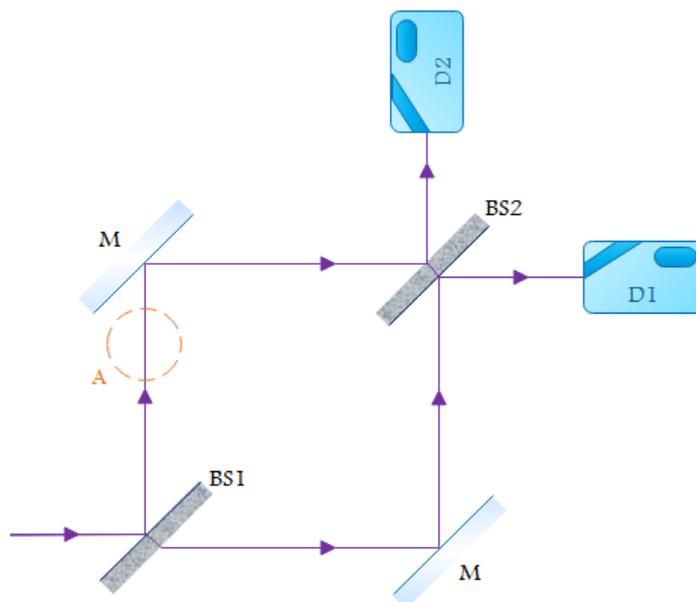


Figura 6: Experimento de medida libre de interacción.

Para realizar un dispositivo experimental, el método empleado por Elitzur y Vaidman requiere un interferómetro de partículas individuales; solo una partícula atraviesa el instrumento en cierto intervalo de tiempo. Se decantaron por plantearlo con una fuente de fotones individuales porque no había fuentes de neutrones que cumplieran sus necesidades apropiadamente y tanto trabajar con protones como con electrones suponía un reto debido a la alta interacción electromagnética de estas partículas con el entorno.

Por lo tanto, el procedimiento para detectar objetos mediante medidas libres de inter-

<sup>2</sup>Se han realizado experimentos con el Mach-Zehnder clásico modificado para obtener franjas de interferencia de electrones, [8].

acción es disponer el montaje del interferómetro de forma que no se realicen detecciones en  $D2$  y emplazar un objeto que obstruya el paso de las partículas que se van a emplear en uno de los dos brazos del instrumento. Enviando un único fotón en esta situación se pueden producir diferentes mediciones.

En el primer caso, puede ocurrir que no se realiza detección alguna. Esto es una evidencia de que la partícula ha sido absorbida o dispersada por el objeto y por ello no alcanza ningún detector. En el segundo caso, se realiza una detección en  $D1$  situación que se puede dar tanto si hay un objeto en cualquiera de los caminos como si no. Si lo hubiera, la mitad de las detecciones se realizarían en  $D1$ , y si no lo hubiera, se detectarían siempre en él. Ambas situaciones se consideran medidas fallidas ya que en la primera se ha interactuado con el objeto y en la segunda no se puede discernir si realmente hay un objeto obstaculizando el brazo del interferómetro o no.

La última circunstancia que se puede dar es que se realice una detección en  $D2$ . Como la disposición inicial del instrumento no lo permite, la única explicación a que se produzca esta medición es la presencia de un objeto obstaculizando el paso de las partículas en uno de los brazos, y el 50% de los fotones se detectarían en  $D2$ .

A modo de resumen, las situaciones posibles son:

- **No se realiza ninguna detección.**  
El fotón ha sido absorbido por el objeto.
- **Detección en  $D1$ .**  
El resultado no es concluyente ya que podría haber objeto o no.
- **Detección en  $D2$ .**  
Hay un objeto obstaculizando uno de los brazos y se ha podido detectar su presencia sin interactuar directamente con él.

Como el fotón solo puede moverse hacia la derecha o hacia arriba en el instrumento, el problema se tratará como un sistema de dos niveles dentro del formalismo de la mecánica cuántica, [9]. Los estados básicos serán denotados como:

$|\rightarrow\rangle \equiv$  el fotón se mueve hacia la derecha.

$|\uparrow\rangle \equiv$  el fotón se mueve hacia arriba.

Cuando algún fotón llega a uno de los espejos, sufrirá tanto un cambio de dirección como de fase. El cambio de dirección es esencialmente un cambio de estado como consecuencia de que los espejos están colocados de forma que el haz incidente forme un ángulo de  $45^\circ$  con la normal. Por lo tanto, aplicando la primera ley de Snell, el haz reflejado formará un ángulo de  $90^\circ$  con el incidente. Así, si un fotón se mueve hacia arriba y se encuentra con  $M$ , cambiará su dirección hacia la derecha, y análogamente, si alcanza  $M$  mientras se está moviendo hacia la derecha, pasará a desplazarse hacia arriba. Por otra parte, el cambio de fase se debe al modelo empleado por Elitzur y Vaidman, que describe aspectos esenciales del procedimiento. Una de sus pautas es que cada vez que un fotón se refleja, la fase de su función de onda aumenta en  $\pi/2$ <sup>3</sup>. El efecto de la reflexión en los espejos se puede expresar:

$$|\rightarrow\rangle \rightarrow i|\uparrow\rangle$$

$$|\uparrow\rangle \rightarrow i|\rightarrow\rangle$$

<sup>3</sup>La fase de una función de onda se puede expresar mediante  $e^{i\theta}$  y en el plano complejo  $e^{i\frac{\pi}{2}} = i$

Además, la acción de los separadores (siendo  $BS$  al 50%) es dividir la función de onda de los fotones incidentes en una parte reflejada y otra transmitida equivalentes. Matemáticamente, los estados resultantes normalizados al atravesar los  $BS$  son:

$$\begin{aligned} |\rightarrow\rangle &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|\rightarrow\rangle + i|\uparrow\rangle) \\ |\uparrow\rangle &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(i|\rightarrow\rangle + |\uparrow\rangle) \end{aligned}$$

Finalmente, el efecto de un objeto en uno de los brazos es absorber el fotón o dispersarlo, alterando el estado de su función de onda. Tomando como referencia el esquema de la Figura 6, por la posición de  $A$  en el mismo, el fotón solo podrá cambiar del estado “arriba” al inducido por el objeto. De esta manera, solo podrá darse:

$$|\uparrow\rangle \rightarrow |\gamma\rangle$$

Una vez introducidas todas las transformaciones que puede sufrir la función de onda de un fotón en el sistema en estudio, los diferentes estadios de la misma si no hay objeto presente se muestran en la Ecuación (3.5).

$$\begin{aligned} |\rightarrow\rangle &\xrightarrow{BS1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\rightarrow\rangle + i|\uparrow\rangle) \xrightarrow{M} \frac{1}{\sqrt{2}}(i|\uparrow\rangle + i^2|\rightarrow\rangle) = \frac{i}{\sqrt{2}}|\uparrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|\rightarrow\rangle \\ &\xrightarrow{BS2} \frac{i}{2}(i|\rightarrow\rangle + |\uparrow\rangle) - \frac{1}{2}(|\rightarrow\rangle + i|\uparrow\rangle) = -|\rightarrow\rangle \end{aligned} \quad (3.5)$$

Atendiendo al resultado de la Ecuación (3.5), todos los fotones que atraviesen el interferómetro sin obstáculos presentes, lo abandonarán desplazándose a la derecha y serán detectados en  $D1$ .

No obstante, si se hubiera puesto un objeto el resultado sería:

$$\begin{aligned} |\rightarrow\rangle &\xrightarrow{BS1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\rightarrow\rangle + i|\uparrow\rangle) \xrightarrow{M} \frac{1}{\sqrt{2}}(i|\uparrow\rangle + i|\gamma\rangle) = \frac{i}{\sqrt{2}}|\uparrow\rangle + \frac{i}{\sqrt{2}}|\gamma\rangle \\ &\xrightarrow{BS2} \frac{i}{2}(i|\rightarrow\rangle + |\uparrow\rangle) + \frac{i}{\sqrt{2}}|\gamma\rangle = \frac{1}{2}(i|\uparrow\rangle - |\rightarrow\rangle) + \frac{i}{\sqrt{2}}|\gamma\rangle \end{aligned} \quad (3.6)$$

Sin haberlo detectado, se puede derivar que existe un objeto del resultado de la Ecuación (3.6). Siguiendo los postulados de la mecánica cuántica se han estimado las probabilidades de obtener las situaciones restantes expuestas al inicio de la sección.

$$\frac{1}{2}(i|\uparrow\rangle - |\rightarrow\rangle) + \frac{i}{\sqrt{2}}|\gamma\rangle \rightarrow \left\{ \begin{array}{lll} |\rightarrow\rangle & \rightarrow & D1 \quad \mathcal{P} = 1/4 \\ |\uparrow\rangle & \rightarrow & D2 \quad \mathcal{P} = 1/4 \\ |\gamma\rangle & \rightarrow & \text{sin detección} \quad \mathcal{P} = 1/2 \end{array} \right\} \quad (3.7)$$

Se pueden interpretar físicamente los resultados de la Ecuación (3.7) atendiendo al diseño del sistema estudiado. Como ambas láminas divisoras del haz tienen una transmitancia del 50%, la mitad de las veces que se emite un fotón de la fuente colapsa en el objeto. La otra mitad de los fotones enviados llega a la segunda lámina divisora del haz y la función de onda vuelve a dividirse en dos, de manera que se detectan con igual probabilidad en ambos detectores.

Este análisis final concuerda con la descripción inicial esperada y el procedimiento seguido ha sido el descrito por Elitzur y Vaidman, [2]. Al realizarse una detección en  $D2$ , se

confirma la posibilidad de obtener información acerca de la existencia de un objeto en cierto lugar, empleando medidas de libre interacción sin tener información a priori sobre él.

#### 4. Contexto experimental

Como se ha explicado, el borrador cuántico es una versión elaborada del experimento de la doble rendija de Young en la que se puede optar por la aparición o desaparición de las franjas de interferencia. La variante del experimento que se ha analizado emplea un interferómetro Mach-Zehnder y la polarización de la luz como marcador. Una consecuencia de su diseño es que el camino del fotón y las líneas de interferencia no podrán ser medidas simultáneamente, serán propiedades complementarias, [5].

En el marco de la óptica física la luz puede tratarse como una onda electromagnética, es decir, que se propaga mediante una oscilación de campos eléctricos y magnéticos cuyos vectores se mantienen perpendiculares entre sí y a la vez a la dirección de propagación. Se dice que la luz es linealmente polarizada cuando la orientación del campo eléctrico es constante aunque su magnitud y signo pueden variar en el tiempo, [1]. En la Figura 7 se muestra el esquema de cierto estado de polarización de la luz en el que  $\mathbf{E}$  representa el vector de campo eléctrico y  $\mathbf{B}$  el de campo magnético.

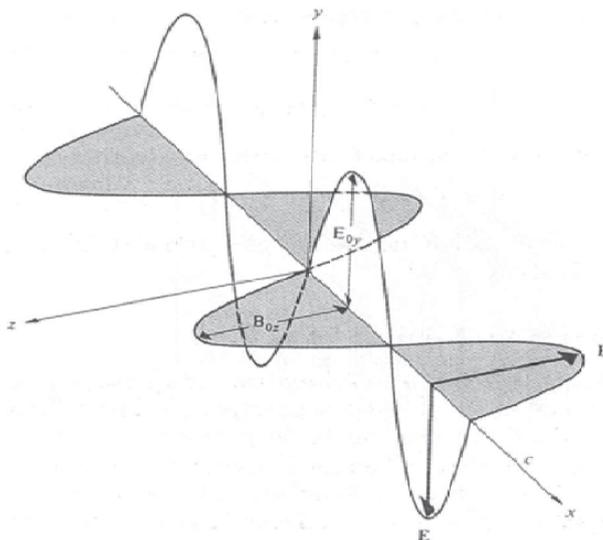


Figura 7: Onda plana polarizada, [1].

Una vez llegado este punto, cabe destacar que la descripción realizada hasta el momento está enmarcada en el contexto de la física cuántica pero la instrumentaria experimental está conformada por elementos clásicos. El experimento tiene una explicación clásica, detallada en el Anexo B, pero realizando una interpretación en el marco de la mecánica cuántica se pueden comprender algunos aspectos del entrelazamiento. Dicho esto, es posible que se abuse en algunos casos del lenguaje ya que se tendrán en cuenta dos teorías simultáneamente, especialmente al analizar los fenómenos producidos.

Se respeta la nomenclatura empleada en las secciones anteriores para discernir los elementos del montaje experimental. En la Figura 8 se muestra el esquema básico de un interferómetro de Mach-Zehnder con las respectivas etiquetas en sus elementos. Los espejos

que aparecen no están numerados comenzando en el uno porque en el esquema completo del dispositivo usado habrá más espejos (se mostrará en la Sección 4.1). Las partículas empleadas serán fotones, pero en vez de atravesar el instrumento de una en una, se hará uso de un láser. Por ello los detectores son pantallas opacas en las que se verán plasmadas las posiciones a donde llegan los fotones.

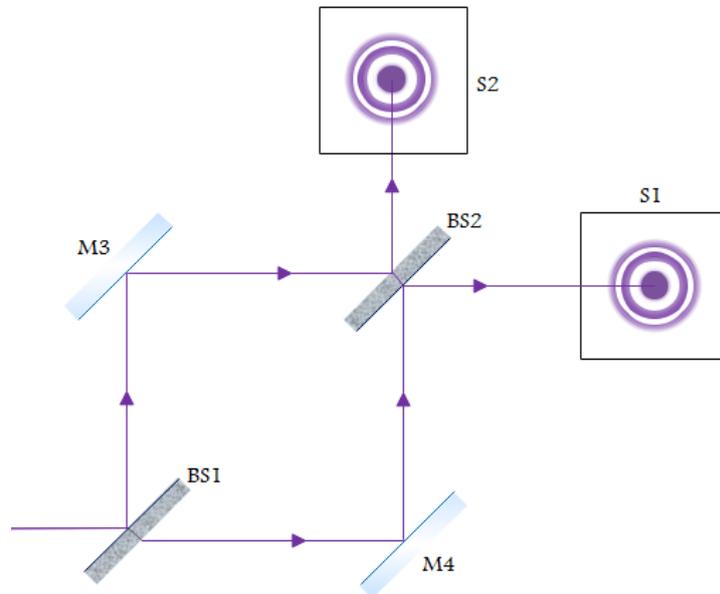


Figura 8: Esquema de un interferómetro de Mach-Zehnder con fotones.

En el caso de que los caminos recorridos por la luz en ambos brazos fueran iguales, aparece un patrón de interferencia circular. Sin embargo, si algún elemento modifica el tiempo que tarda la luz en recorrer los caminos, esta interferencia desaparece.

#### 4.1. Montaje experimental

La Figura 9 muestra el esquema completo del dispositivo, que consiste en añadir una serie de elementos ópticos antes de la entrada al interferómetro para conocer las propiedades y diámetro del haz incidente e introducir una serie de polarizadores lineales en los brazos del Mach-Zehnder mostrado en la Figura 8. Los nuevos elementos introducidos son un láser de He-Ne, dos espejos, una lámina retardadora cuarto de onda, denotada como  $\lambda/4$ , una lente convergente, señalada con  $L1$ , y dos polarizadores marcados con la letra  $P$ .

Por un lado, los polarizadores lineales son aparatos ópticos cuya energía de entrada es luz natural, o luz en cierto estado de polarización, y cuya salida es alguna forma definida de luz polarizada. En función de la polarización de salida, se pueden distinguir polarizadores lineales, circulares y elípticos. Una propiedad fundamental que todos comparten es la existencia de una asimetría que permite seleccionar un estado de polarización particular, asociada comúnmente a anisotropías<sup>4</sup> en el material empleado. Como la luz natural puede representarse matemáticamente en función de dos ondas arbitrarias ortogonales y linealmente polarizadas, la función de los polarizadores lineales es descartar una de las ondas y

<sup>4</sup>Posee propiedades físicas distintas en función de la dirección en que se mide; varía la velocidad de la onda con la orientación.

dejar pasar la otra, [1].

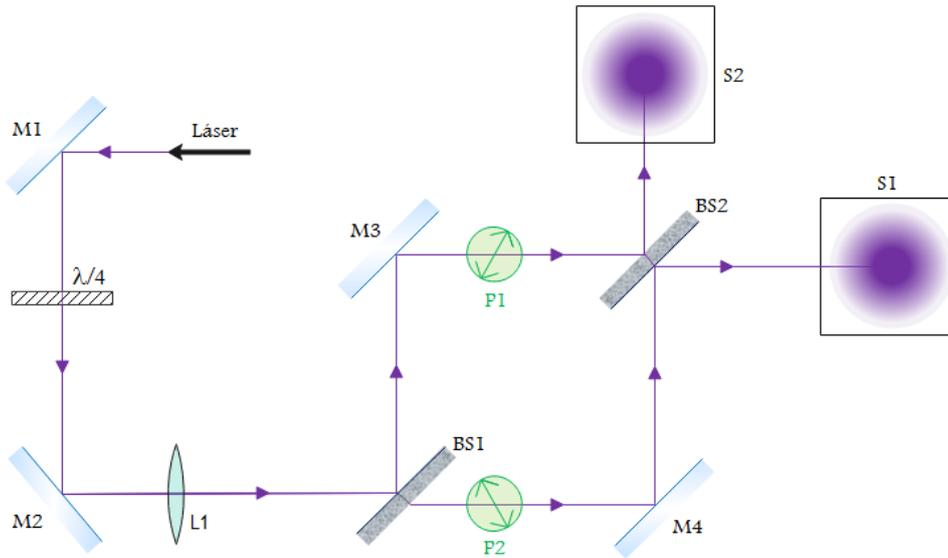


Figura 9: Mach-Zehnder sin interferencia.

Un retardador o lámina de onda es un elemento óptico que altera el estado de polarización de las ondas que lo atraviesan produciendo un desfase entre las componentes perpendiculares de la polarización. La lámina de cuarto de onda introduce un desplazamiento de un cuarto de onda, por ejemplo, transformando la polarización lineal en polarización circular, [1]. En la Figura 10 se muestra un esquema de luz circularmente polarizada en la que se respeta la notación anterior. La misión de este elemento es convertir la luz proveniente del láser (linealmente polarizada) en luz circularmente polarizada para evitar que alguno de los polarizadores interfiera en su paso; si el eje de polarización de la luz del láser fuera perpendicular a alguno de los ejes de polarización y no se realizara este tratamiento, ningún fotón atravesaría el polarizador.

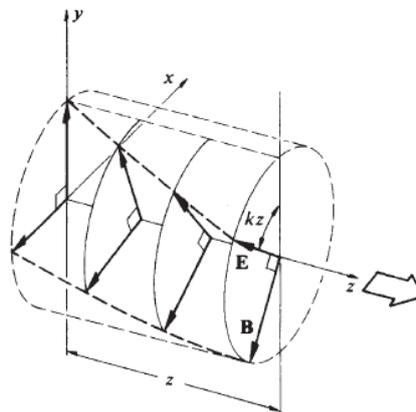


Figura 10: Luz circular a derechas, [1].

En primer lugar, el haz del láser de He-Ne atravesará la lámina retardadora cuarto de onda y la lente convergente antes de introducirse en el interferómetro. La lámina  $\lambda/4$  transforma la luz linealmente polarizada proveniente del láser de He-Ne en luz circular.

El efecto de la lente es aumentar el tamaño del spot<sup>5</sup> del láser para visualizar mejor la interferencia.

En segundo lugar, se añaden los polarizadores lineales  $P1$  y  $P2$  en los brazos correspondientes del interferómetro como se muestra en la Figura 9. Al introducir elementos en los caminos seguidos por la luz, desaparece el patrón de interferencia de ambas pantallas y, en su lugar, se ve la luz concentrada en un punto difuminado.

La configuración del polarizador dejará una huella sobre los fotones que lo atraviesen, por lo tanto, los que recorran un brazo determinado tendrán la misma polarización y será distinta de la que tendrán los fotones que atraviesen el otro brazo. Desde el punto de vista de la física cuántica, si se sitúa un detector que mida la polarización a la salida del interferómetro será posible saber por qué brazo ha ido el fotón en función de la polarización detectada, [10]. Tener acceso a esta información es incompatible con detectar su propiedad complementaria, las líneas de interferencia, por lo que el patrón desaparecería. El hecho de que los polarizadores distingan los caminos, hace colapsar la función de onda, obligando al fotón a ir por uno solo de los brazos. No obstante, desde la interpretación de la teoría clásica de campos, los estados de polarización de las dos ondas se suman; si los ejes de polarización fueran perpendiculares, se anula la interferencia y se observa el punto difuminado de la Figura 9. Las variaciones en el ángulo entre los ejes modifican la intensidad de los anillos de interferencia, siendo máxima cuando son paralelos.

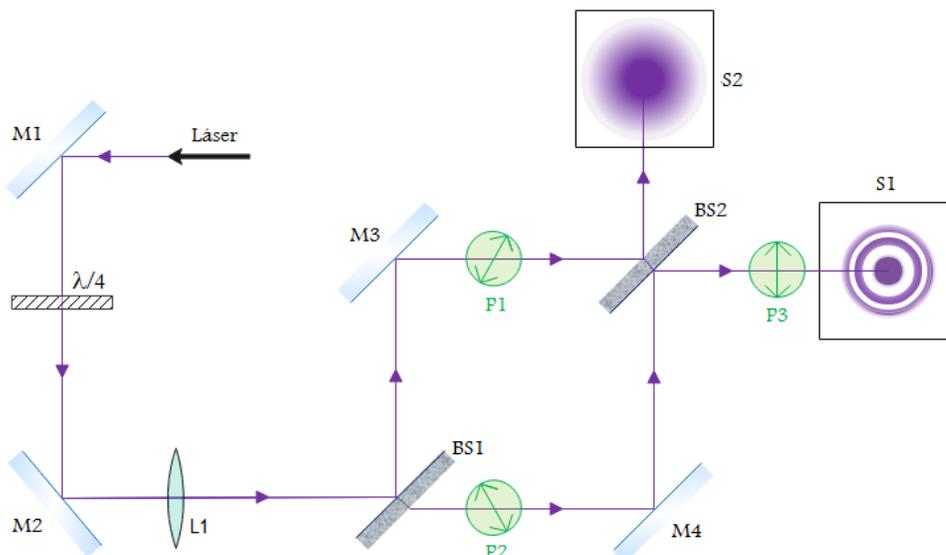


Figura 11: Esquema del borrador cuántico.

Se muestra en la Figura 11 el efecto de colocar un tercer polarizador a la salida del interferómetro. Cuando  $P1$  y  $P2$  están cruzados, a  $+45^\circ$  y  $-45^\circ$  respectivamente, al colocar en una posición intermedia el tercero (para el ejemplo dado sería a  $0^\circ$ ), todos los fotones tendrán la misma polarización tras  $P3$  y ya no serán distinguibles los caminos. Según la teoría cuántica la información del camino seguido ya no es accesible, ha sido borrada, reaparece la interferencia. La solución del problema planteada, siguiendo la teoría clásica de campos, da lugar a una intensidad que varía según una oscilación periódica, produciendo la alternancia entre anillos claros y oscuros (para más detalle ver el Anexo B).

<sup>5</sup>Diámetro del haz de luz.

## 4.2. Descripción matemática

Para describir formalmente lo que se está observando se recuerda que:

- Los espejos producen tanto un cambio de dirección como de fase.
- Los  $BS$  con  $T = 1/2$  dividen la función de onda en una parte reflejada y otra transmitida equivalentes.

En primer lugar se van a definir los vectores asociados al camino seguido por el fotón. Estos estados pertenecen a un subespacio de Hilbert al que se denotará como  $\varepsilon_1$ .

$|1\rangle \equiv$  la partícula toma el camino de arriba.

$|2\rangle \equiv$  la partícula toma el camino de la derecha.

Asumiendo que los divisores de luz tienen una transmitancia del 50% y la extinción de la luz es igual en ambos caminos, la probabilidad de que el fotón vaya por el camino de la derecha es igual a la probabilidad de que vaya por el camino de arriba, [10]. Al tener una mezcla de estados perfecta, el estado normalizado del sistema antes de colocar los polarizadores es:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle + |2\rangle) \quad (4.1)$$

Se muestra el cálculo de la densidad de probabilidad  $|\langle \vec{r} | \psi \rangle|^2$ , que determina las probabilidades de que el fotón tome un camino u otro en la Ecuación (4.2).

$$|\langle \vec{r} | \psi \rangle|^2 = \langle \psi | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | \psi \rangle = \frac{1}{2} \{ (\langle 1 | \vec{r} \rangle + \langle 2 | \vec{r} \rangle) \cdot (\langle \vec{r} | 1 \rangle + \langle \vec{r} | 2 \rangle) \} \quad (4.2)$$

El resultado del cálculo de la densidad de probabilidad, mostrada en la Ecuación (4.3), está formado por tres términos, dos de ellos asociados a la probabilidad de que el fotón vaya por uno de los caminos; el de la izquierda,  $|\langle \vec{r} | 1 \rangle|^2$ , y el de la derecha,  $|\langle \vec{r} | 2 \rangle|^2$ . El tercero es un término cruzado que da cuenta de la interferencia,  $\langle 1 | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | 2 \rangle + \langle 2 | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | 1 \rangle$ , [3].

$$|\langle \vec{r} | \psi \rangle|^2 = \frac{1}{2} \{ |\langle \vec{r} | 1 \rangle|^2 + |\langle \vec{r} | 2 \rangle|^2 + \langle 1 | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | 2 \rangle + \langle 2 | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | 1 \rangle \} \quad (4.3)$$

Al colocar los polarizadores aparece un nuevo subespacio,  $\varepsilon_2$ , formado por el conjunto de estados de polarización  $\{|P_i\rangle\}$  en los que se puede encontrar un fotón. En el camino de la izquierda se va a colocar el polarizador de forma que los fotones que lo atraviesen adquieran la polarización correspondiente al estado  $|P_1\rangle$  y al camino de la derecha se le asociará la polarización  $|P_2\rangle$ .

De esta forma, los nuevos estados que describen los fotones pertenecen a un subespacio construido a partir de los anteriores,  $\varepsilon = \varepsilon_1 \otimes \varepsilon_2$ . Formalmente los polarizadores extienden el espacio de Hilbert ya que son capaces de marcar el camino seguido sin perturbar el estado inicial, pasando del estado  $|1\rangle$  al estado  $|1\rangle \otimes |P_1\rangle$  y del estado  $|2\rangle$  al estado  $|2\rangle \otimes |P_2\rangle$ , [3]. El nuevo estado de polarización puede describirse como se indica en la Ecuación (4.4).

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle \otimes |P_1\rangle + |2\rangle \otimes |P_2\rangle) \quad (4.4)$$

A partir de esta descripción se pueden hacer dos observaciones relevantes:

- **Se trata de un sistema de dos niveles.**

Los estados  $|1\rangle \otimes |P_2\rangle$  y  $|2\rangle \otimes |P_1\rangle$  no son posibles

- **El camino y la polarización están entrelazados.**

Medir la polarización de un fotón equivale a determinar qué camino ha seguido.

Teniendo en cuenta la nueva descripción, los términos cruzados que aparecían en la Ecuación (4.3) se anularán ya que el conjunto de estados de polarización forma una base,  $\langle P_1|P_2\rangle = 0$ . Para abreviar la notación se emplea  $\langle \vec{r}|2\rangle = \varphi_2(\vec{r})$ ,  $\langle \vec{r}|1\rangle = \varphi_1(\vec{r})$  y sus conjugados  $\langle 2|\vec{r}\rangle = \varphi_2^*(\vec{r})$  y  $\langle 1|\vec{r}\rangle = \varphi_1^*(\vec{r})$ , en la siguiente ecuación.

$$\begin{aligned} |\langle \vec{r}|\psi'\rangle|^2 &= \frac{1}{2} \{[(\langle 1|\otimes\langle P_1|)|\vec{r}\rangle + (\langle 2|\otimes\langle P_2|)|\vec{r}\rangle)] \cdot [\langle \vec{r}|(|1\rangle\otimes|P_1\rangle) + \langle \vec{r}|(|2\rangle\otimes|P_2\rangle)]\} = \\ &= \frac{1}{2} \{(\varphi_1^*(\vec{r})\langle P_1| + \varphi_2^*(\vec{r})\langle P_2|) \cdot (\varphi_1(\vec{r})|P_1\rangle + \varphi_2(\vec{r})|P_2\rangle)\} = \\ &= \frac{1}{2} \{|\varphi_1(\vec{r})|^2 + |\varphi_2(\vec{r})|^2\} \end{aligned} \quad (4.5)$$

El tercer polarizador, externo al interferómetro, introduce un estado de polarización intermedio normalizado entre  $|P_1\rangle$  y  $|P_2\rangle$ , como se muestra en la siguiente ecuación.

$$|P_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|P_1\rangle + |P_2\rangle) \quad (4.6)$$

De esta forma, los dos caminos tendrán asociada la misma polarización y la interferencia reaparecerá,  $\langle P_3|P_3\rangle = 1$ .

$$|1\rangle \otimes |P_1\rangle \rightarrow |1\rangle \otimes |P_3\rangle$$

$$|2\rangle \otimes |P_2\rangle \rightarrow |2\rangle \otimes |P_3\rangle$$

El nuevo estado del sistema puede desglosarse para realizar las operaciones de los subespacios por separado, como se muestra en la ecuación siguiente, ya que el camino recorrido y la polarización dejan de estar entrelazados.

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle + |2\rangle) \otimes |P_3\rangle \quad (4.7)$$

Claramente se ve que se ha recuperado el resultado de la Ecuación (4.1) y su densidad de probabilidad es igual a la de la Ecuación (4.3), reapareciendo la interferencia.

Si el marcador es capaz de almacenar la información del camino seguido, el borrado podría realizarse incluso después de que la partícula atravesara el instrumento, [3], condición que cumple el borrador cuántico original de Scully, Englert, y Walther, [7]. La posibilidad de borrar la información a posteriori generaba una gran crispación ya que, erróneamente, se podría argumentar que se está alterando el pasado. Es decir, si una partícula manifiesta un comportamiento de onda o de corpúsculo tras atravesar el interferómetro de Mach-Zehnder, debió introducirse en él con el comportamiento correspondiente en función de si sus brazos eran indistinguibles o no. Si mientras una partícula lo está atravesando se alteraran los brazos (pasando de ser distinguibles a indistinguibles o viceversa), debería revertirse el carácter que adoptó al introducirse en el instrumento, [11]. Con esta premisa Mohrhoff,

[12], al igual que otros físicos que realizaron declaraciones similares, respondió al trabajo [7] cuestionando que el experimentador pueda hacer esta elección después de que el átomo toque la pantalla. La respuesta de Scully, Englert, y Walther, [13], fue reafirmar que el experimentador puede elegir entre conocer el recorrido y el borrado cuántico en cualquier momento, incluso después de que el átomo haya dejado su marca en la pantalla. Finalmente, Mohrhoff, [14], admitió que su argumento estaba fundado en una interpretación errónea del formalismo de la mecánica cuántica y dio un análisis completo de su origen.

Este fue un gran avance en la comprensión de la física en torno a los experimentos de borradores cuánticos y los fenómenos no-locales. Actualmente se interpreta que la partícula que está atravesando el instrumento se encuentra en una superposición cuántica de estados, lo que significa que tiene la capacidad de manifestarse como onda y como corpúsculo pero no es ninguna de las dos hasta que se interacciona con la misma, desapareciendo así la paradoja temporal, [11].

### 4.3. Discusión de resultados: medidas cualitativas

Antes de comenzar, es muy importante ajustar las alturas y la inclinación de todos los elementos del sistema para que el haz no se desvíe. En la Figura 12 se muestra una fotografía del instrumento empleado con los nombres de los elementos ópticos y los caminos de la luz marcados. Se puede ver que esta configuración se corresponde con el montaje de la Figura 11, donde se emplea el interferómetro Mach-Zehnder como borrador cuántico.

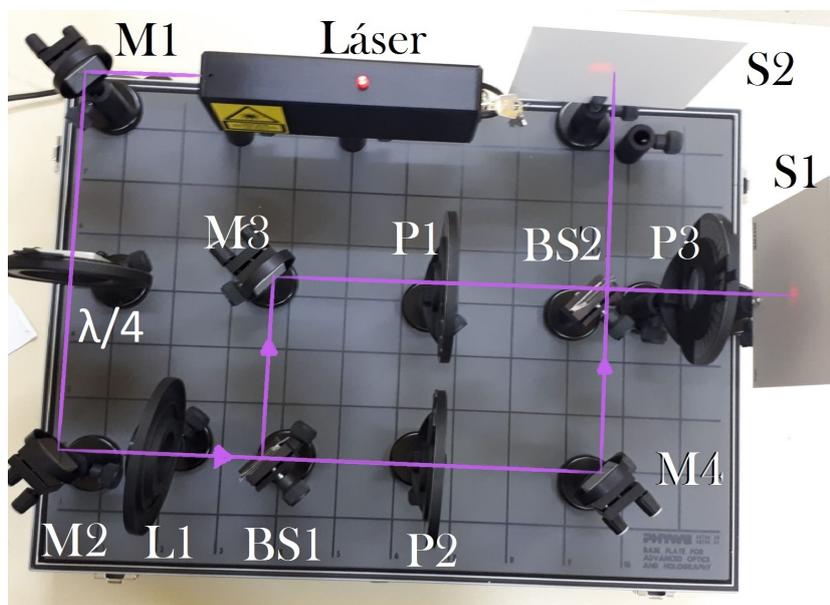


Figura 12: Montaje experimental del borrador cuántico.

La Figura 13 muestra en detalle las pantallas del interferómetro. Como se puede ver, el patrón de interferencia es complementario, es decir, que en una de las pantallas se observan franjas y en la otra las correspondientes antifranjas. Este resultado concuerda con el análisis realizado en el Anexo B.1, donde se analizan los cambios de fase que sufren las ondas al reflejarse en los elementos del montaje.

El patrón de interferencia no se ve exactamente circular debido a posibles imperfecciones

en los elementos que conforman el interferómetro: la lente, los espejos, los divisores y la lámina cuarto de onda, así como a pequeñas diferencias en los caminos seguidos. No obstante, debe destacarse que la nitidez de las imágenes obtenidas resulta satisfactoria teniendo en cuenta la sensibilidad de la aparición de las líneas de interferencia al montaje. Leves cambios en la posición u orientación de los espejos o las láminas divisoras, e incluso una diferencia de temperatura entre los caminos, provocada soplando aire suavemente con la boca en uno de los brazos, hacen desaparecer los patrones de interferencia.

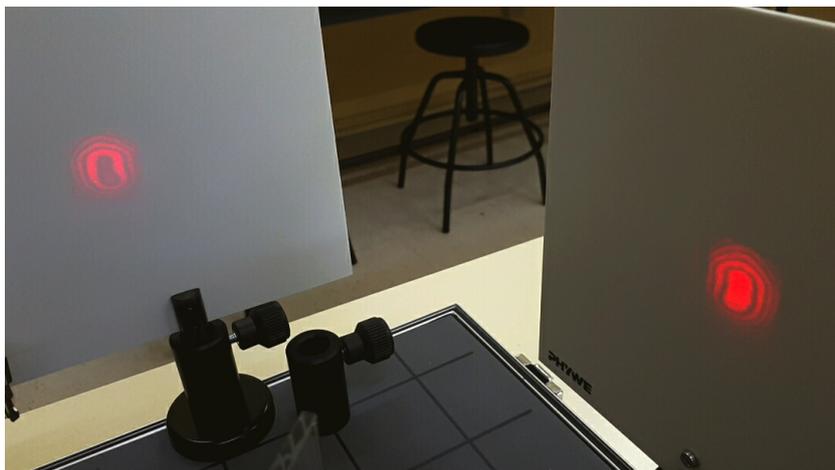


Figura 13: Franjas y antifranjas.

#### 4.3.1. Influencia del retardador

Como se explico en la Sección 4.1, la lámina cuarto de onda es un retardador que introduce una diferencia de fase de un cuarto de ciclo,  $\pi/2$ , en las componentes de la luz que incide sobre ella. Si el eje de polarización de la luz del láser fuera perpendicular al eje del polarizador, este impediría su paso. El objetivo del retardador es alterar el estado de polarización de la luz para evitar que los polarizadores impidan su paso.

Se dice que la luz está circularmente polarizada si está formada por dos ondas planas de igual amplitud con una diferencia de fase de  $90^\circ$ . Si las dos ondas planas tienen diferente amplitud o si su desfase es distinto de  $90^\circ$ , se dice que está polarizada elípticamente. Los retardadores tienen dos ejes principales en los que la luz se propaga a diferentes velocidades, el rápido y el lento, su dirección depende del tipo de cristal empleado pero suelen coincidir con el eje óptico y su perpendicular respectivamente, [1].

Cuando luz linealmente polarizada cuyo eje de polarización forma  $45^\circ$  con alguno de los ejes principales incide sobre la lámina  $\lambda/4$  de la Figura 12, sus componentes tendrán igual amplitud y el desfase de  $90^\circ$  introducido convierte el estado de polarización en circular. Si la luz incidente es paralela a alguno de los ejes principales, su estado de polarización no se verá alterado. Formando cualquier otro ángulo con los ejes principales, la luz lineal pasará a ser elíptica, [1].

Dada la calidad de los elementos empleados, y a pesar de procurar que la polarización de la luz esté lo más cerca de ser circular, se está trabajando con polarización elíptica, de forma que las componentes de la onda resultante tendrán amplitudes diferentes. Prueba de ello es que al estudiar la luz a la salida del retardador, lámina  $\lambda/4$  en la Figura 12, empleando un

polarizador lineal se pueden observar máximos y mínimos de luz sin que llegue a anularse completamente. Rotar la lámina  $\lambda/4$  produce que los ángulos en los que se encuentran los máximos y los mínimos se modifiquen.

### 4.3.2. Un único polarizador

En esta experiencia, se han retirado los polarizadores  $P2$  y  $P3$  manteniendo  $P1$  en su posición en la Figura 12. Cuando se emplea el retardador la interferencia no desaparece, aunque se pueden distinguir las posiciones de máximo y mínimo brillo consecuencia de la polarización elíptica de la luz. Si no hay retardador, la interferencia desaparece al colocar el eje del polarizador perpendicular al eje de polarización de la luz del láser y su intensidad se hace máxima al colocarlo paralelo a este. En el marco de la física cuántica se puede dar explicación al comportamiento en ausencia de retardador; no hay interferencia al colocar un elemento que marque el camino (ejes cruzados) y reaparece la interferencia si la luz no se ve alterada al atravesar el polarizador (ejes paralelos). Desde el punto de vista del electromagnetismo clásico se pueden explicar las variaciones en la intensidad, tanto con retardador como en su ausencia, como consecuencia de que mayor o menor cantidad de fotones atraviesen los polarizadores en función de las direcciones de sus ejes de polarización respecto al eje del polarizador. Si se sitúa  $P2$  en lugar de  $P1$  (Figura 12) se obtienen los mismos resultados.

En el sistema estudiado, la luz del láser se anula al colocar un polarizador lineal a  $100^\circ \pm 1^\circ$  o a  $-80^\circ \pm 1^\circ$ , es decir, en estas posiciones el eje de polarización del láser y del polarizador son ortogonales. Al hacer uso del retardador, los mínimos se encontrarán en  $+90^\circ \pm 1^\circ$  y  $-90^\circ \pm 1^\circ$  para la posición inicial, es decir, sin rotar el retardador ( $0^\circ \pm 1^\circ$ ). Por otro lado, los máximos se encontrarán en  $0^\circ \pm 1^\circ$  y  $180^\circ \pm 1^\circ$ . Al colocar  $P1$  y  $P2$  a  $45^\circ \pm 1^\circ$  y  $-45^\circ \pm 1^\circ$  respectivamente, llegará la misma cantidad de luz de cada brazo a  $BS2$ .

### 4.3.3. Relaciones entre polarizadores

Una vez situados los polarizadores de los brazos del interferómetro,  $P1$  y  $P2$  Figura 12, la interferencia desaparecerá siempre y cuando estos estén cruzados, es decir, que sus ejes estén perpendiculares (para mayor detalle ver el Anexo B). En la Figura 15a se muestra el punto de luz difuminado que aparece en la pantalla cuando no se está produciendo interferencia.

Si no se añadiera el retardador, habría que tener cuidado de que la orientación de los polarizadores no anule la luz del láser. Al añadir la lámina cuarto de onda en la posición mostrada en la Figura 12 se deben evitar los mínimos del brillo para mejorar la calidad de las franjas de interferencia.

Al añadir el tercer polarizador, se observa la interferencia más brillante cuando se encuentra en la posición intermedia entre  $P1$  y  $P2$ . Al variar de esta orientación a una orientación paralela a  $P1$  o a  $P2$ , las franjas de interferencia se van difuminando y se pierde contraste hasta que se dejan de ver. En esta situación se debe tener en cuenta de nuevo el efecto de tener o no el retardador e intentar colocar los polarizadores de forma que se obtenga el máximo brillo y contraste. De nuevo, dentro del formalismo cuántico se pueden explicar los comportamientos. Por un lado, con el tercer polarizador en la posición intermedia todos los fotones adquieren el eje de polarización de  $P3$  y se hacen indistinguibles, reaparece la interferencia. Por el otro, el efecto de colocar el eje  $P3$  paralelo a alguno de los otros polarizadores

produce que solo los fotones correspondientes a ese camino puedan alcanzar la pantalla y conocido el camino recorrido no se puede observar interferencia (complementarias). Desde el electromagnetismo clásico, el efecto de tener el eje de  $P3$  paralelo al de  $P1$  o al de  $P2$  es eliminar una de las componentes de la interferencia dando lugar al borrón de la Figura 15a, mientras que la interferencia aumenta su intensidad al acercar el eje de  $P3$  a una posición intermedia entre los otros dos ejes.

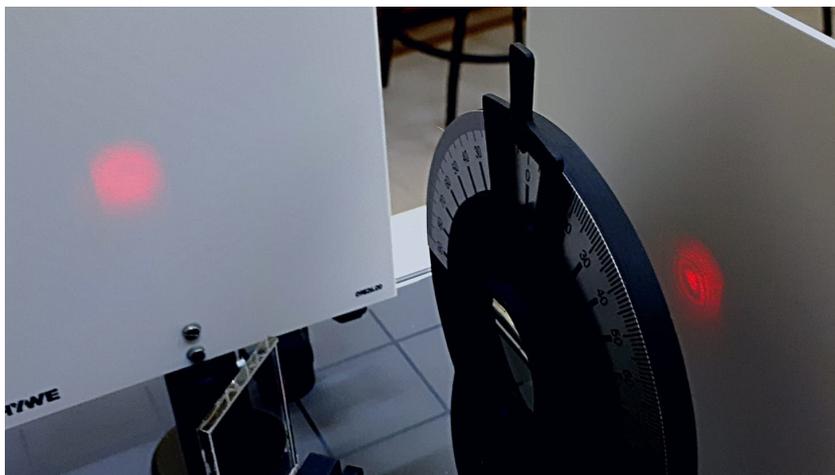
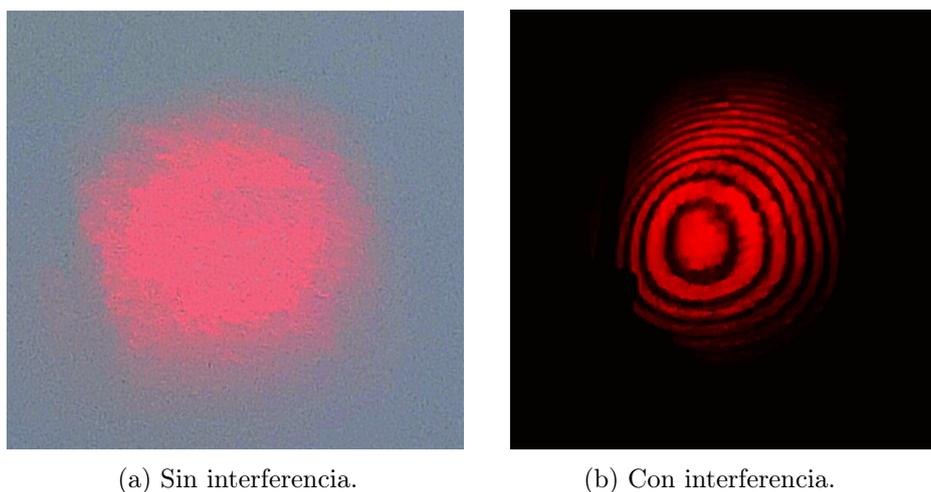


Figura 14: Detalle pantallas borrador cuántico.

La Figura 14 muestra en detalle las pantallas, cuando el instrumento está en la configuración de borrador cuántico, es decir, como en la Figura 12. Se comprueba que en  $S1$ , tras el tercer polarizador, se plasma un patrón de interferencia, mientras que en  $S2$  se ve la luz del láser difuminada.



(a) Sin interferencia.

(b) Con interferencia.

Figura 15: Posibles imágenes en las pantallas.

Finalmente, la Figura 15b muestra los anillos de interferencia circulares que se forman al emplear una lente de mejor calidad y afinar al máximo la igualdad de caminos en los brazos del interferómetro para disminuir las deformaciones.

## Parte III

# Conclusiones

### Resumen

En la última parte del trabajo se exponen las conclusiones obtenidas a partir de los desarrollos realizados en los puntos anteriores. También se explican las dificultades superadas y se realizan propuestas de mejora y trabajos futuros. Verificar que se puede hacer uso de un interferómetro de Mach-Zehnder como borrador cuántico, objetivo principal del estudio, ha sido cumplido. También se ha podido corroborar que mediante el uso del interferómetro para reproducir el borrador cuántico se pueden explicar fenómenos como la dualidad onda-corpúsculo, el principio de complementariedad y el carácter no-local de la física cuántica.

In the last part of the work, the conclusions obtained from the developments carried out in the previous points are presented. It also explains the difficulties overcome and makes proposals for improvement and future work. Verify that a Mach-Zehnder interferometer can be used as a quantum eraser, the main objective of the study, has been fulfilled. It has also been possible to corroborate that, by using the interferometer to reproduce the quantum eraser, we can explain phenomena such as the wave-particle duality, the complementarity principle and the non-local character of quantum physics.

## 5. Logros

El objetivo principal de implementar un interferómetro de Mach-Zehnder que cumpla los requisitos para ser un borrador cuántico se ha alcanzado con el material disponible.

A continuación se detallan los tres aspectos fundamentales de la mecánica cuántica que se pudieron constatar.

### Dualidad onda-corpúsculo.

Cuando un único fotón atraviesa el interferómetro de Mach-Zehnder, se puede suponer que su función de onda se divide en dos partes equivalentes y cada una de ellas recorre uno de los brazos. Al reencontrarse en el segundo divisor de onda, las partes interfieren y dan lugar al patrón de anillos mostrado en las pantallas, propiedad ondulatoria que se expresa diciendo que el fotón a interferido consigo mismo. Alineando los elementos del interferómetro como se muestra en la Figura 5, se visualiza el patrón de interferencia. Cualquier diferenciación que se haga entre los dos posibles caminos que puede tomar una partícula, provocará la manifestación de un comportamiento corpuscular.

### Complementariedad.

El principio de complementariedad es intrínseco de la física cuántica y constituye un concepto general que engloba la dualidad onda-corpúsculo. Consecuencia del diseño del experimento es que el recorrido seguido por el fotón y las líneas de interferencia son propiedades complementarias, no pueden observarse simultáneamente. Teniendo en cuenta que la luz proveniente del láser tiene una polarización concreta, cualquier elemento que altere

dicho estado dejará una marca en el camino y, conocido el trayecto seguido por el fotón, se destruye la posibilidad de observar el patrón de interferencia. En otras palabras, al colocar los polarizadores se está generando un estado entrelazado entre el camino seguido por el fotón y su polarización. Bajo esta circunstancia, conocer la polarización del fotón es conocer el recorrido que ha realizado y, por lo tanto, su comportamiento debe dejar de ser ondulatorio para pasar a ser corpuscular, desaparece el patrón de interferencia.

Por ejemplo, si en el trabajo realizado se introduce un polarizador en uno de los brazos del interferómetro, quedará marcado de forma que conocer la polarización de un fotón es inherente a saber el recorrido que ha realizado. Para describir esta experiencia se debe retirar el retardador e introducir uno de los polarizadores disponibles en el brazo que se desee. Al situar el eje de polarización del polarizador paralelo al del láser, no se altera su estado de polarización, por lo tanto, la interferencia sigue observándose en las pantallas. Si, por el contrario, se coloca perpendicular al eje del láser, desaparece la interferencia de las pantallas.

Otra forma de contemplar el fenómeno de complementariedad es colocar  $P1$  y  $P2$  con sus ejes ortogonales, como se indica en la Figura 9, se observa en ambas pantallas un punto difuminado. La interferencia se recupera al colocar ambos paralelos al eje de polarización de la luz, se recupera la situación en la que los caminos son indistinguibles. Para esta experiencia es muy conviene hacer uso de la lámina cuarto de onda.

#### Carácter no-local.

Si la información del camino recorrido por las partículas deja de ser accesible, instantáneamente se recuperarían las franjas de interferencia. Para visualizar esta manifestación del carácter no-local de la mecánica cuántica, se disponen los elementos del interferómetro como se muestra en la Figura 11. Si se coloca el eje de polarización de  $P3$  en una posición intermedia entre los ejes de  $P1$  y  $P2$ , los caminos dejan de poder ser identificados mediante la polarización de los fotones y reaparece la interferencia en  $S2$ , aunque en este trabajo no hay mecanismos para comprobar su inmediatez.

## 6. Obstáculos superados.

La complicación más destacable encontrada durante la realización del trabajo ha sido la dificultad que ha supuesto alinear los elementos del interferómetro para poder observar el patrón de interferencia, así como la facilidad con la que se desalinea debido a su alta sensibilidad. Para solventar la situación, se ha necesitado la ayuda de físicos experimentales expertos y aún así ha costado un tiempo considerable obtener imágenes nítidas.

Respecto a la parte teórica, en algunas ocasiones, ha resultado confuso trabajar simultáneamente con los fenómenos que predice la teoría cuántica y las explicaciones del electromagnetismo clásico. Ha sido necesario, en diversos puntos durante el desarrollo, pensar detenidamente de cuál se está hablando para evitar errores en la terminología.

## 7. Trabajos futuros

Una propuesta de mejora del montaje es introducir un soporte para el láser, ya que en este momento solo dispone de una pata que no es capaz de mantenerlo fijo.

También se debe buscar la forma de que los pies magnéticos que soportan los elementos no se adhieran con tanta fuerza a la base metálica. El impacto de colocar alguno de los dispositivos, como por ejemplo un polarizador, produce una perturbación que sufre todo el montaje y además resulta muy costoso desplazar los elementos ópticos a través del tablero.

En un trabajo futuro, se puede dar un nuevo enfoque al experimento; el borrador cuántico empleando un interferómetro de Mach-Zehnder para interpretar las medidas de elección retardada. Para ello hay que ampliar el volumen de bibliografía específica sobre este tipo de experimentos y realizar las correspondientes comprobaciones en el laboratorio para verificar que se puede llevar a cabo.

## A. Experimento de Scully

En la Sección 2, se describe el experimento de Scully, Englert y Walther como un experimento de doble rendija que emplea un haz de átomos excitados. Como se muestra en la Figura 2, una serie de rendijas amplias coliman dos haces que inciden sobre rendijas estrechas generando la interferencia. A continuación se colocan un láser para excitar los átomos y dos cavidades micromáser<sup>6</sup>. Se preparan los átomos del haz en un estado determinado y, al atravesar el láser, pasan a un estado excitado. Las cavidades micromáser están diseñadas de forma que su longitud de onda promueva que, antes de que los átomos abandonen la cavidad, emitan un fotón de microondas y recuperen su estado interno inicial. El fotón proporciona información sobre el camino seguido en la cavidad, obteniéndose la función de onda de los átomos que había inicialmente.

Una vez obtenida la información del recorrido de la partícula desaparece la interferencia, pero al haberse conseguido sin eventos descontrolados de dispersión, se plantearon que “podría ser posible recuperar los términos cruzados de interferencia coherente eliminando (‘borrando’) la información del camino seguido guardada en los detectores” (Scully, Englert y Walther, 1991, p.114). Se debe comprobar si los efectos de interferencia pueden ser restaurados manipulando los detectores, incluso cuando los átomos han atravesado las cavidades.

Una opción es cambiar la pared que separa las cavidades por una combinación entre detector y ventana, como se muestra en la Figura 16. Con las dos ventanas cerradas, la radiación emitida por la desexcitación de los átomos permanecerá en la cavidad correspondiente. Al abrir las ventanas, la luz podrá interactuar con el foto-detector de la pared, quedando constancia de la cavidad en la que se ha detectado, [7].

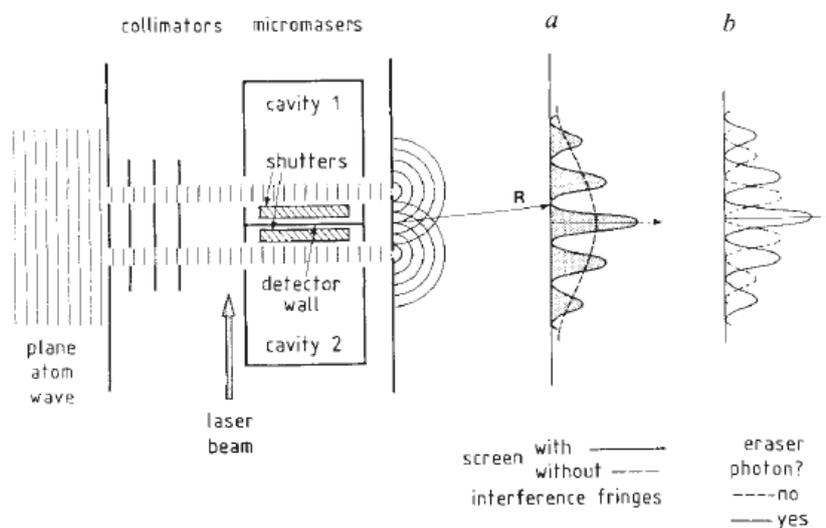


Figura 16: Esquema del borrador cuántico original, [7].

La Figura 16a muestra los patrones que se ven en la pantalla con y sin líneas de interferencia. Por su parte, la Figura 16b representa la densidad de partículas en la pantalla, que depende de si se cuenta o no un fotón en el detector, lo que demuestra que la correlación

<sup>6</sup>Un máser es un amplificador de microondas mediante la emisión estimulada de radiación, un láser que opera en la región de microondas del espectro electromagnético y sirve para recibir señales muy débiles.

entre el evento en la pantalla y el borrado del fotón es necesaria para recuperar el patrón de interferencia, [7].

La realidad es que las líneas de interferencia pueden recuperarse, incluso cuando los átomos han abandonado las cavidades. Va a mostrarse matemáticamente cómo es posible que esto suceda, [7].

El haz de átomos, tras atravesar la doble rendija, puede representarse en el formalismo de la mecánica cuántica como se muestra en la Ecuación (A.1).

$$\Psi(\vec{r}') = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_1(\vec{r}') + \psi_2(\vec{r}')] |i\rangle \quad (\text{A.1})$$

En la ecuación anterior,  $\vec{r}'$  representa la coordenada de posición,  $\psi_n$ , ( $n = 1, 2$ ), la función de onda asociada y el estado  $|i\rangle$  denota el estado interno del átomo.

La siguiente consideración es el estado del sistema cuando el haz se encuentra en la cavidad, Ecuación (A.2). Justo antes de introducirse en la cavidad, el láser excita a los átomos al estado  $|a\rangle$  y mientras la atraviesan se produce la transición  $a \rightarrow b$  por la emisión espontánea de un fotón, [7].

$$\Psi(\vec{r}') = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_1(\vec{r}')|1, 0\rangle + \psi_2(\vec{r}')|0, 1\rangle] |b\rangle \quad (\text{A.2})$$

Los estados fotónicos  $|1, 0\rangle$  y  $|0, 1\rangle$  hacen referencia a si se detecta el fotón en la cavidad uno o en la dos respectivamente.

A continuación, se extiende la descripción matemática para incluir los detectores de fotones de las cavidades resonantes como se muestra en la Ecuación (A.3). Inicialmente se encuentran en el estado fundamental  $|d\rangle$ , y pasan al estado excitado  $|e\rangle$  tras absorber un fotón emitido por alguno de los átomo.

$$\Psi(\vec{r}') = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_1(\vec{r}')|1, 0\rangle + \psi_2(\vec{r}')|0, 1\rangle] |b\rangle |d\rangle \quad (\text{A.3})$$

En este momento es conveniente introducir las funciones simétrica,  $\psi_+(\vec{r}')$ , y antisimétrica,  $\psi_-(\vec{r}')$ , así como los estados simétrico,  $|+\rangle$ , y antisimétrico,  $|-\rangle$ , de los campos de radiación en las cavidades.

$$\psi_{\pm}(\vec{r}') = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_1(\vec{r}') \pm \psi_2(\vec{r}')] \quad (\text{A.4})$$

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|1, 0\rangle \pm |0, 1\rangle] \quad (\text{A.5})$$

El estado del sistema átomo-cavidad-detector se reescribe a continuación a partir de las Ecuaciones (A.4) y (A.5), [7].

$$\Psi(\vec{r}') = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_+(\vec{r}')|+\rangle + \psi_-(\vec{r}')|-\rangle] |b\rangle |d\rangle \quad (\text{A.6})$$

Aunque no se conoce el Hamiltoniano de interacción entre el campo de radiación de la cavidad y el detector, solo depende de combinaciones simétricas de las variables del campo.

Por lo tanto, el estado simétrico  $|+\rangle$  es el único que se acopla a los campos y el estado antisimétrico queda inalterado, [7]. El efecto del detector da lugar al estado de la Ecuación (A.7), que muestra cómo quedan entrelazados las funciones de onda, con los estados fotónicos y el estado de los detectores, [7].

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_+(\vec{r})|0,0\rangle|e\rangle + \psi_-(\vec{r})|-\rangle|d\rangle] |b\rangle \quad (\text{A.7})$$

El término  $|0,0\rangle|e\rangle$  indica que el detector ha pasado del estado fundamental al excitado,  $|e\rangle$ , tras absorber el fotón de microondas y quedan las cavidades desprovistas de fotón alguno  $|0,0\rangle$ .

La densidad de probabilidad,  $\mathcal{P}(\vec{R})$ , de que una partícula caiga en una posición de la pantalla, donde  $\vec{r} = \vec{R}$ , se calcula como el módulo al cuadrado de  $\Psi(\vec{R})$ .

$$\mathcal{P}(\vec{R}) = \frac{1}{2} [\psi_+^*(\vec{R})\psi_+(\vec{R}) + \psi_-^*(\vec{R})\psi_-(\vec{R})] = \frac{1}{2} [\psi_1^*(\vec{R})\psi_1(\vec{R}) + \psi_2^*(\vec{R})\psi_2(\vec{R})] \quad (\text{A.8})$$

En la Ecuación (A.8) no hay ningún término de interferencia. No obstante, al calcular la probabilidad de encontrar el átomo en la pantalla y el detector excitado simultáneamente,  $\mathcal{P}_e(\vec{R})$ , aparece el término interferencial como se muestra en la Ecuación (A.9). Esta densidad de probabilidad es la representada en la Figura 16b mediante la línea continua.

$$\mathcal{P}_e(\vec{R}) = |\psi_+^*(\vec{R})|^2 = \frac{1}{2} [|\psi_1(\vec{R})|^2 + |\psi_2(\vec{R})|^2] + \text{Re} [\psi_1^*(\vec{R})\psi_2(\vec{R})] \quad (\text{A.9})$$

Por el contrario, la probabilidad de encontrar el átomo en la pantalla y que el detector esté desexcitado se calcula en la Ecuación A.10 y se muestra en la Figura 16b con la línea discontinua.

$$\mathcal{P}_d(\vec{R}) = |\psi_-^*(\vec{R})|^2 = \frac{1}{2} [|\psi_1(\vec{R})|^2 + |\psi_2(\vec{R})|^2] - \text{Re} [\psi_1^*(\vec{R})\psi_2(\vec{R})] \quad (\text{A.10})$$

Cuando un átomo atraviesa las cavidades, dejando un fotón encerrado, es detectado en algún lugar de la pantalla. Posteriormente se retorna a la cavidad y se abren las ventanas para que el fotón pueda ser absorbido. Hay dos situaciones posibles con igual probabilidad de suceder; que se detecte el fotón (se borra) o que no. Repitiendo el proceso muchas veces, se puede observar que los átomos cuyo fotón ha sido detectado forman el patrón de la línea sólida de la Figura 16b y, los que no han sido detectados, el de la discontinua.

La superposición de franjas y antifranjas,  $\mathcal{P}_e(\vec{R}) + \mathcal{P}_d(\vec{R})$ , se cancelaría, dando lugar a un patrón sin interferencia, si no se observara el estado del detector.

## B. Experimento clásico

“La interferencia óptica equivale a la interacción de dos o más ondas de luz que producen una irradiancia resultante que se desvía de la suma de las irradiancias componentes” (Hecht, 2007, p.384). Como se muestra en la Ecuación (B.1), el valor del campo eléctrico,  $\mathbf{E}$ , en un punto donde se superponen dos o más ondas de luz será la suma vectorial de las perturbaciones individuales, [1].

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \dots \quad (\text{B.1})$$

Como el valor del campo eléctrico varía rápidamente en el tiempo, suele medirse la irradiancia,  $I$ , que da cuenta de la energía media por unidad de área y tiempo, [1].

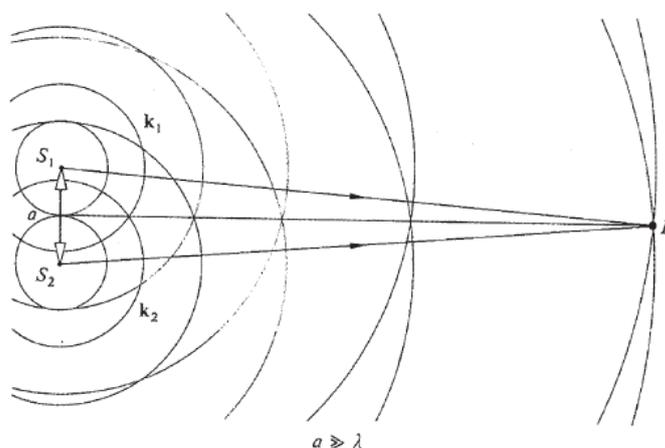


Figura 17: Ondas de fuentes puntuales superpuestas, [1].

Se consideran dos fuentes puntuales  $S_1$  y  $S_2$ , como se muestra en la Figura 17, que emiten ondas monocromáticas de igual frecuencia en un medio homogéneo, y a una distancia  $a$  mucho mayor que su longitud de onda. En un punto  $P$  suficientemente alejado de las fuentes, se puede considerar que los frentes de onda son planos y describirse matemáticamente según las Ecuaciones (B.2) y (B.3), [1].

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{01} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_1)} \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{02} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_2)} \quad (\text{B.3})$$

En las Ecuaciones (B.2) y (B.3),  $\mathbf{E}_{0i} = E_{0i} \hat{e}_i$  representa la amplitud y dirección de la perturbación,  $\mathbf{r}$  un punto del espacio,  $t$  un instante de tiempo,  $\omega$  la frecuencia en radianes por segundo,  $\mathbf{k}_i = k_i \hat{u}$  el vector de onda, cuya magnitud es el número de onda,  $k_i = 2\pi/\lambda$ , y apunta en la dirección de propagación de la onda y  $\varphi_i$  la fase inicial, para  $i = 1, 2$ .

De forma análoga, el esquema del borrador cuántico empleando un interferómetro de Mach-Zehnder, mostrado en la Figura 11 de la Sección 4.1, se puede expresar a partir de la polarización de los haces a la salida de  $P1$  y  $P2$  como se muestra en las Ecuaciones (B.4) y (B.5). Para simplificar la notación y teniendo en cuenta que las condiciones de los caminos recorridos son similares, se ha considerado las amplitudes de perturbación, los vectores de onda y las frecuencias iguales. La diferencia de fase, o desfase, dada por  $\varphi_1$  y

$\varphi_2$ , es consecuencia de los elementos del circuito diferentes que se encuentran los haces y las diferencias de camino de los recorridos.

$$\vec{E}_1 = E_0 \hat{e}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1)} \quad (\text{B.4})$$

$$\vec{E}_2 = E_0 \hat{e}_2 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2)} \quad (\text{B.5})$$

Se tiene en cuenta que  $\hat{e}_i$  representa la dirección de polarización de la luz tras atravesar el polarizador  $P_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), y la estructura del experimento para definir una serie de condiciones que se deben cumplir:

- Como  $P1$  y  $P2$  se encuentran cruzados, los vectores de polarización  $\hat{e}_1$  y  $\hat{e}_2$  deben ser perpendiculares.

$$\boxed{\hat{e}_1 \perp \hat{e}_2} \quad (\text{B.6})$$

- La dirección de polarización tras atravesar  $P3$  debe ser intermedia entre las direcciones  $\hat{e}_1$  y  $\hat{e}_2$ , y el vector debe ser unitario.

$$\boxed{\hat{e}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_1 + \hat{e}_2)} \quad (\text{B.7})$$

Tras atravesar  $P1$  y  $P2$ , ambos haces de luz se encuentran con  $BS2$  que introduce nuevas diferencias de fase, pero para el desarrollo realizado solo es necesario conocer que, en general,  $\varphi_1(\vec{r})$  y  $\varphi_2(\vec{r})$  son distintos, [10].

La irradiancia puede expresarse como se indica en la Ecuación (B.8), donde  $\langle |\vec{E}|^2 \rangle_T$  es un promedio temporal de duración  $T$  ya que la luz entrante no puede medirse instantáneamente,  $n$  el índice de refracción<sup>7</sup> del medio,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $\varepsilon_0$  la permitividad<sup>8</sup> del vacío. Al trabajar con irradiancias relativas dentro del mismo medio, se pueden omitir las constantes, [1].

$$I = nc\varepsilon_0 \langle |\vec{E}|^2 \rangle_T \Rightarrow I \propto \langle |\vec{E}|^2 \rangle_T \quad (\text{B.8})$$

En la Figura 11, la luz llega a  $S2$  directamente de los polarizadores y su irradiancia se expresa en la Ecuación (B.9) en función de la suma de campos eléctricos.

$$I_2 \propto \langle |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 \rangle_T \quad (\text{B.9})$$

Se resuelve la Ecuación (B.9) en dos pasos:

- Módulo de la suma de campos eléctricos, teniendo en cuenta que el cuadrado de un complejo es el producto de dicho complejo por su conjugado:

$$|\vec{E}_1 + \vec{E}_2| = \sqrt{(E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1)})^2 + (E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2)})^2} = E_0 \sqrt{2} \quad (\text{B.10})$$

<sup>7</sup>El índice de refracción,  $n = c/v$ , da idea de la velocidad de la luz en cierto medio. Típicamente  $n_{aire} \simeq 1$  y  $n_{vidrio} = 1.45$ .

<sup>8</sup>Constante física que da una idea de cómo un campo eléctrico influye sobre un medio y se ve afectado por el.

- El promedio temporal, si no hay dependencia en  $t$ , es una constante.

$$\langle |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 \rangle_T = \langle |E_0\sqrt{2}|^2 \rangle_T = 2E_0^2 \quad (\text{B.11})$$

Finalmente, en la Ecuación (B.12) se presenta la solución. Dado que la irradiancia que llega a  $S2$  es una constante positiva, es lógico afirmar que la imagen observada en la misma debe ser un punto difuminado, resultado que está de acuerdo con lo observado (Figura 15a).

$$\boxed{I_2 \propto \langle |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 \rangle_T = 2E_0^2 = cte > 0} \quad (\text{B.12})$$

El cálculo de la irradiancia que llega a  $S1$ , en la Figura 11, es un poco más complejo pero se siguen los mismos pasos. En primer lugar hay que reescribir los campos eléctricos, ya que la luz atraviesa  $P3$  antes de llegar a la pantalla.

$$\vec{E}_1^j = E_0 \hat{e}_3 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1(\vec{r}))} \quad (\text{B.13})$$

$$\vec{E}_2^j = E_0 \hat{e}_3 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2(\vec{r}))} \quad (\text{B.14})$$

En las Ecuaciones (B.13) y (B.14) se plantea la forma que adopta la luz tras atravesar el último polarizador, ambos campos toman la misma dirección y se diferencian en la fase.

$$I_1 \propto \langle |\vec{E}_1^j + \vec{E}_2^j|^2 \rangle_T \quad (\text{B.15})$$

Al tener los dos campos la misma dirección, se deben realizar más pasos para resolver la Ecuación (B.15):

- Módulo de la suma de campos eléctricos, teniendo en cuenta que el cuadrado de un complejo es el producto de dicho complejo por su conjugado:

$$|\vec{E}_1^j + \vec{E}_2^j| = \sqrt{E_0^2 (e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1(\vec{r}))} + e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2(\vec{r}))})^2} \quad (\text{B.16})$$

- Operar con exponenciales complejas, para simplificar la notación no se explicita la dependencia con la posición:

$$e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1)} + e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2)} = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} (e^{i\varphi_1} + e^{i\varphi_2}) \quad (\text{B.17})$$

- Relación entre exponenciales y coseno:

$$e^{i\varphi_1} + e^{i\varphi_2} = e^{\frac{i}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)} \left( e^{\frac{i}{2}(\varphi_1 - \varphi_2)} + e^{-\frac{i}{2}(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) = e^{\frac{i}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)} 2 \cos [(\varphi_1 + \varphi_2)/2] \quad (\text{B.18})$$

- Relación del coseno del ángulo mitad:

$$\cos [(\varphi_1 + \varphi_2)/2] = \sqrt{\frac{1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}{2}} \quad (\text{B.19})$$

- Reescribir el módulo:

$$|\vec{E}_1^j + \vec{E}_2^j| = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} e^{\frac{i}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)} 2 \sqrt{\frac{1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}{2}} \quad (\text{B.20})$$

- Promedio temporal:

$$\langle |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 \rangle_T = \langle |E_0 \sqrt{2[1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]}|^2 \rangle_T = 2E_0^2 [1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] \quad (\text{B.21})$$

La Ecuación (B.22) indica la distribución de la luz en  $S1$ , la alternancia entre anillos claros y oscuros en la pantalla es producto de la oscilación periódica causada por el término  $\cos(\varphi_1(\vec{r}) - \varphi_2(\vec{r}))$ , [10]. De esta forma se recupera el patrón de interferencia mostrado en la Figura 15b.

$$I_1 \propto \langle |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 \rangle_T = 2E_0^2 [1 + \cos(\varphi_1(\vec{r}) - \varphi_2(\vec{r}))] \quad (\text{B.22})$$

### B.1. Franjas y antifranjas

De acuerdo con las leyes de Fresnel, cuando una onda se transmite de un medio a otro no sufre un cambio de fase, pero cuando es reflejada, se producirá un desplazamiento  $+\pi$  si lo hace sobre un material de índice de refracción superior al del medio en el que se encuentra la onda, [1].

La Figura 18<sup>9</sup> muestra lo que le sucede a un haz de luz cuando atraviesa un divisor de onda como los empleados en el experimento (ver Figura 12). Se recuerda al lector que en la Sección 3 se explicó que los divisores de onda están formados por una placa de vidrio con una delgada película metálica en una de sus caras que produce que parte del haz incidente se refleje y parte se transmita.

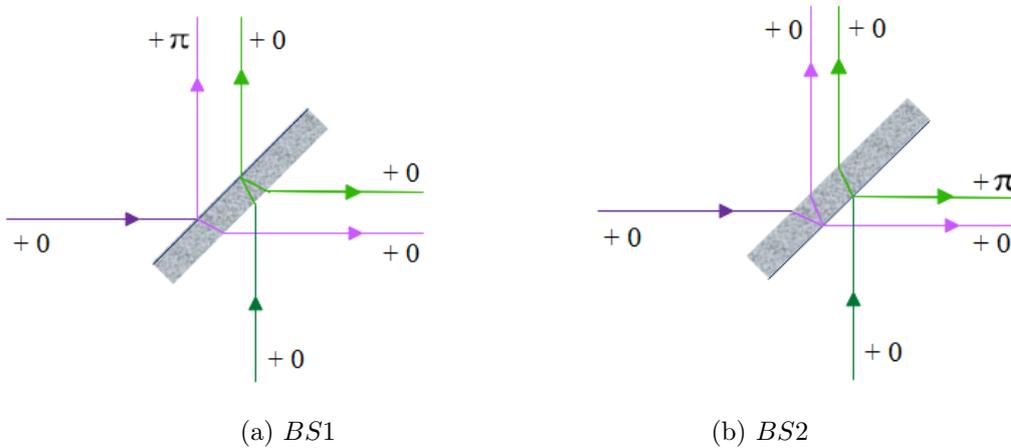


Figura 18: Cambio de fase producido por los divisores de onda.

El divisor de onda está diseñado de forma que  $n_{aire} < n_{metal} < n_{vidrio}$ , por ello se producen cambio de fase en el aire pero no en el vidrio. De la misma manera, cuando una onda se refleja en un espejo sufre un cambio de fase  $+\pi$  ( $n_{aire} < n_{espejo}$ ).

Cabe destacar que atravesar el vidrio también produce una diferencia de fase, que dependerá de su naturaleza y grosor, pero va a ser despreciada ya que cuando lleguen a las pantallas las ondas habrán atravesado el vidrio el mismo número de veces y dicho desfase no afectará, [1].

<sup>9</sup>Se desprecian las reflexiones internas de la lámina divisora así como las desviaciones en la trayectoria por la variación del índice de refracción.

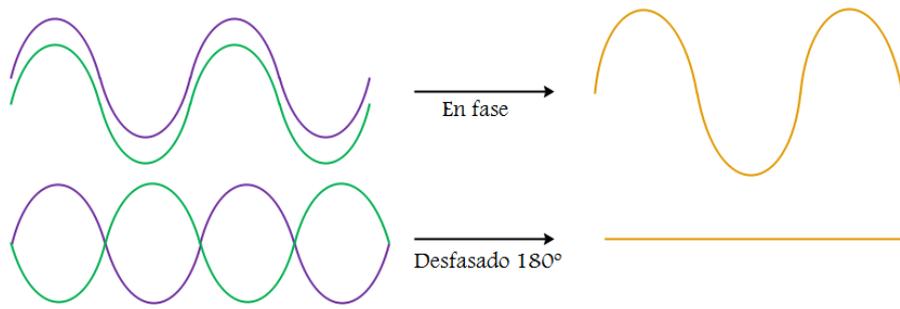


Figura 19: Interferencia constructiva y destructiva.

En la Figura 20 se retoma el esquema del interferómetro de Mach-Zehnder, Figura 8, y se estudia cómo se producen los cambios de fase. En  $S1$  las ondas están en fase, por lo que la interferencia será constructiva y habrá un máximo, mientras que en  $S2$  las ondas están desfasadas y por ello se encontrará un mínimo en la pantalla. El efecto de la suma de ondas se muestra en la Figura 19.

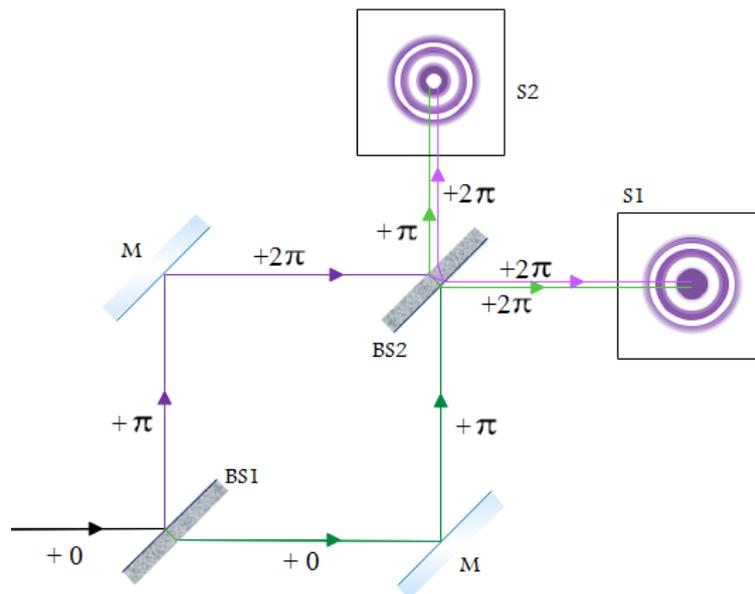


Figura 20: Cambios de fase en el interferómetro Mach-Zehnder.

Este último esquema del interferómetro es el más realista de los que se han expuesto a lo largo del trabajo, tanto por la representación de cómo se producen las reflexiones internas en  $BS2$  como por el mínimo de luz, círculo blanco, en el centro de patrón de  $S2$ . No obstante, tanto detalle no es necesario para la mayor parte de los análisis realizados, esta es la razón por la que se ha optado por una representación más simple.

Otra forma de visualizar las diferencias en los patrones es a partir de la irradiancia, tomando como referencia la Ecuación (B.8) y teniendo en cuenta que el campo resultante se puede expresar:  $\vec{E}^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ , se obtiene la Ecuación (B.23), [1]:

$$I \propto \langle \vec{E}_1^2 \rangle_T + \langle \vec{E}_2^2 \rangle_T + 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (\text{B.23})$$

El término  $I_{12}$  da cuenta de la interferencia y se demuestra, ([1], capítulo 9, p.386), que puede ser expresado en términos de las irradiancias individuales como se muestra en la Ecuación (B.24).

$$I \propto I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi) \quad (\text{B.24})$$

Si se tiene en cuenta que  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  es el desfase entre las ondas, resulta trivial ver que el máximo de irradiancia se alcanza para  $\varphi_1 = \varphi_2$ , caso de las ondas que llegan a  $S1$ , y el mínimo se da cuando  $\Delta\varphi = \pi$ , situación en la que se encuentran las ondas que alcanzan  $S2$ .

## Referencias

- [1] E. Hecht, *Óptica*. ADDISON-WESLEY, 3rd ed., 2007.
- [2] A. C. Elitzur and L. Vaidman, “Quantum mechanical interaction-free measurements,” *Foundations of Physics*, vol. 23, pp. 987–997, January 1993.
- [3] S. P. Walborn, M. O. T. Cunha, S. Padua, and C. H. Monken, “Double-slit quantum eraser,” *Physical Review A*, vol. 65(3), February 2002.
- [4] E. Wolf, “The influence of young’s interference experiment on the development of statistical optics,” *Progress in Optics*, vol. 50, pp. 251–273, December 2007.
- [5] S. P. Walborn, M. O. T. Cunha, S. Pádua, and C. H. Monken, “Borrador cuántico,” *Investigación y ciencia*, pp. 59–67, Febrero 2004.
- [6] M. O. Scully and K. Drühl, “Quantum eraser: A proposed photon correlation experiment concerning observation and “delayed choice” in quantum mechanics,” *Physical Review A*, vol. 25, pp. 2208–2213, April 1982.
- [7] M. O. Scully, B. G. Englert, and H. Walther, “Quantum optical test of complementarity,” *Nature*, vol. 351, pp. 111–116, May 1991.
- [8] L. Marton, J. A. Simpson, and J. A. Suddeth, “An electron interferometer,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 25(11), pp. 1099–1104, November 1954.
- [9] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Quantum Mechanics*, vol. 1. Wiley-Interscience, June 1977.
- [10] M. A. C. Bayo, “Práctica del borrador cuántico,” Febrero 2009.
- [11] X.-S. Ma, J. Kofler, A. Qarry, N. Tetik, T. Scheidl, R. Ursin, S. Ramelow, T. Herbst, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, T. Jennewein, and A. Zeilinger, “Quantum erasure with causally disconnected choice,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 110(4), pp. 1221–1226, January 2013.
- [12] U. Mohrhoff, “Restoration of interference and the fallacy of delayed choice: Concerning an experiment proposed by englert, scully, and walther,” *American Journal of Physics*, vol. 64(12), p. 1468–1475, December 1996.
- [13] M. O. Scully, B. G. Englert, and H. Walther, “Quantum erasure in double-slit interferometers with which-way detectors,” *American Journal of Physics*, vol. 67(4), p. 325–329, April 1999.
- [14] U. Mohrhoff, “Objectivity, retrocausation, and the experiment of englert, scully, and walther,” *American Journal of Physics*, vol. 64(4), pp. 330–335, April 1996.