

Tesis Doctoral

# Fotones en estados entrelazados : mediciones con resolución temporal

Agüero, Mónica Beatriz

2013-11-28

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Agüero, Mónica Beatriz. (2013-11-28). Fotones en estados entrelazados : mediciones con resolución temporal. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Agüero, Mónica Beatriz. "Fotones en estados entrelazados : mediciones con resolución temporal". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2013-11-28.



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

# Fotones en estados entrelazados: mediciones con resolución temporal

Trabajo de Tesis para optar por el título de  
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas  
por Mónica Beatriz Agüero

Director de Tesis: Dr. Alejandro A. Hnilo  
Director Asistente: Dr. Marcelo G. Kovalsky  
Consejero de estudios: Dra. Silvia N. Goyanes

Lugar de Trabajo: Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones - CITEDEF

Agosto de 2013

---

## Fotones en estados entrelazados: mediciones con resolución temporal

En esta Tesis se realizaron experimentos originales dirigidos a responder preguntas pendientes en el área de la fundamentación de la mecánica cuántica. En particular, se presenta el primer estudio experimental de teorías realistas locales no ergódicas que aprovechan el *coincidence-loophole* y/o efectos de memoria. En los tests realizados se estudiaron los distintos mecanismos que permiten generar una coincidencia, en los que se sustentan estas teorías para reproducir, a través de mecanismos clásicos, las predicciones de la mecánica cuántica.

Para la realización de estos tests se emplearon pares de fotones entrelazados en polarización generados por fluorescencia paramétrica y se registraron los tiempos de detección de cada fotón (time-stamping). Es importante destacar que en todos los tests las coincidencias se determinaron una vez finalizado el experimento, variando a voluntad la ventana de coincidencias.

En la primera parte de esta Tesis se armó una fuente continua de pares de fotones entrelazados en polarización y se refutó un modelo de realismo local simple que se sustenta en el *coincidence-loophole*.

En la segunda parte se empleó una fuente pulsada de fotones correlacionados producidos en forma de pulsos de nanosegundos. Este es el primer experimento realizado con estas características en el ámbito internacional. Para la realización de este experimento se construyó un láser de estado totalmente sólido de Nd:YVO<sub>4</sub> triplicado en frecuencia con un diseño original que emite pulsos con una duración de nanosegundos con una repetición de hasta 100 kHz. Empleando este láser se realizó, además, el primer estudio experimental de las coincidencias accidentales en el régimen pulsado usando la técnica de time-stamping. Para efectuar los diferentes tests también fue necesario registrar los tiempos de detección de todos los pulsos de bombeo, los que permiten establecer el intervalo de tiempo en el que se espera encontrar un par de fotones.

Los resultados obtenidos en esta segunda etapa tampoco mostraron ninguna evidencia del *coincidence-loophole* o de efectos relacionados, refutando o, al menos, imponiendo nuevas y muy severas restricciones, a esta clase de teorías.

**Palabras claves:** óptica cuántica, fotones entrelazados en polarización, fluorescencia paramétrica, *coincidence-loophole*, desigualdad  $S_{CHSH}$ .

## Entangled photon states: time-resolved measurements

In this Thesis we present original experiments aimed to answer remaining open questions in the area of the foundations of quantum mechanics. In particular, we present the first experimental study of non-ergodic local theories which takes advantages of the coincidence-loophole and/or memory effects. In the tests we study the different (local realistic) ways the quantum mechanics predictions can be reproduced if the expected time of detection of each particle is fully unknown.

For the realization of these tests, we use polarization-entangled pairs of photons generated by parametric fluorescence, and we record the time of the detection of each single photon (time-stamping). It is important to stress that in all the tests the number of coincidences are determined a long time after the experiment has ended, and that the size of the coincidence window can be varied at will.

In the first part of this Thesis, we built a continuous source of polarization-entangled pairs of photons and refute a simple local realist model that exploits the coincidence loophole.

In the second part, we built a pulsed source of correlated photons, by pumping the nonlinear crystals with a ns-pulse laser. This is the first measurement of the violation of the Bell's inequalities performed with these characteristics (i.e., pulse separation much longer than the pulse duration) at the international level. For the realization of this experiment we built an all-solid-state Nd:YVO<sub>4</sub> laser (third harmonic) of original design, providing 100-ns pulses with a repetition up to 100 kHz. With this laser we make, besides, the first experimental study of the accidental coincidences in the pulsed regime using the time-stamping technique. In the final tests, the times of detection of each single detected photon, as well as the times of arrival of each pumping pulse, are recorded. This allows defining the interval of time a “signal” photon (as opposed to “noise” photon) is expected to be detected.

No evidence of the existence of the coincidence-loophole or related effects is found. This result refutes or, at least, imposes new and tighter restrictions to this class of theories.

**Key words:** quantum optics, polarization-entangled photons, parametric fluorescence, coincidence-loophole,  $S_{CHSH}$  inequality.

# Agradecimientos

---

Mediante estas líneas quiero agradecer a todos los que han colaborado para que este trabajo llegue a un feliz término.

Quiero agradecer especialmente al Dr. Alejandro Hnilo, mi director de Tesis, por haber asumido la responsabilidad de dirigirme durante todos estos años. Le agradezco por la confianza y especialmente por la libertad que me dio para poner en práctica mis ideas y llevar adelante este trabajo. Por alentarme siempre y darme los ánimos necesarios para seguir adelante cuando las cosas simplemente no salían. No me alcanzan las palabras para expresar la calidad humana y profesional que tuvo siempre conmigo y lo que he aprendido a su lado durante todos estos años.

Al Dr. Marcelo Kovalsky, mi co-director, gracias por la confianza y el estímulo permanente para desarrollar mi trabajo y crecer profesionalmente. Gracias por transmitirme su experiencia y por los buenos consejos que necesité en muchas oportunidades.

Ale y Marcelo, gracias por su dedicación, paciencia y empuje constante, fundamentales para la concreción de este trabajo. Por todo lo aprendido y por querer lo mejor para mí. ¡Muchas, muchas gracias!

Gracias al Dr. Eduardo Quel, al Dr. Francisco Manzano y a las autoridades de CITEDEF por permitirme formar parte de este laboratorio.

Gracias a Luis Fidalgo por su colaboración permanente en la realización de muchos trabajos que requerían la paciencia, el conocimiento y las manos de un habilidoso técnico óptico. Principalmente, agradezco su valioso aporte en el pulido de fibras ópticas, filtros y cristales.

Para llevar a cabo este trabajo también fue necesario emplear muchas piezas mecánicas hechas a medida. Muchas gracias a José Luque y al Ing. Mauricio Pagura por su invaluable colaboración en el diseño y la realización de estas piezas, y al personal del taller central de CITEDEF.

A Alejandro Tourón, gracias por su gran ayuda y asesoramiento en temas de electrónica. Agradezco su excelente asistencia técnica y predisposición para aclarar mis dudas cada vez que lo necesité.

A Oscar Radulovich (Cacho) agradezco su permanente asesoramiento en temas de hardware y software. ¡Gracias por sacarme siempre de apuros!

A las chicas de secretaria: Silvina Brusca, Mirta Rinaldi, Jesica Mlacak y Belén Benzo, que durante todos estos años me han ayudado a solucionar toda clase de inconvenientes.

A mis queridos compañeros Piero Diodati y David Krygier, gracias por sus valiosas sugerencias e invaluable apoyo. En particular, quiero agradecer a Piero por haberme facilitado un equipo de aire acondicionado que me permitió reducir las fluctuaciones térmicas (que afectan la estabilidad de la potencia de salida) en el láser pulsado que se usó en los experimentos de conteo de fotones.

Gracias a Myriam N., Pablo R., Gabriel R., Carlos B., por su buena onda y ayuda siempre que me hizo falta.

Gracias a todos mis compañeros que me brindaron su amistad, que han creado un clima de trabajo agradable y por las rondas de mate que generaron un espacio para el intercambio de opiniones y distensión, luego de muchas horas de estar alineado el láser y los detectores para contar fotones.

---

Al Dr. Miguel Larotonda y al Dr. Christian Schmiegelow les agradezco su colaboración entusiasta, sus consejos y sugerencias. Gracias por extender una mano siempre que la necesité.

Al Dr. Juan Pablo Paz por sus aportes al proyecto.

A Pablo Saldanha, de la Universidad Federal de Minas Gerais, quiero agradecerle por colaborar y compartir su experiencia en experimentos con fotones entrelazados.

También quiero agradecer a Laura A., Verónica S., Alejandro P., Guillermo S., Jorge C., Francisco M., Violeta D., Juan Carlos D. y Osvaldo V. porque siempre me brindaron su ayuda y compartieron su vasta experiencia. Gracias por sus consejos y por su buena predisposición.

Fueron muchas las personas que, de diferentes maneras, han contribuido con esta Tesis. Aunque no los haya mencionado en forma explícita en estas líneas, quiero agradecer a todos mis compañeros del CEILAP por haberme brindado todo el apoyo, colaboración, ánimo, y sobre todo, su cariño y amistad.

Quiero dar las gracias a la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires por brindarme una sólida formación académica. Al CONICET, por haberme otorgado la beca que permitió la realización de gran parte de esta Tesis, y a CITEDEF por permitirme finalizarla formando parte de la planta permanente de profesionales como investigadora en el régimen RPIDFA.

Quiero agradecer a mis padres por el apoyo incondicional durante toda mi carrera, por fomentar el estudio en mi vida desde pequeña y haberme inculcado valores que voy a llevar durante toda mi vida.

A mi hermana y a mi cuñado Gonza, a quien quiero como a un hermano, gracias por acompañarme en todo momento, por el constante estímulo y por darme un precioso sobrino: Santi, quien no para de llenar mis días de alegría.

Y a vos Mariano, el gran amor de mi vida: gracias por elegirme, escucharme, aconsejarme, quererme y estar a mi lado siempre. Gracias por hacerme tan feliz.

Este trabajo contó con el apoyo de los siguientes subsidios: PIP08-2917 (CONICET), PICT04-20596 (ANPCYT) y PICT03-14240 (ANPCYT).

De corazón, muchas gracias a todos.

*A mis papas, Blanca y Roberto, que siempre me incentivaron  
a perseguir mis sueños y nunca dejaron de apoyarme.*

<b>Resumen</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>II</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
<b>Lista de publicaciones</b>	<b>IX</b>
<b>Lista de abreviaturas y símbolos</b>	<b>X</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1 Paradoja EPRB . . . . .	3
1.2 Desigualdad CHSH . . . . .	4
1.2.1 Entrelazamiento y estados de Bell . . . . .	6
1.2.2 Implementación experimental . . . . .	6
1.2.3 Violación mecano-cuántica . . . . .	7
1.3 Loopholes . . . . .	9
<b>2 Fluorescencia paramétrica y entrelazamiento</b>	<b>13</b>
2.1 Procesos ópticos no lineales . . . . .	13
2.2 Fluorescencia paramétrica . . . . .	14
2.3 Esquemas para generar fotones entrelazados en polarización . . . . .	16
2.3.1 Fluorescencia paramétrica tipo I . . . . .	16
2.3.2 Fluorescencia paramétrica tipo II . . . . .	18
2.4 Efectos de walk-off . . . . .	18
<b>3 Fluorescencia paramétrica tipo I con bombeo continuo</b>	<b>20</b>
3.1 Motivación . . . . .	20
3.2 Ángulo de emisión de los fotones signal e idler . . . . .	20
3.3 Sistema de conteo de fotones individuales . . . . .	22
3.3.1 Detectores . . . . .	22
3.3.2 Electrónica y Software . . . . .	23
3.3.3 Sistema de detección . . . . .	24
3.4 Coincidencias accidentales - Medición de la ventana de coincidencias . . . . .	25
3.5 Presentación del arreglo experimental . . . . .	27
3.6 Alineación y caracterización de la fuente . . . . .	29
3.7 Verificación de entrelazamiento . . . . .	32
<b>4 Estudio experimental de teorías no ergódicas: parte I</b>	<b>35</b>
4.1 Modelo de Scalera para la detección de un fotón . . . . .	35
4.2 Time-stamping como herramienta para el estudio experimental de teorías no ergódicas . . . . .	37
4.3 Mediciones . . . . .	39
4.4 Análisis y resultados . . . . .	40

4.4.1	Análisis de las series temporales y verificación de entrelazamiento . . . . .	40
4.4.2	Estudio experimental del modelo de Scalera . . . . .	41
4.4.3	Búsqueda de dinámica de baja dimensión . . . . .	45
4.5	Otras posibles NETs . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Láser de Nd:YVO<sub>4</sub> triplicado en frecuencia</b>	<b>49</b>
5.1	Motivación . . . . .	49
5.2	Medio activo y láser de bombeo . . . . .	49
5.2.1	Medición de la lente térmica . . . . .	51
5.3	Diseño del láser pulsado . . . . .	55
5.3.1	Generación del tercer armónico . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Medición de las coincidencias accidentales en el régimen pulsado</b>	<b>63</b>
6.1	Modelo propuesto . . . . .	63
6.1.1	Caso 1 . . . . .	64
6.1.2	Caso 2 . . . . .	66
6.2	Medición de las coincidencias accidentales con el método de time-stamping . . . . .	67
6.3	Eventos localizados dentro del pulso de bombeo . . . . .	68
6.4	Estimación $N_{acc}$ caso 1 . . . . .	70
6.5	Estimación $N_{acc}$ caso 2 . . . . .	72
<b>7</b>	<b>Fuente pulsada de fotones entrelazados en polarización</b>	<b>74</b>
7.1	Motivación . . . . .	74
7.2	Fluorescencia paramétrica tipo II con bombeo pulsado . . . . .	75
7.2.1	Distribución angular de la emisión . . . . .	75
7.2.2	Descripción del dispositivo experimental . . . . .	76
7.2.3	Verificación de entrelazamiento . . . . .	83
7.3	Fluorescencia paramétrica tipo I con bombeo pulsado . . . . .	85
7.3.1	Descripción del dispositivo experimental . . . . .	85
7.3.2	Verificación de entrelazamiento . . . . .	86
<b>8</b>	<b>Estudio experimental de teorías no ergódicas: parte II</b>	<b>88</b>
8.1	Discusión preliminar . . . . .	88
8.2	Mediciones . . . . .	90
8.3	Análisis y resultados . . . . .	91
<b>9</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>98</b>
<b>A</b>	<b>Desigualdad CHSH - Cálculos complementarios</b>	<b>101</b>
<b>B</b>	<b>Interpretación no ergódica de la mecánica cuántica</b>	<b>103</b>
<b>C</b>	<b>Fluorescencia paramétrica y entrelazamiento (complemento)</b>	<b>104</b>
C.1	Estado de dos fotones . . . . .	104
C.2	Ajuste de ángulo para alcanzar las condiciones de phase-matching . . . . .	106

C.3 Walk-off transversal . . . . .	106
C.4 Walk-off longitudinal . . . . .	107
<b>D Electrónica de coincidencias</b>	<b>109</b>
<b>E Corrimiento de fase en una lámina de onda causado por variaciones en el ángulo de incidencia</b>	<b>112</b>
<b>F Códigos en Matlab</b>	<b>113</b>
F.1 Cálculo del delay óptimo entre dos series . . . . .	113
F.2 Cálculo de coincidencias filtradas . . . . .	114
F.3 Distribución de eventos adentro del pulso . . . . .	115
<b>G Componentes del cabezal del láser</b>	<b>117</b>
G.1 Nd:YVO <sub>4</sub> . . . . .	117
G.2 Array de diodos . . . . .	119
<b>H Modelo para el cálculo de la lente térmica</b>	<b>121</b>
H.1 Ecuación de difusión del calor . . . . .	121
H.2 Aproximación para la distancia focal de la lente térmica . . . . .	122
<b>I Láser de Nd:YVO<sub>4</sub> multimodo</b>	<b>124</b>
<b>J Q-switch activo</b>	<b>126</b>
J.1 Descripción general del método de Q-switch . . . . .	126
J.2 Modulador acusto-óptico . . . . .	127
<b>K Conversión de frecuencias ópticas</b>	<b>129</b>
K.1 Generación del segundo armónico . . . . .	129
K.2 Generación del tercer armónico . . . . .	129
K.3 Doblado y triplicado de frecuencias ópticas con KTP y LBO . . . . .	130
<b>L Efecto del ángulo de incidencia en filtros interferenciales</b>	<b>132</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>134</b>

Los siguientes trabajos publicados forman parte de los resultados obtenidos en esta Tesis.

Artículos en revistas:

- **“Time-resolved measurement of Bell inequalities and the coincidence loop-hole”**. Mónica B. Agüero, Alejandro A. Hnilo y Marcelo G. Kovalsky. *Physical Review A*, **86**, 052121 (2012)
- **“Transverse diode pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser of simple design”** . Mónica B. Agüero, Alejandro A. Hnilo y Marcelo G. Kovalsky. *Optical Engineering*, **49**, 034201 (2010)
- **“Time stamping in EPRB experiments: application on the test of non-ergodic theories”**. Mónica B. Agüero, Alejandro A. Hnilo, Marcelo G. Kovalsky y Miguel A. Larotonda. *The European Physical Journal D*, **55**, 705-709 (2009)

Proceedings:

- **“Measuring polarization entanglement with a pulsed source”**. Mónica B. Agüero, Marcelo G. Kovalsky y Alejandro A. Hnilo. *Latin America Optics and Photonics Conference*. OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2012)
- **“Measurement of Bell’s inequality with a pulsed source of biphotons”**. Mónica B. Agüero, Marcelo G. Kovalsky y Alejandro A. Hnilo. *Quantum Optics VI* (2012)

# Lista de abreviaturas y símbolos

A continuación se presenta una lista parcial de símbolos y abreviaturas usados en esta Tesis.

Símbolo	Descripción
CHSH	Clauser, Horne, Shimony y Holt
CLHT	teorías LR que aprovechan el coincidence-loophole
EPR	Einstein, Podolsky y Rosen
EPRB	Einstein, Podolsky, Rosen y Bohm
LR	realismo local
NETs	teorías no ergódicas
rampa	período de 53.68 s
serie $j$	lista de tiempos de todos los eventos registrados en la estación $j$ ( $j = A, B$ )
serie $jp$	lista de tiempos de los eventos detectados en la estación $j$ ( $j = A, B$ ) localizados dentro de $T_{nat}$ (ver página XI)
serie $j_f$	lista parcial de tiempos de eventos detectados en la estación $j$ ( $j = A, B$ ). Esta serie contiene a la serie $jp$ pero además puede incluir eventos afuera de $T_{nat}$
SPCM	módulo para conteo de fotones individuales
TVOL	teoría de variables ocultas local
$a, b$	parámetros de los aparatos de medición de las estaciones A y B, respectivamente
$a_{\perp}, b_{\perp}$	orientaciones ortogonales a $a$ y $b$ , respectivamente
$d_E$	dimensión de embedding
$f$	distancia focal
$f_{nn}$	falsos vecinos
$f_{rep}$	frecuencia de repetición del láser
$l_c$	longitud de coherencia
$n_o$	índice de refracción ordinario
$n_e$	índice de refracción extraordinario
$t_j$	tiempo asociado a una detección en la estación $j$ ( $j = A, B$ )
$t_p$	tiempo asociado a la serie de los pulsos de bombeo
$A(a)$	resultado de una medición en la estación A con el aparato de medición orientado en $a$
AR	antirreflejo
$B(b)$	resultado de una medición en la estación B con el aparato de medición orientado en $b$
BBO	borato de bario beta (cristal no lineal)

<b>Símbolo</b>	<b>Descripción</b>
D	diámetro del haz de bombeo
$E(a, b)$	función de correlación entre dos medidas
H	polarización horizontal
KTP	fosfato de titanio y potasio (cristal no lineal)
L	espesor del cristal
$L_h$	paso de la hélice del modelo de Scalera
LBO	triborato de litio (cristal no lineal)
$N(a, b)$	número coincidencias con los aparatos de medición orientados en $a$ y $b$
$N_{acc}$	coincidencias accidentales
$N_{acc}^p$	coincidencias accidentales en el régimen pulsado producidas por fotones localizados dentro de $T_{nat}$
$N_{acc}^c$	coincidencias accidentales con bombeo continuo
$N_j$	número de eventos registrados por el SPCM en la estación $j$ ( $j = A, B$ )
$N_{jp}$	número de fotones localizados dentro de $T_{nat}$ detectados en la estación $j$ ( $j = A, B$ )
Nd:YVO <sub>4</sub>	vanadato de itrio dopado con neodimio (medio activo láser)
$P_{ab}$	probabilidad de detección en las orientaciones $a$ y $b$
$P_b$	potencia de bombeo (suministrada por el array de diodos al medio activo)
$P_\theta$	probabilidad de coincidencias cuando los ejes de los polarizadores forman un ángulo $\theta$
$S$	parámetro de Bell
$S_{CHSH}$	parámetro de Clauser, Horne, Shimony y Holt
$S_f$	$S_{CHSH}$ obtenido con las series $A_f$ y $B_f$
$S_u$	$S_{CHSH}$ obtenido con las series A y B
$T_w$	ventana temporal que define una coincidencia
$T_w^{jp}$	ventana de coincidencias entre la serie $j$ ( $j = A, B$ ) y la serie de los pulsos de bombeo
$T_w^{AB}$	ventana de coincidencias entre la series A y B
$T_{nat}$	tiempo natural (intervalo de tiempo igual a la duración completa del pulso de bombeo sincronizada con la señal de alerta que anuncia la emisión de un pulso)
V	polarización vertical
$\alpha, \beta$	orientaciones de los polarizadores en las estaciones A y B, respectivamente
$\eta$	eficiencia de colección y detección
$\theta$	ángulo entre los ejes de los polarizadores ( $\alpha - \beta$ )
$\theta_c$	ángulo crítico del modelo de Scalera
$\theta_{cc}$	ángulo de corte del cristal
$\theta_p$	ángulo entre el haz de bombeo y el eje óptico del cristal

<b>Símbolo</b>	<b>Descripción</b>
$\theta_i$	ángulo entre el fotón idler y la dirección del haz de bombeo
$\theta_s$	ángulo entre el fotón signal y la dirección del haz de bombeo
$\gamma$	calidad geométrica de la alineación
$\lambda$	longitud de onda (excepto en la introducción donde representa la variable oculta)
$\lambda_i, \lambda_s$	longitud de onda de los fotones idler y signal, respectivamente
$\rho_o$	ángulo de walk-off
$\rho(\lambda)$	distribución de probabilidad de la variable oculta
$\phi$	diferencia de fase total entre los dos términos del estado de dos fotones (generados por fluorescencia paramétrica)
$\varphi_f$	transmisión del filtro
$\varphi_p$	ángulo entre la polarización lineal del haz de bombeo y la dirección vertical
$\tau_c$	tiempo de coherencia
$\tau_p$	ancho temporal del pulso de Q-switch (FWHM)
$\omega_i, \omega_s, \omega_p$	frecuencia de los fotones idler, signal y del bombeo, respectivamente
$\Gamma$	espacio total de variables ocultas
$ \Phi^\pm\rangle,  \Psi^\pm\rangle$	estados de Bell

---

# 1

## Introducción

La mecánica cuántica ha explicado con gran éxito muchos de los fenómenos que se observan en la naturaleza. A pesar de ello, el formalismo de esta teoría presenta una visión de los fenómenos físicos contraria a la intuición que hemos adquirido en el mundo macroscópico. En el formalismo de la mecánica clásica, las relaciones entre parámetros físicos medibles (por ejemplo, posición y momento) se interpretan como propiedades medibles de los cuerpos que, en teoría, pueden determinarse con gran precisión y sus leyes especifican relaciones deterministas y causales. En esta teoría el indeterminismo sólo se debe a que se está haciendo un estudio incompleto del sistema, eliminando de la descripción una multitud de elementos que afectan los resultados. Por el contrario, la teoría cuántica no admite este tipo de interpretación. En los sistemas cuánticos la aleatoriedad presente en los resultados es irreducible en principio, y no producto de una descripción incompleta, a pesar de que sólo permite hacer predicciones estadísticas (el indeterminismo o estocasticidad presente en el comportamiento cuántico representa sólo una interpretación del aparato matemático).

Hoy en día la interpretación dominante de la mecánica cuántica es la de Copenhague (que asume el principio de incertidumbre y el principio de complementariedad de las descripciones ondulatoria y corpuscular) en el cual las probabilidades se introducen con referencia a las medidas [GHW09]. Los resultados de las mediciones dependen de la interacción entre el aparato de medición y el sistema, y no representan propiedades intrínsecas de la partícula. Por lo tanto, la realidad existe en una superposición de varias posibilidades y cuando el sistema es observado todas las posibilidades colapsan en una sola (colapso de la función de onda). De esta manera, las leyes estadísticas describen una realidad no causal donde la indeterminación es un hecho fundamental y las relaciones de incertidumbre son un límite al conocimiento sobre la naturaleza.

Los aspectos no locales que presenta la mecánica cuántica han sido tema de debate desde sus comienzos. En 1935 Einstein, Podolsky y Rosen (EPR) analizaron las predicciones de un sistema de dos partículas espacialmente separadas y correlacionadas pero formando un único sistema entrelazado. Los autores presentaron un argumento (conocido como paradoja ERP) [EPR35] a partir del cual infirieron que la descripción de la realidad física dada por la función de onda es incompleta. Esta conclusión se basa en dos suposiciones fundamentales: *realismo* y *localidad*. El concepto de localidad establece que la elección de la medida que se realiza sobre una de las partículas no puede influir en las propiedades de la otra. Por otro lado, mediante el realismo se afirma la existencia de una realidad que tiene propiedades

definidas independiente de las capacidades humanas de representación [CS78] (una definición alternativa es “counterfactual definiteness” [dE84]). Esto significa que las magnitudes físicas de un sistema tienen valores definidos independientemente de la posibilidad de que puedan ser medidos y, por lo tanto, una medida simplemente revelaría los valores de dichas magnitudes.

Esta idea dio origen a las teorías de variables ocultas con el fin de restablecer el determinismo eliminado por la interpretación de la escuela de Copenhague. Estas teorías son formulaciones alternativas que suponen la existencia de parámetros adicionales (variables ocultas) los cuales son experimentalmente inaccesibles, pero que determinan los resultados de las mediciones en sistemas cuánticos [CS78]. Las variaciones de estos parámetros desconocidos serían los responsables de las características estadísticas que presenta la mecánica cuántica.

Hasta 1964 la paradoja EPR originó una discusión meramente filosófica. Sin embargo, la situación cambió drásticamente ese año cuando J. Bell mostró matemáticamente que no existe ninguna teoría de variables ocultas local (TVOL, también llamadas teorías realistas locales) y determinista que reproduzca todas las predicciones estadísticas dadas por la mecánica cuántica [Bel64]. Este primer resultado luego fue generalizado a teorías no deterministas (estocásticas). Considerando un sistema cuántico de dos partículas entrelazadas Bell formuló una desigualdad, para los resultados de las mediciones correlacionadas, que debería cumplirse si existen variables ocultas locales pero que es violada por las predicciones de la mecánica cuántica. La desigualdad se basa en tres suposiciones: realismo, localidad y libertad de elección (*freedom of choice*). La última suposición tiene en cuenta que la orientación de los analizadores puede elegirse libremente o al azar [SUK<sup>+</sup>10, HHHH09]. Actualmente existen muchas variantes de la desigualdad de Bell. En particular, Clauser, Horne, Shimony y Holt [CHSH69] presentaron en 1969 una versión aplicable a experimentos realizables en el laboratorio, lo cual hace posible distinguir experimentalmente la mecánica cuántica de las TVOL.

La comprobación experimental de la violación, o no, de las desigualdades de Bell, constituye el elemento central para decidir si es el realismo local (LR) o la mecánica cuántica el marco conceptual más adecuado para una descripción consistente de la Naturaleza. Desde 1972 se han realizados numerosos experimentos [CS78, FC72, FT76] para testear efectos no locales midiendo la polarización de pares de fotones en un estado entrelazado a lo largo de diferentes direcciones y calculando las correlaciones entre ellos. Sin embargo, la primera serie de experimentos completa que violó las desigualdades de Bell fue realizada por Aspect et al. en 1981 y 1982 [AGR81, AGR82, ADR82]. De aquí en adelante los resultados obtenidos en la gran mayoría de los experimentos realizados violan alguna de las formas de las desigualdades de Bell, mostrando que el concepto de realismo local es inconsistente con la mecánica cuántica y que, en definitiva, la Naturaleza no podría describirse por un modelo realista local [SA88, OM88, KMW<sup>+</sup>95, WJS<sup>+</sup>98, KWW<sup>+</sup>99]. Sin embargo, todas las experiencias realizadas hasta la fecha requieren de hipótesis adicionales para interpretar los datos, dejando un margen para la duda. Estos problemas experimentales conocidos como “lagunas” (*loopholes*) se originan por las inevitables imperfecciones de un dispositivo real, que dejan espacio para que modelos que se ajustan al realismo local puedan reproducir esos resultados. Estos modelos suponen un cierto grado de “conspiración” por parte del sistema, y especular sobre ellos no tendría sentido en la mayoría de los casos. En este caso, en cambio, están hasta cierto punto justificados, pues el realismo local se da por obviamente válido no sólo en la vida cotidiana

sino también en toda la práctica científica, excepto la mecánica cuántica. Así, las hipótesis que reconcilian el realismo local con las observaciones, por más que a veces suenen muy extrañas, no pueden descartarse con la misma facilidad que en un experimento cuyas consecuencias son menos cruciales.

## 1.1. Paradoja EPRB

En 1935 Einstein Podolsky y Rosen presentaron un experimento ideado para mostrar que la descripción cuántica de un sistema físico es incompleta [EPR35, CS78]. En esta sección se describe la versión alternativa formulada por Bohm (EPRB) en 1951, que considera un sistema de dos partículas de spin  $1/2$  en un estado singlete de la forma [CS78, GHW09]

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{+\hat{n}}(\mathbf{r}_1)\psi_{-\hat{n}}(\mathbf{r}_2) - \psi_{-\hat{n}}(\mathbf{r}_1)\psi_{+\hat{n}}(\mathbf{r}_2)), \quad (1.1)$$

donde  $\mathbf{r}_1$  y  $\mathbf{r}_2$  se refieren a las posiciones relativas de las partículas 1 y 2, y los subíndices denotan el estado de espín a lo largo del eje  $\hat{n}$ . En esta versión de Bohm, los observables relevantes son las componentes de espín de cada partícula en direcciones seleccionadas una vez que ambas se han separado y ya no interactúan entre sí. De la ecuación 1.1 puede verse que el espín de cada partícula no está unívocamente definido (por ejemplo, si se realiza una medida del espín de la partícula 1 a lo largo del eje  $z$ , la salida no está predeterminada por la descripción de  $|\Psi\rangle$ ).

Suponiendo que el par de partículas se separan una distancia suficiente y no existe interacción entre ellas, si un observador elige medir el espín de la partícula 1 en la dirección  $z$ , su estado queda bien definido dando como resultado  $\psi_{+z}$  o  $\psi_{-z}$ . Sin importar que tan lejos se encuentre la partícula 2, también se conoce su estado (siendo éste  $\psi_{-z}$  o  $\psi_{+z}$ , respectivamente). Por lo tanto, es posible armar un experimento que permita predecir el valor de la componente  $z$  del espín de la partícula 2 sin interactuar con ella (suponiendo que no existe acción a distancia).

Del mismo modo, el observador puede armar otro arreglo experimental que permita predecir cualquier otra componente del espín de la partícula 2. Este planteo indica que varias componentes del espín de cada una de estas partículas pueden medirse en forma independiente, a elección del observador. Por lo tanto, los autores concluyen que el resultado de cualquier medida debe estar realmente predeterminado [Bel89]. Como la función de onda no determina el resultado de las medidas individuales, esta predeterminación implica la posibilidad de una especificación más completa del estado, en términos de elementos de realidad adicionales (o variables ocultas) que determinan el estado final de la partícula. Cabe aclarar que, desde el punto de vista del realismo, poder predecir el valor de una cantidad significa que “es posible elegir” un arreglo experimental para determinarla (por oposición a “haberlo elegido”). Por lo tanto, un sistema físico tiene un conjunto definido de propiedades independientemente de si ellas están siendo o no observadas.

El trabajo de Bell (1964) muestra matemáticamente que, sin embargo, una teoría de variables ocultas que sea local y realista no puede reproducir todas las predicciones estadísticas de la mecánica cuántica.

## 1.2. Desigualdad CHSH

La versión original de la desigualdad de Bell [Bel64] considera sólo el caso de correlación perfecta. Sin embargo, en experimentos reales tales correlaciones son prácticamente imposibles de lograr. Actualmente existen varias versiones de la desigualdad de Bell que pueden aplicarse en sistemas que nunca alcanzan una correlación perfecta, pero que obviamente sí logran una mínima correlación necesaria [CHSH69, CS78]. En esta sección se describe la versión obtenida por Clauser, Horne, Shimony y Holt (CHSH) que es la más usada en los experimentos y, en particular, en los que se presentan en esta Tesis.

La desigualdad CHSH considera un sistema tipo EPRB formado por un conjunto de pares de partículas correlacionadas moviéndose en direcciones opuestas. Una de las partículas del par ingresa al aparato de medición ubicado en la estación A y la otra al aparato de la estación B. Los parámetros de los aparatos en las estaciones A y B son  $a$  y  $b$ , respectivamente, y se pueden seleccionar libremente. En cada aparato las partículas siguen uno de dos canales etiquetados como  $+1$  y  $-1$ . Las cantidades  $A(a)$  y  $B(b)$  representan los resultados de las mediciones donde cada una puede valer  $\pm 1$  dependiendo del canal elegido (figura 1.1). La correlación estadística

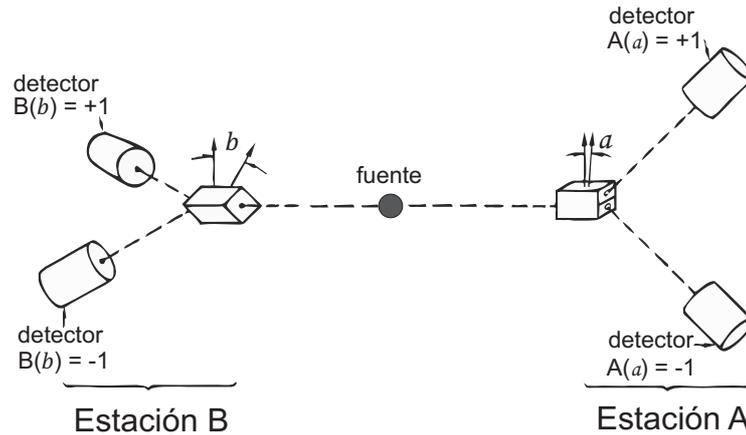


Figura 1.1: Esquema de un experimento EPRB. Una fuente emite pares de partículas que son detectadas en las estaciones A y B. Los parámetros  $a$  y  $b$  de los aparatos de medición pueden seleccionarse libremente.

de  $A(a)$  y  $B(b)$  se origina por información llevada y localizada dentro de cada partícula. Al ser generadas, las partículas estuvieron en contacto y comunicación compartiendo información. Esa información forma parte del contenido de un conjunto de variables ocultas (necesario para especificar el estado en forma completa) denotado colectivamente por  $\{\lambda\}$ , de manera que los resultados son funciones deterministas  $A(a, \lambda)$  y  $B(b, \lambda)$ . Como el estado  $\{\lambda\}$  contiene información común a ambos sistemas, las correlaciones observadas son explicadas en términos de ellas (condición de realismo). Una razonable condición de localidad requiere que  $A(a, \lambda)$  sea independiente del parámetro  $b$  y  $B(b, \lambda)$  sea independiente de  $a$  (los dos sistemas no pueden influenciarse mutuamente porque se encuentran espacialmente separados cuando se realizan las medidas). Como la fuente no depende de los parámetros  $a$  y  $b$ , se asume que la distribución de probabilidad normalizada  $\rho(\lambda)$  que caracteriza al conjunto es independiente de estos parámetros.

La función de correlación entre dos medidas  $A$  y  $B$  se define como [CHSH69]

$$E(a, b) \equiv \int_{\Gamma} A(a, \lambda)B(b, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda, \quad (1.2)$$

donde  $\Gamma$  es el espacio total de variables ocultas  $\{\lambda\}$ . Como los posibles resultados de las mediciones son  $A(a, \lambda) = \pm 1$  y  $B(b, \lambda) = \pm 1$ , se tiene

$$\begin{aligned} |E(a, b) - E(a, b')| &\leq \int_{\Gamma} |A(a, \lambda)B(b, \lambda) - A(a, \lambda)B(b', \lambda)|\rho(\lambda)d\lambda \\ &= \int_{\Gamma} |A(a, \lambda)B(b, \lambda)[1 - B(b, \lambda)B(b', \lambda)]|\rho(\lambda)d\lambda \\ &= \int_{\Gamma} [1 - B(b, \lambda)B(b', \lambda)]\rho(\lambda)d\lambda \\ &= 1 - \int_{\Gamma} B(b, \lambda)B(b', \lambda)\rho(\lambda)d\lambda. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Notar que la segunda línea de la expresión 1.3 sólo vale si  $B(b, \lambda) = \pm 1$ .

Se supone que para algún  $a'$  y  $b$  se tiene  $E(a', b) = 1 - \delta_e$  con  $0 \leq \delta_e \leq 1$ . Experimentalmente será de interés los casos que tengan  $\delta_e$  cercano pero no igual a cero (de esta manera se evita la restricción de correlación perfecta, esto es  $\delta_e = 0$ ).

Si se divide el espacio  $\Gamma$  en dos regiones  $\Gamma_+$  y  $\Gamma_-$  de manera que  $\Gamma_{\pm} = \{\lambda | A(a', \lambda) = \pm B(b, \lambda)\}$  entonces se tiene (ver apéndice A)

$$\int_{\Gamma_-} \rho(\lambda)d\lambda = \frac{1}{2}\delta_e. \quad (1.4)$$

Por lo tanto, la última integral de la ecuación 1.3 se puede escribir como (ver apéndice A)

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} B(b, \lambda)B(b', \lambda)\rho(\lambda)d\lambda &= \int_{\Gamma} A(a', \lambda)B(b', \lambda)\rho(\lambda)d\lambda - 2 \int_{\Gamma_-} A(a', \lambda)B(b', \lambda)\rho(\lambda)d\lambda \\ &\geq E(a', b') - 2 \int_{\Gamma_-} |A(a', \lambda)B(b', \lambda)|\rho(\lambda)d\lambda \\ &= E(a', b') - \delta_e. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Teniendo en cuenta el resultado de la ecuación 1.5 y que  $E(a', b) = 1 - \delta_e$ , la desigualdad 1.3 se puede escribir como

$$|E(a, b) - E(a, b')| \leq 2 - E(a', b) - E(a', b'). \quad (1.6)$$

De esta manera, si un observador orienta su aparato de medida en las direcciones  $a, a'$  y el otro en dos direcciones alternativas  $b, b'$ , las correlaciones asociadas a estas medidas deben satisfacer la desigualdad

$$S_{CHSH} \equiv |E(a, b) - E(a, b')| + E(a', b) + E(a', b') \leq 2. \quad (1.7)$$

En trabajos posteriores Bell, Clauser y Horne [CH74, CS78] demostraron este teorema bajo hipótesis más generales, incluyendo en la descripción del sistema al estado de los aparatos de

medida e imperfecciones en los mecanismos de detección, así como la posibilidad de teorías de variables ocultas no estrictamente deterministas, sino estadísticamente deterministas.

### 1.2.1. Entrelazamiento y estados de Bell

El fenómeno de entrelazamiento (*entanglement*) es una característica que se observa en algunos sistemas cuánticos compuestos en el que su estado no puede representarse como el producto de estados independientes de cada subsistema [HHHH09]. En consecuencia, el resultado de la medida de un observable de un subsistema instantáneamente determina el estado del otro subsistema, aunque no se haya realizado medición alguna sobre él, independientemente de la distancia entre ambos subsistemas. Este fenómeno produce correlaciones no clásicas entre los resultados de las medidas de sistemas remotos, frecuentemente referidas como correlaciones no locales.

Los estados de Bell son un claro ejemplo de estados de dos partículas máximamente entrelazadas. En términos de la polarización del fotón en la base  $\{H, V\}$ , estos estados se pueden expresar como

$$|\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|V\rangle \pm |V\rangle|H\rangle) \quad y \quad |\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle \pm |V\rangle|V\rangle), \quad (1.8)$$

donde  $\{|\Psi^\pm\rangle, |\Phi^\pm\rangle\}$  forman una base ortonormal de cuatro estados entrelazados (base de Bell). Estos estados tienen propiedades notables. Específicamente, si se mide la polarización de un solo fotón se obtiene uno de dos posibles resultados al azar: H con probabilidad 1/2 o V con probabilidad 1/2. En general, una medida local de polarización en cualquier base produce localmente resultados al azar con probabilidad 1/2 y una correlación global que depende del estado de Bell que está siendo medido. Sin embargo, los resultados de las medidas de polarización de ambos fotones están correlacionados por encima del límite esperado para correlaciones clásicas (ecuación 1.7).

En particular, un indicador de entrelazamiento está dado por la violación de las desigualdades de Bell. Así, el parámetro  $S_{CHSH}$  puede usarse para cuantificar si existe entrelazamiento en un sistema de dos fotones.

### 1.2.2. Implementación experimental

Cuando se realizan experimentos con un sistema del tipo EPRB formado por pares de fotones entrelazados en polarización, la desigualdad 1.7 se expresa en término de cantidades experimentales, específicamente, en función del número de eventos detectados de forma simultánea en los dos detectores (tasas de coincidencias). Los sistemas de detección se encuentran en dos estaciones A y B remotas siendo  $a$  y  $b$  las orientaciones de los ejes de los polarizadores (figura 1.2). Los valores  $\pm 1$  de  $A(a)$  y  $B(b)$  se pueden interpretar como las dos posibles salidas del polarizador. Para polarizadores que tienen sólo una salida o cuando se emplea un sólo detector en cada estación el resultado  $+1$  corresponde a la orientación  $a$  ( $b$ ) y el  $-1$  a la orientación ortogonal a  $a$  ( $b$ ) representado por  $a_\perp$  ( $b_\perp$ ).

Para dos orientaciones  $a$  y  $b$  de los polarizadores, el coeficiente de correlación  $E(a, b)$  es

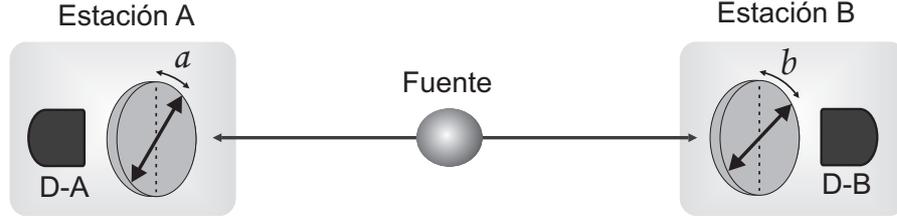


Figura 1.2: Esquema de un experimento EPRB empleando fotones. La fuente emite dos fotones que son analizados en las estaciones A y B haciendo medidas de polarización con polarizadores orientados en  $a$  y  $b$ . D-A y D-B son los detectores (módulos para conteo de fotones).

de la forma

$$E(a, b) = P_{ab}(ab) + P_{a_{\perp}b_{\perp}}(a, b) - P_{ab_{\perp}}(a, b) - P_{a_{\perp}b}(a, b), \quad (1.9)$$

donde  $P_{ab}$  representa la probabilidad de detección en las orientaciones  $a$  y  $b$ .

En términos de las coincidencias medidas el coeficiente de correlación se expresa como

$$E(a, b) = \frac{N(a, b) + N(a_{\perp}, b_{\perp}) - N(a, b_{\perp}) - N(a_{\perp}, b)}{N(a, b) + N(a_{\perp}, b_{\perp}) + N(a, b_{\perp}) + N(a_{\perp}, b)}, \quad (1.10)$$

donde  $N(a, b)$  es número de fotones coincidentes detectados usando las orientaciones  $a$  y  $b$ . Es importante notar que la asociación entre tasas de coincidencias y probabilidades requiere suponer que el conjunto de medidas es un “muestreo no sesgado” (*fair sampling*) del total. Esta suposición establece que el número de pares detectados es representativo de todos los pares emitidos. Las correlaciones  $E(a, b')$ ,  $E(a', b)$  y  $E(a', b')$  de la ecuación 1.6 se definen de manera análoga necesitándose así un total de 16 mediciones para obtener el valor del parámetro  $S_{CHSH}$ .

### 1.2.3. Violación mecano-cuántica

A continuación se presenta una situación en donde las predicciones dadas por la mecánica cuántica y por las TVOL son diferentes. La desigualdad CHSH es violada por algunos sistemas cuánticos donde existe entrelazamiento. En este caso, se presenta a modo de ejemplo un sistema formado por un par de fotones en un estado de polarización de la forma

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|H\rangle_2 + |V\rangle_1|V\rangle_2), \quad (1.11)$$

donde  $|H\rangle$  y  $|V\rangle$  representan dos estados ortogonales de polarización (polarización horizontal y vertical, respectivamente) de los fotones 1 y 2. Si se mide la polarización de los fotones en la base  $\{H, V\}$  existen dos resultados posibles: ambos fotones con polarización H o ambos con polarización V, y esto ocurre la mitad de las veces. Por el contrario, si se mide la polarización con los polarizadores rotados un ángulo  $a$ , se puede definir una base de polarización rotada

$$\begin{aligned} |V_a\rangle &= \cos(a)|V\rangle - \sin(a)|H\rangle, \\ |H_a\rangle &= \sin(a)|V\rangle + \cos(a)|H\rangle. \end{aligned} \quad (1.12)$$

$|V_a\rangle$  y  $|H_a\rangle$  son estados de polarización rotados un ángulo  $a$  como se muestra en la figura 1.3.

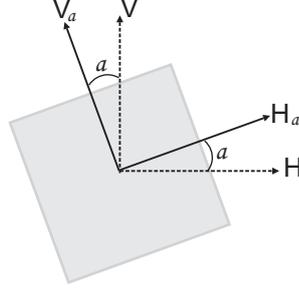


Figura 1.3: Esquema de los ejes de un polarizador rotados un ángulo  $a$  con respecto a la vertical.

En esta base, el estado 1.11 se escribe como:

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_a\rangle_1|H_a\rangle_2 + |V_a\rangle_1|V_a\rangle_2). \quad (1.13)$$

Por lo tanto, si se mide en la base rotada, se obtienen los mismos resultados que antes: la mitad de las veces ambos fotones están en  $|V_a\rangle$  y la otra mitad de las veces ambos están en  $|H_a\rangle$ . Esto es equivalente al problema EPRB pero aquí el observable es la polarización en vez del espín <sup>1</sup>[DM02c].

Cuando dos polarizadores, ubicados en los caminos de los fotones 1 y 2, están orientados en los ángulos  $a$  y  $b$ , la probabilidad de detectar coincidencias  $V_a V_b$  es

$$P_{V_a V_b}(a, b) = |\langle V_a|_1 \langle V_b|_2 |\Phi^+\rangle|^2 = \frac{1}{2} \cos^2(b - a). \quad (1.14)$$

De forma similar, las probabilidades de coincidencias para las otras posibles salidas de los polarizadores ( $H_a H_b$ ,  $V_a H_b$  y  $H_a V_b$ ) son

$$\begin{aligned} P_{H_a H_b}(a, b) &= \frac{1}{2} \cos^2(b - a), \\ P_{H_a V_b}(a, b) &= \frac{1}{2} \sin^2(b - a), \\ P_{V_a H_b}(a, b) &= \frac{1}{2} \sin^2(b - a). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Por lo tanto, el valor esperado de la correlación  $E(a, b)$  es

$$E(a, b) = \cos(2(b - a)). \quad (1.16)$$

Si se eligen las orientaciones  $a = 0^\circ$  y  $a' = 45^\circ$  en la estación A y  $b = 22,5^\circ$  y  $b' = 67,5^\circ$  en la estación B se tiene que  $S_{CHSH} = 2\sqrt{2}$ , violando el límite dado por las TVOL (ecuación 1.7) y mostrando una contradicción con la hipótesis de localidad, o bien la de realismo (o ambas).

<sup>1</sup>Una medida del espín en la dirección  $z$  se puede asociar a medidas de polarización en la base  $\{H, V\}$ . De este modo, una medida del espín en  $x$  corresponde a medidas de polarización en la base rotada  $\{H_a, V_a\}$ . Notar que si conoce la polarización de un fotón en la base  $\{H_{0^\circ}, V_{0^\circ}\} \equiv \{H, V\}$ , entonces se tiene un completo desconocimiento de su polarización en la base  $\{H_{45^\circ}, V_{45^\circ}\}$ , por ejemplo.

### 1.3. Loopholes

Los loopholes se originan por dudas acerca de si los postulados de las TVOL se satisfacen adecuadamente en un dispositivo experimental real (no existen experimentos que cumplan completamente los requerimientos experimentales ideales). Los mecanismos que se basan en aprovechar las imperfecciones prácticas para producir una aparente violación de las desigualdades de Bell sin violar el LR se conocen como *logical loopholes*<sup>2</sup> y pueden agruparse en tres tipos:

- i.* De detección. Está relacionado con las palabras clave: *fair-sampling, biased sample, no-enhancement, efficiency.*
- ii.* De correlación (entre las variables ocultas y la orientación de los polarizadores). Está relacionado con las palabras clave: *contextuality, locality, time, communication, freedom-of-choice, predictability, measurement independence.*
- iii.* De coincidencias (debido a la ambigüedad en su número según el tamaño de la ventana temporal que las define). Está relacionado con las palabras clave: *time* (nótese la confusión con una de los nombres del loophole *ii.*), *coincidence, non-ergodicity, time window, memory, trapping, delay.*

A continuación, se describen sus características esenciales.

#### Loophole de detección (L#1)

En un experimento EPRB típico, la cantidad de fotones detectados es sólo una porción de los emitidos. Esto deja espacio a que una selección adecuada de cuáles son detectados, y cuáles no, permita obtener datos que violan la desigualdad sin violar el LR. El primer ejemplo de los modelos que aprovechan este loophole está propuesto en [CH74]. En principio, para cerrar este loophole se precisa que la eficiencia  $\eta$  de colección y detección sea mayor que  $2/(1 + \sqrt{2}) \approx 0,83$ . Un argumento geométrico [San91] mostró que es imposible alcanzar este límite empleando pares de fotones generados en una cascada atómica [KESC94], que fue la técnica empleada en los experimentos de Aspect [AGR81, AGR82, ADR82] y de Freedman y Clauser [FC72]. El argumento no se aplica para pares de fotones generados por fluorescencia paramétrica (que son los empleados desde entonces). Para esta técnica, los valores típicos van desde  $\eta \approx 0,05$  [WJS<sup>+</sup>98] hasta  $\eta \approx 0,25$  [KOW01b], que es de todos modos insuficiente.

Este loophole fue cerrado por primera vez en un experimento empleando iones  $^9\text{Be}^+$  en lugar de fotones, lo que permitió alcanzar una eficiencia de detección equivalente de 98% [RKM<sup>+</sup>01] y, muy recientemente, en un experimento EPRB que emplea una desigualdad de Bell modificada (desigualdad de Eberhard) que precisa una eficiencia mínima de  $\eta \approx 2/3$ , usando detectores mejorados y un sistema de recolección de fotones optimizado [GMR<sup>+</sup>13]. Se advierte que existe quizás una debilidad lógica en este experimento, ya que la deducción de la desigualdad de Eberhard involucra un lenguaje propio de la mecánica cuántica. Se corre así el riesgo de estar verificando en el experimento, al final, lo que se supuso verdadero en

---

<sup>2</sup>Como se trata de argumentos basados en limitaciones prácticas, deberían llamarse “experimental” o “instrumental” loopholes. Existen otras objeciones a las desigualdades de Bell, que hacen a las hipótesis involucradas en su deducción, que merecen mejor el nombre de “logical loopholes”. Sin embargo, se emplea este nombre aquí pues es el que se usa en toda la literatura en el tema.

la teoría básica al comenzar (un verdadero “logical” loophole). Debe señalarse que en ambos experimentos los otros dos loopholes, que se describen a continuación, quedaron abiertos. Esta situación se repite en todos los casos en que se logró cerrar uno de los loopholes, como se verá enseguida.

### Loophole de correlación (L#2)

El L#1 fue descalificado por J. Bell, en los siguientes términos: “...it is hard for me to believe that quantum mechanics works so nicely for inefficient practical set-ups and yet it is going to fail badly when sufficient refinements are made. Of more importance, in my opinion, is the complete absence of the vital time factor in existing experiments. The analyzers are not rotated during the flight of the particles” [Bel89]. Esta observación significa, esencialmente: que puede existir una influencia de la disposición del aparato de medición (es decir, de la orientación de los polarizadores) sobre las variables ocultas de las partículas emitidas por la fuente, o bien de éstas en aquella. En presencia de esta influencia, que se supone que se propaga a velocidad menor o igual a la de la luz, es posible violar las desigualdades de Bell sin abandonar el LR. Sin embargo, esta influencia violaría el “criterio de separabilidad” [dE84]. En efecto, hay una hipótesis intrínseca en la deducción de cualquiera de las desigualdades de Bell, y es que las variables que describen la orientación de los polarizadores  $(a, b)$ , y la hipotética variable oculta  $\{\lambda\}$ , son estadísticamente independientes, es decir, que para cualquiera de las probabilidades en juego se cumple:

$$P(a, b, \lambda) = P(a)P(b)P(\lambda). \quad (1.17)$$

Propiedad que suele denominarse independencia de la medida (*measurement independence*). De modo equivalente, se supone que una hipotética distribución de las variables ocultas  $\rho(\lambda)$  no es función de la orientación de los polarizadores  $(a, b)$ , propiedad que suele denominarse no contextualidad (*non-contextuality*). Las teorías contextuales fueron definidas por J. Bell del siguiente modo: “The result of an observation may reasonably depend not only on the state of the system (including hidden variables) but also on the complete description of the apparatus (i.e., the context)”. Las teorías contextuales no son alcanzadas por los teoremas de imposibilidad, como los de von Neumann, Gleason, o Kocher y Specker [CS78]. Precisamente, es la percepción de este hecho lo que llevó a J. Bell a desarrollar sus desigualdades.

Para asegurar experimentalmente la independencia estadística entre  $(a, b)$  y las hipotéticas  $\{\lambda\}$  es preciso variar las primeras (no se tiene ningún control sobre las  $\{\lambda\}$ ) en un tiempo menor que el que tarda la luz en recorrer la distancia entre las estaciones de observación A y B. El primero de los experimentos dirigidos a cumplir estas condiciones fue el de Aspect et al. [ADR82], en el que la separación entre las estaciones era de 13 m y la orientación de los polarizadores variaba periódicamente (con moduladores acusto-ópticos especialmente diseñados) a una frecuencia de 50 MHz. Un problema es que la variación de la orientación de los polarizadores debe ser *impredecible por el sistema físico*, pero no por el observador, lo que involucra una hipótesis intrínsecamente inverificable. Además, la probabilidad de acertar (el valor de  $(a, b)$ ) necesaria para que una teoría LR pueda reproducir los valores predichos por la mecánica cuántica es sorprendentemente baja [Hni91, Hal10, BG11]. El problema es complejo

y tiene incluso derivaciones metafísicas, llevando a inquisiciones sobre la existencia del libre albedrío o de un Universo totalmente determinado [CR11, Hoo07].

El experimento con polarizadores no fijos fue repetido en condiciones mucho más estrictas empleando una separación entre estaciones de 355 *m* y valores de  $(a, b)$  variables según generadores de números al azar, que funcionaban en el sitio de cada estación, a una frecuencia de 10 MHz [WJS<sup>+</sup>98]. Bajo la hipótesis (inverificable) de que la fuente de pares no podía adivinar el estado futuro de los polarizadores, se concluyó que este importante experimento cerró la variante “locality loophole” [HPS02]. Sin embargo, se hizo notar que la hipótesis de “fair sampling”, necesaria para que un modelo LR no pudiera reproducir los resultados usando el L#1, era inconsistente con los datos recogidos en este experimento [AK07].

Además, quedaba todavía abierta la posibilidad de que existiera una influencia de  $\{\lambda\}$  sobre los generadores de números al azar que determinaban los valores de  $(a, b)$ . A esta variante se la llamó “freedom-of-choice loophole”, y algunos autores la consideran como un loophole separado del L#2. Para cerrarlo, era preciso que la elección de los valores de  $(a, b)$  se realizara fuera del cono de luz de futuro de la emisión de los pares. Esto se logró hace pocos años en la instalación EPRB de las Islas Baleares (la distancia entre estaciones es de 144 *km*) en un experimento especialmente complejo [SUK<sup>+</sup>10]. Debe notarse que la eficiencia de detección en este experimento estuvo muy lejos del valor necesario para cerrar el L#1, y que tampoco podía cerrar el L#3, que se describe a continuación.

### Loophole de coincidencias (L#3)

Las desigualdades de Bell imponen un límite a la correlación entre observaciones (ya sea de fotones, electrones, iones, etc.) realizadas en estaciones remotas, y esta correlación involucra necesariamente medir el número de coincidencias obtenidas. Dos detecciones suman como una coincidencia sólo si su separación temporal es menor que cierta ventana de coincidencias  $T_w$ . En consecuencia, el número de coincidencias (y por lo tanto la correlación) depende inevitablemente del valor de  $T_w$ . Aprovechando esta ambigüedad básica, es posible construir modelos LR que reproducen los valores de correlación predichos por la mecánica cuántica, violando las desigualdades de Bell, si se supone que la fuente de pares conoce de algún modo el valor de  $T_w$ . En la mayoría de los experimentos realizados el valor de  $T_w$  es fijo, dado por el diseño de la electrónica de conteo de coincidencias.

Este loophole es intrínsecamente diferente a los dos anteriores, y permite reproducir los valores predichos por la mecánica cuántica, aun si  $\eta = 100\%$  y los valores de  $(a, b)$  son variables y estrictamente impredecibles por el sistema. Ni un solo fotón (o partícula, en general) se pierde: lo único que ocurre es que el momento de su detección es desplazado, adelante o atrás en el tiempo, de acuerdo a una regla, más o menos simple, que depende de la orientación del polarizador de manera estrictamente local. J. Bell era consciente de este problema, y en su propuesta original suponía que la fuente emitía una señal “event-ready” cada vez que un par entrelazado era efectivamente emitido. De este modo, sería posible no sólo contar correctamente el número de pares involucrados en la medición (determinando así con exactitud el valor de  $\eta$ , relacionado con el L#1) sino también el momento en que cada partícula debía ser detectada, revelando el mecanismo de L#3, si éste existiese.

Generar una señal “event-ready” plantea un problema difícil, ya que la emisión y la detección de pares de fotones es un proceso aleatorio. Las fuentes de luz convencionales emiten estados coherentes del campo, con número de fotones no definido. El primer proceso viable para generar estados no-clásicos del campo con señal event-ready es el conocido como intercambio de entrelazamiento (*entanglement swapping*), en el que se manipulan dos pares de fotones entrelazados de tal manera que dos fotones funcionan como señal event-ready o heraldos del par que forman los otros dos [ZZHE93, PDG<sup>+</sup>01]. Sin embargo, el estado así generado no puede ser puro, ya que la probabilidad de generar un par de “ruido” es igual a la de generar un par entrelazado útil [KB00]. Las alternativas son a través de manipular tres pares entrelazados, en el cual cuatro de los fotones actúan como heraldos del par entrelazado útil [SB03] o bien por el decaimiento de tres fotones en un cristal centrosimétrico [Hni05], en el cual uno de los fotones actúa como señal event-ready o heraldo del par. Afortunadamente, es posible cerrar el L#3, o por lo menos imponerle limitaciones muy estrictas, empleando una fuente de luz convencional pulsada [LG04].

Los primeros modelos que usan el loophole de coincidencias fueron propuestos por Scaleria [Sca83, Sca84] y se discuten en detalle más adelante en esta Tesis. Variantes de esta idea fueron propuestas independientemente en [Not84, Buo78, Pas86]. Las condiciones para cerrar este loophole fueron analizadas en [BCH<sup>+</sup>02]. Una variante innovadora es considerar cada componente (cristal, polarizador, detector, etc.) como una unidad lógica muy sencilla con capacidad de aprendizaje a medida que es atravesada por fotones (*deterministic learning machines*, DLM). Es interesante señalar que las DLM pueden reproducir todos los experimentos de óptica cuántica (no sólo los relacionados con el esquema EPRB) empleando siempre el mismo “programa” para cada componente [MJDR11].

## Otros loopholes

No es posible terminar esta sección sin mencionar que, recientemente, se propuso un nuevo loophole [GLLL<sup>+</sup>11], basado en la respuesta instrumental de los fotodiodos de avalancha, que son los detectores más usados en estos experimentos. Si bien la propuesta es correcta y ha sido incluso demostrada en la práctica (como método para quebrar esquemas de criptografía cuántica o QKD), este loophole es tan específico y conspirativo que no parece apropiado ponerlo en un pie de igualdad con los ya discutidos. Nótese que éstos aprovechan propiedades generales del proceso de medición, es decir, no dependen del tipo de detector o de una característica técnica particular.

En resumen, el loophole L#1 es una hipótesis puramente instrumental. En cambio, el L#2 se basa en que falla la hipótesis de que es posible aislar espacialmente al sistema observado y el L#3 en que falla la hipótesis de que es posible aislarlo en el tiempo. Este último loophole está a menudo asociado con la idea de que es la *historia* del sistema la que determina los resultados de los experimentos con estados entrelazados (hipótesis no ergódica, ver apéndice A). A pesar de su obvia importancia, este loophole ha recibido muy poca atención desde el punto de vista experimental. Cubrir esta deficiencia es el propósito central de esta Tesis.

---

# 2

## Fluorescencia paramétrica y entrelazamiento

Todos los experimentos que se describen en esta Tesis emplean una fuente de fotones en estados entrelazados en polarización. Estos fotones se producen por fluorescencia paramétrica usando diferentes esquemas. En el siguiente capítulo se explica cómo se generan estos fotones aprovechando las no linealidades ópticas que presentan algunos cristales y las configuraciones de interés usando cristales BBO.

### 2.1. Procesos ópticos no lineales

En un material óptico no lineal la polarización del medio, en respuesta ante un campo eléctrico  $\mathbf{E}(t)$  intenso, permite generar nuevas componentes de frecuencias, que no están presentes en el campo de radiación incidente, con aplicaciones prácticas muy interesantes. Típicamente, sólo la luz láser es suficientemente intensa como para modificar las propiedades ópticas de un material. Esta respuesta óptica puede describirse expresando la polarización  $\mathbf{P}$  como una serie de potencias del campo  $\mathbf{E}(t)$  de la luz [Boy03]

$$\mathbf{P}(t) = \chi^{(1)}\mathbf{E}(t) + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2(t) + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3(t) + \dots = \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots, \quad (2.1)$$

donde  $\chi^{(1)}$  es la susceptibilidad lineal mientras que  $\chi^{(2)}$  y  $\chi^{(3)}$  son las de segundo y tercer orden, respectivamente. La susceptibilidad  $\chi^{(2)}$  origina procesos no lineales tales como la mezcla de tres ondas y la generación del segundo armónico.

En particular, existe una clase de fenómenos no lineales, conocidos como procesos paramétricos, en los cuales el estado cuántico inicial y final del sistema es el mismo. Esta condición implica que no habrá transferencia de energía, momento o momento angular entre el campo óptico y el sistema físico (el cristal, en este caso). Como un proceso paramétrico en general es un proceso coherente, éste dependerá de la condición de ajuste de fase (*phase-matching*) y, usualmente, también de la polarización.

Los procesos ópticos no lineales permiten desarrollar fuentes de luz que emitan en determinadas longitudes de onda con numerosas aplicaciones en áreas tales como telecomunicaciones, medicina, espectroscopía y micromaquinado, entre otros.

## 2.2. Fluorescencia paramétrica

Una manera eficiente de producir pares de fotones en estados entrelazados en polarización es mediante el proceso de fluorescencia paramétrica en cristales no lineales [KMW<sup>+</sup>95, DM02b, KOW01a, KWW<sup>+</sup>99, WJS<sup>+</sup>98]. Este proceso, conocido también como conversión paramétrica espontánea descendente (*spontaneous parametric down-conversion* - SPDC), scattering paramétrico o ruido óptico paramétrico, es un proceso óptico no lineal de segundo orden en el cual un fotón del bombeo, que incide sobre un cristal no lineal, puede decaer espontáneamente en dos fotones, de menor energía, fuertemente correlacionados [Kly88].

El campo de bombeo, con una frecuencia centrada alrededor de un dado valor  $\omega_p$ , induce oscilaciones en los electrones dentro del medio dieléctrico generando la emisión de luz en dos frecuencias menores. El proceso se llama paramétrico porque durante el mismo los electrones no experimentan transiciones de estado [Boy03].

Estos interesantes “ruidos cuánticos” fueron descubiertos en 1967, por accidente, por científicos de la Universidad de Moscú cuando realizaban experimentos con un generador de luz paramétrica (con el tercer armónico de un láser de neodimio bombearon un cristal KDP) [AFKC67] y en forma independiente por Harris et al. de la Universidad de Stanford [HOB67] y por Magde y Mahr de la Universidad de Cornell [MM67]. En 1970 Burnham y Weinberg [BW70] observaron, por primera vez, coincidencias entre los fotones emitidos por un cristal de dihidrógeno fosfato de amonio (ADP) bombeado por un láser de He-Cd en 325 nm.

Como el proceso es de naturaleza espontánea (es decir, ocurre sin el acople de ningún campo débil adicional), éste no puede describirse por completo clásicamente. Una descripción consistente sólo puede darse en términos mecano-cuánticos donde las fluctuaciones del campo del vacío son las responsables de este fenómeno [Kle68, BH68]. En el apéndice C se presenta la deducción de la correspondiente función de onda.

Dado que el proceso no es resonante, un fotón generado por fluorescencia paramétrica puede emitirse en un amplio rango de longitudes de onda, siempre y cuando se cumplan las condiciones de conservación de la energía y el momento para el par de fotones, comúnmente referidas como condiciones de phase-matching:

$$\hbar\omega_i + \hbar\omega_s = \hbar\omega_p, \quad (2.2)$$

$$\hbar\mathbf{k}_i + \hbar\mathbf{k}_s = \hbar\mathbf{k}_p, \quad (2.3)$$

donde  $\hbar\omega$  es la energía y  $\hbar\mathbf{k}$  es el momento de un fotón de frecuencia  $\omega$  y vector de onda  $\mathbf{k}$ . El subíndice  $p$  se refiere al bombeo mientras que los subíndices  $s$  e  $i$  representan los pares de fotones generados, tradicionalmente llamados *signal* e *idler* (figura 2.1). Estas condiciones establecen que, durante el proceso, ni la energía ni el momento del fotón de bombeo son transferidos al cristal.

Como las energías  $\hbar\omega_i$  y  $\hbar\omega_s$  de los fotones y sus respectivos momentos no están unívocamente definidos, las condiciones de phase-matching conducen a múltiples soluciones donde cada una de ellas corresponde a un par de ondas (signal e idler) con frecuencias y direcciones

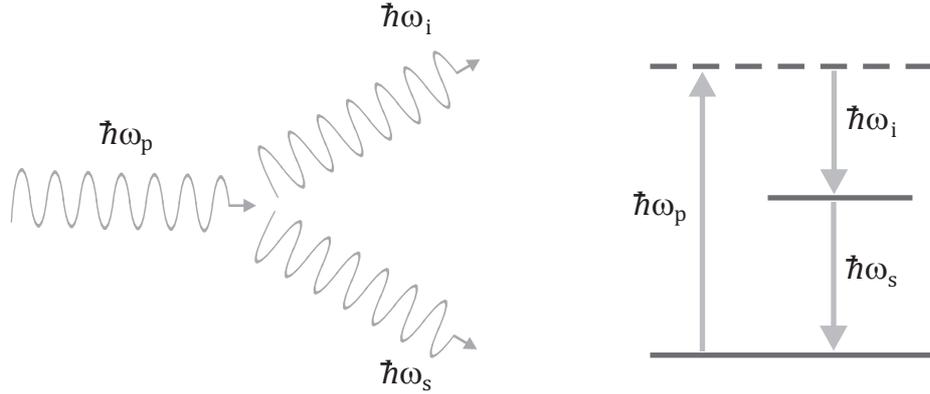


Figura 2.1: Los esquemas representan la aniquilación de un fotón de alta frecuencia ( $\omega_p$ ) y la creación de dos fotones de menor frecuencia ( $\omega_i$  y  $\omega_s$ ) durante el proceso de fluorescencia paramétrica.

específicas formando, en conjunto, un cono de luz multiespectral. La configuración de phase-matching no colineal se refiere a fotones de un mismo par propagándose a lo largo de diferentes direcciones. Esta geometría facilita separar fotones provenientes del cristal no lineal de los del haz de bombeo. Esto es muy importante en la práctica, ya que la radiación paramétrica es mucho más débil que la de bombeo. Además, cuando los fotones signal e idler tienen la misma frecuencia, el proceso se dice que es degenerado (en frecuencia). Este proceso puede interpretarse como el inverso del de generación del segundo armónico, donde dos fotones del bombeo con frecuencia  $\omega_p$  se combinan en un cristal no lineal y producen un fotón de frecuencia más alta ( $2\omega_p$ ) [MW95, Lou00].

El procedimiento más común para alcanzar la condición de phase-matching se basa en el uso de la birrefringencia que presentan muchos cristales (en el apéndice C se detallan las técnicas para alcanzar esta condición) [Boy03]. En este caso, la onda de bombeo se polariza

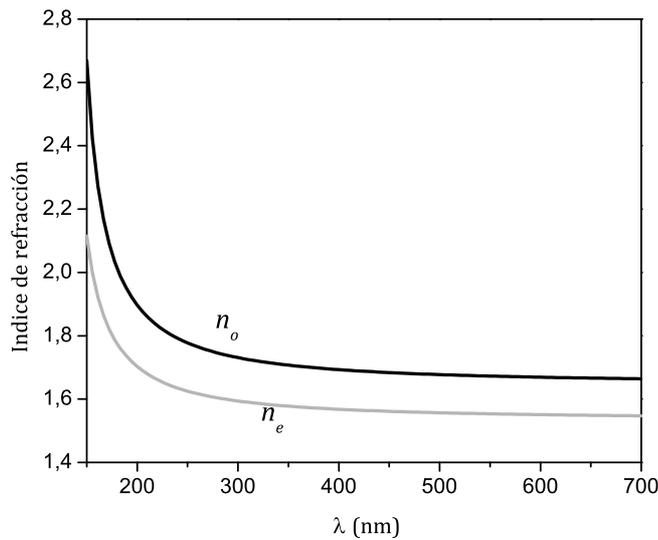


Figura 2.2: Dispersión de los índices de refracción de un cristal uniaxial negativo. En particular, se muestra la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda para el cristal BBO.

en la dirección del menor de los dos posibles índices de refracción. Para cristales uniaxiales

negativos (el eje extraordinario tiene un índice de refracción  $n_e$  menor que el eje ordinario,  $n_o$ ), como el ejemplo de la figura 2.2, esta elección corresponde a la polarización extraordinaria. Las configuraciones de phase-matching usualmente son clasificadas por tipo. Midwinter y Warner [MW65] definieron phase-matching tipo I si las dos ondas de menor frecuencia tienen la misma polarización y tipo II cuando sus polarizaciones son ortogonales.

En cristales no lineales tales como KTP (fosfato de titanio y potasio), BBO (borato de bario beta) y LiNbO3 (niobato de litio) las condiciones de phase-matching pueden satisfacerse orientando apropiadamente el cristal y eligiendo convenientemente la polarización del haz de bombeo [Jae07].

Cuando se descubrió la fluorescencia paramétrica, se propuso emplear este fenómeno como técnica para medir coeficientes ópticos no lineales de cristales [Kle68]. Además, las fuertes propiedades de correlación espacial y temporal entre los pares de fotones signal e idler (dadas por las condiciones sobre el momento y la energía) también pueden usarse para generar estados entrelazados de fotones de una manera mucho más simple que con la técnica de emisión en cascada en átomos [AGR82].

## 2.3. Esquemas para generar fotones entrelazados en polarización

En la siguiente sección se describen dos esquemas ampliamente usados en el diseño de fuentes de fotones en estados entrelazados. Estos pares de fotones son creados, dentro de una ventana temporal definida por el tiempo de coherencia del láser de bombeo  $\tau_c$ , por fluorescencia paramétrica tipo I y tipo II usando cristales BBO. Debido a la birrefringencia que presentan estos cristales, la dirección de emisión de los fotones signal e idler está determinada por el ángulo entre el haz de bombeo y el eje óptico del cristal.

### 2.3.1. Fluorescencia paramétrica tipo I

En la condición de phase-matching tipo I, los fotones que emergen del medio no lineal forman conos concéntricos alrededor del haz de bombeo con el mismo estado de polarización, orthogonal a la del haz incidente (figura 2.3). Si  $|H\rangle$  y  $|V\rangle$  representan las polarizaciones

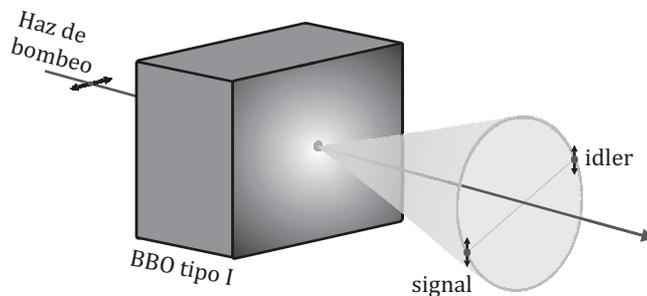


Figura 2.3: Esquema de la emisión de luz por fluorescencia paramétrica para phase-matching tipo I. Las flechas negras representan la polarización.

horizontal y vertical respectivamente, el estado de polarización a la salida del cristal se puede

expresar como:

$$|V\rangle_p \longrightarrow |H\rangle_s |H\rangle_i \quad (2.4)$$

y

$$|H\rangle_p \longrightarrow e^{i\Delta} |V\rangle_s |V\rangle_i, \quad (2.5)$$

dependiendo de la polarización del haz de bombeo y donde el corrimiento de fase  $\Delta$  es causado por la birrefringencia y dispersión del cristal.

En base a este fenómeno (ecuaciones 2.4 y 2.5) Kwiat et al. [KWW<sup>+</sup>99] propusieron una técnica, actualmente muy usada, para generar pares de fotones entrelazados en polarización. Si se incide con un láser polarizado linealmente a  $45^\circ$  sobre dos cristales BBO tipo I idénticos con sus ejes ópticos rotados a  $90^\circ$  (figura 2.4), la componente V del haz de bombeo produce pares de fotones en el primer cristal (por donde incide el bombeo), mientras que la componente H los produce en el segundo. Por lo tanto, existe igual probabilidad de generar fotones, por fluorescencia paramétrica, en cualquiera de los dos cristales.

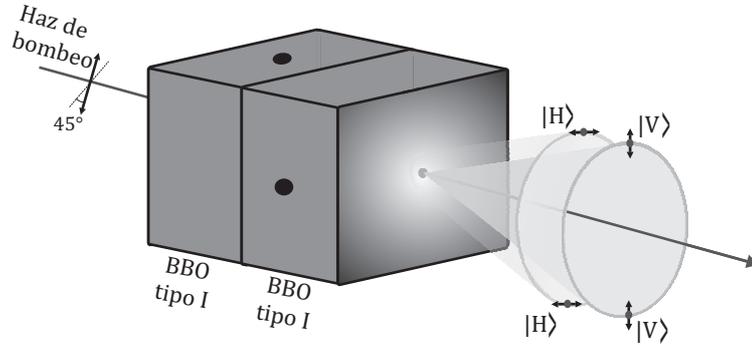


Figura 2.4: Esquema para generar fotones entrelazados en polarización usando dos cristales BBO cortados para phase-matching tipo I. Los puntos sobre las caras de los cristales señalan la orientación de sus ejes ópticos.

En general, el estado de un láser de bombeo con polarización lineal que forma un ángulo  $\varphi_p$  con la dirección vertical y cuyas componentes H y V presentan un corrimiento de fase  $\phi_p$  [DM02c] se puede expresar como:

$$|\psi_p\rangle = \cos\varphi_p |V\rangle_p + e^{i\phi_p} \sin\varphi_p |H\rangle_p. \quad (2.6)$$

En particular, si  $\varphi_p = 45^\circ$  los fotones que emergen del par de cristales estarán en una superposición de los estados VV y HH de la forma:

$$|\psi_{12}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |H\rangle_s |H\rangle_i + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} |V\rangle_s |V\rangle_i, \quad (2.7)$$

siendo  $\phi = \Delta + \phi_p$  la diferencia de fase total entre las dos componentes de polarización.

Si la longitud de coherencia de la luz incidente es mayor que el espesor de los dos cristales juntos, los fotones producidos en el primer cristal no pueden distinguirse espacial o temporalmente de aquellos producidos en el segundo y, en el caso degenerado ( $\lambda_s = \lambda_i$ ), los conos con polarización H y V se solapan. De esta manera, se tienen pares de fotones entrelazados en polarización sobre todo el cono, cuyo eje coincide con la dirección del haz de bombeo y cuyo

ángulo de separación está dado por las condiciones de phase-matching (ecuaciones 2.2 y 2.3).

### 2.3.2. Fluorescencia paramétrica tipo II

También se puede preparar experimentalmente fotones en estados de Bell si se hace incidir un haz láser sobre un cristal BBO cortado para phase-matching tipo II [KMW<sup>+</sup>95, KOW01a]. En este esquema los pares de fotones emergen del cristal con polarizaciones ortogonales formando dos conos, uno con polarización ordinaria y otro con polarización extraordinaria. Además, los fotones de cada par están localizados espacialmente en lados opuestos respecto del haz de bombeo debido a la conservación del momento transversal. Cambiando el ángulo  $\theta_p$  entre el haz de bombeo y el eje óptico del cristal se puede modificar el ángulo de apertura de los conos. Si  $\theta_p$  disminuye los dos conos separan mientras que si este ángulo aumenta los conos se intersecan a lo largo de dos líneas (figura 2.5) [KMW<sup>+</sup>95].

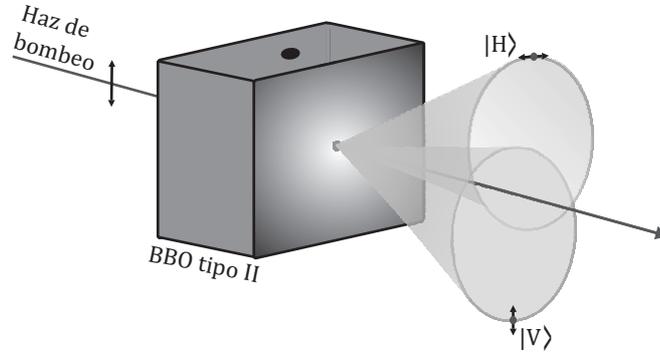


Figura 2.5: Esquema de la emisión de luz producida por fluorescencia paramétrica en un cristal cortado para phase-matching tipo II. El punto sobre una de las caras del BBO señala la orientación de su eje óptico. En la región donde los conos se intersecan la polarización del fotón no está definida, pero los fotones emitidos en esas regiones están entrelazados.

Si el haz de bombeo se polariza verticalmente y el cristal se orienta de manera que el eje extraordinario coincida con la polarización del bombeo, en las direcciones donde los conos se intersecan la luz puede escribirse esencialmente por un estado entrelazado de la forma:

$$|\psi_{12}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |H\rangle_s |V\rangle_i + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} |V\rangle_s |H\rangle_i. \quad (2.8)$$

Para ambas configuraciones (tipo I y tipo II), usando elementos birrefringentes se puede ajustar la fase  $\phi$  (ecuaciones 2.7 y 2.8) y generar a voluntad los cuatro estados de Bell (ecuación 1.11):

$$|\psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |H\rangle_s |V\rangle_i \pm \frac{1}{\sqrt{2}} |V\rangle_s |H\rangle_i \quad (2.9)$$

y

$$|\phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |H\rangle_s |H\rangle_i \pm \frac{1}{\sqrt{2}} |V\rangle_s |V\rangle_i. \quad (2.10)$$

## 2.4. Efectos de walk-off

La calidad del entrelazamiento está directamente vinculada con la reducción de los efectos de walk-off. Como el BBO es un cristal uniaxial, los distintos índices de refracción ( $n_o$  y  $n_e$ )

causan que las velocidades de grupo de los fotones signal e idler sean diferentes (*walk-off longitudinal*) y que las distintas direcciones de propagación también sean distintas (*walk-off transversal*) lo que hace que estos fotones se separen y se tornen distinguibles, perdiendo el entrelazamiento.

Por lo tanto, es importante evaluar estos efectos cuando se diseñan los experimentos y, en caso de ser necesario, se deben realizar compensaciones adicionales de la dispersión producida por la birrefringencia para eliminar la información espacial y temporal, que pueden permitir distinguir los fotones.

En el apéndice C se detallan estos efectos y en el capítulo 7 se discuten arreglos experimentales que involucran el uso de láminas de media onda y cristales compensadores para reducirlos en forma óptima.

---

# 3

## Fluorescencia paramétrica tipo I con bombeo continuo

### 3.1. Motivación

Los experimentos realizados hasta el momento no brindan una respuesta respecto de la validez (o no) de las teorías que aprovechan el llamado coincidence-loophole, y que se basan en que la definición de una detección de coincidencia depende del tamaño de la ventana de coincidencias (ver capítulo 1). La mayoría de los experimentos de EPRB trabajan con una ventana de coincidencias fija durante toda la medición por lo que no permiten testear este tipo de teorías. Por este motivo, se propuso estudiar experimentalmente uno de estos modelos usando fotones entrelazados en polarización generados por fluorescencia paramétrica. En este caso, las coincidencias se determinan a posteriori variando la ventana de coincidencias, a voluntad, una vez finalizada la medición. Para esto es necesario registrar el tiempo de detección de cada fotón (time-stamping).

En el presente capítulo sólo se describe el dispositivo experimental y caracterización de la fuente, mientras que, en el siguiente, se detalla el modelo a estudiar y las mediciones y análisis realizados.

### 3.2. Ángulo de emisión de los fotones signal e idler

En este experimento se buscó detectar fotones, producidos por fluorescencia paramétrica tipo I, con una longitud de onda en torno a la degenerada. Sólo una pequeña fracción de los fotones del bombeo decaen espontáneamente en pares de fotones [GT68, Kly88, HOB67, TND<sup>+</sup>04] y no son detectables directamente (con una cámara CCD común, por ejemplo). Por lo tanto, primero se debió estimar los ángulos de salida de estos fotones para ubicar el sistema de detección. Para una longitud de onda de bombeo de 405 nm (que corresponde al caso de interés de un diodo láser azul), el caso degenerado corresponde a  $\lambda_i = \lambda_s = 810$  nm.

Estos ángulos de salida dependen del ángulo  $\theta_p$  entre el eje óptico del cristal y la dirección del bombeo, como se puede observar en la figura 3.1 (izquierda) para el caso de un cristal BBO. En particular, el gráfico muestra la dependencia del ángulo  $\theta_s$  (ángulo que forma el fotón signal con el haz de bombeo) adentro del cristal.

En la figura 3.1 (derecha) también se muestra cómo varía el ángulo de salida de los fotones

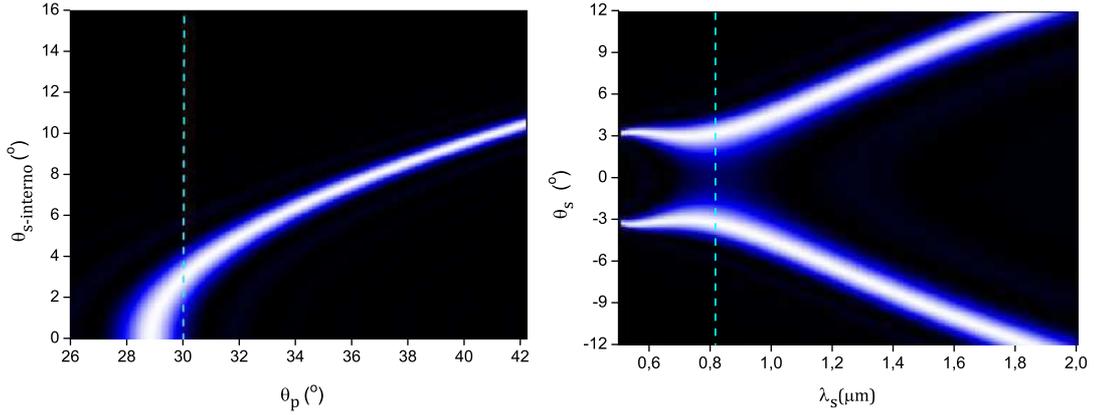


Figura 3.1: *Izquierda*: Dependencia del ángulo de los fotones signal con  $\lambda_s = 810 \text{ nm}$ , adentro del medio no lineal, en función del ángulo formado por el eje óptico del cristal y la dirección de propagación del haz de bombeo. La línea punteada indica el ángulo  $\theta_p$  de trabajo. *Derecha*: Relación entre el ángulo de salida de los fotones signal en función de su longitud de onda para  $\theta_p = 30^\circ$ . La línea punteada señala la longitud de onda de interés  $\lambda_s = 810 \text{ nm}$ . Para ambos gráficos se consideró  $\lambda_p = 405 \text{ nm}$ .

una vez que emergen del cristal en función de su longitud de onda. Para el caso degenerado los

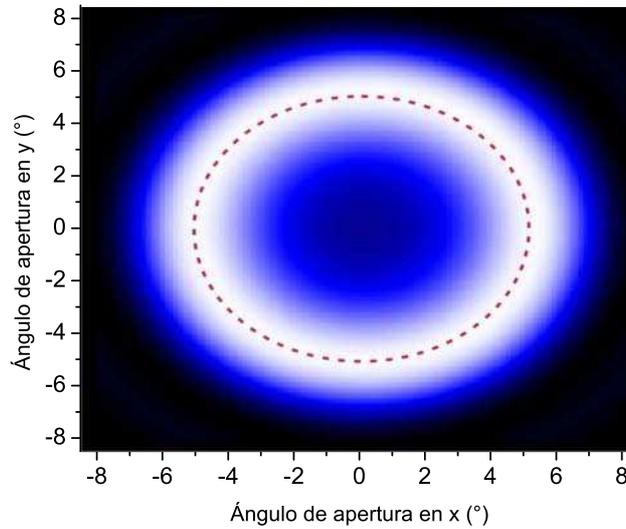


Figura 3.2: Distribución angular de los fotones signal e idler en  $810 \text{ nm}$  en un plano perpendicular al bombeo ( $\lambda_p = 405 \text{ nm}$  y  $\theta_p = 30^\circ$ ). La línea punteada indica el ángulo de emisión óptimo  $\sim 5^\circ$  respecto del haz de bombeo ubicado en el centro del anillo.

fotones se localizan en dos conos superpuestos (figura 3.2) centrados con la dirección definida por haz de bombeo, con un ángulo de salida óptimo de  $5^\circ$  (círculo punteado). El estudio de estas dependencias se realizó con el software *Phasematch* diseñado por el NIST para el cálculo de phase-matching no colineal en cristales uniaxiales y biaxiales [Mig].

### 3.3. Sistema de conteo de fotones individuales

#### 3.3.1. Detectores

Para realizar las mediciones es indispensable contar con un dispositivo que permita detectar fotones individuales. Adquirir el manejo de esta tecnología (single photon counting technologies) no sólo es imprescindible en el área de óptica cuántica, sino también útil en muchas otras áreas.

En los experimentos que se presentan en este trabajo los fotones se detectaron utilizando módulos SPCM-AQR-13-FC de Perkin-Elmer. La frecuencia máxima de conteo de estos dispositivos es de 10 MHz (10 millones de eventos por segundo) con la precaución adicional de no sobrepasar los  $10^4$  fotones por pulso en un ancho de pulso  $<1$  ns (rango máximo de intensidad pico), lo que destruye al detector [Per]. Estos módulos están equipados con fotodiodos de avalancha de silicio con un área activa circular de  $180 \mu\text{m}$  de diámetro y una eficiencia de detección del 58 % para fotones en  $810 \text{ nm}$  y hasta del 73 % para fotones en  $710 \text{ nm}$  (figura 3.3). El fotodiodo se enfría termoeléctricamente y cuenta con un control de temperatura in-

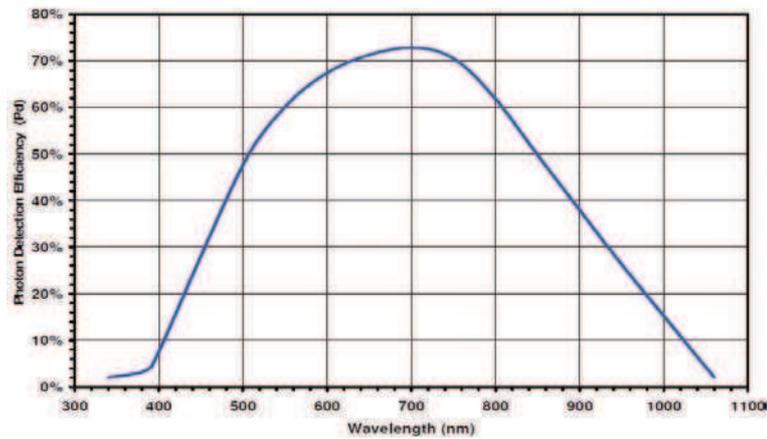


Figura 3.3: Eficiencia de detección típica en función de la longitud de onda (datasheet SPCM-AQR-13-FC).

terno para mantener la estabilidad ante cambios en la temperatura ambiente y para disminuir el ruido térmico (igual se recomienda trabajar en el rango de  $5^{\circ}\text{C}$  a  $40^{\circ}\text{C}$ ). Estos dispositivos trabajan en el modo Geiger (esto implica que operan por encima de la corriente de ruptura) por lo tanto, la absorción de un solo fotón puede inducir una avalancha de electrones lo suficientemente grande como para ser detectada y contada como un pulso de corriente.

Con la detección de un fotón, los SPCM-AQR emiten un pulso TTL con un ancho de  $35$  ns y con un tiempo muerto de  $50$  ns entre pulso y pulso, por lo que durante ese intervalo de tiempo, la llegada de un nuevo fotón no producirá señal. Además, la detección de un único fotón puede generar 2 pulsos en vez de 1 con una probabilidad de  $0.3\%$  (*afterpulsing probability*). Esta probabilidad es baja gracias a que estos módulos cuentan con una electrónica especial (*active quenching circuit*) responsable de frenar la intensa avalancha de electrones luego de la detección de un fotón.

También hay que tener en cuenta que en estos módulos se producen estadísticamente entre 100 y 250 cuentas de oscuridad por segundo, generadas principalmente por los portadores que

se producen vía procesos térmicos o por efecto túnel.

### 3.3.2. Electrónica y Software

Para realizar el experimento más simple que involucre el conteo de fotones no sólo se necesitan los detectores sino también hardware y software apropiados. Los pulsos eléctricos TTL de los detectores SPCM se registran y procesan usando una electrónica de coincidencias y una tarjeta de adquisición de datos.

La electrónica de coincidencias utilizada se basa en compuertas lógicas AND mediante las cuales se determina si dos fotones se encuentran dentro de una misma ventana de coincidencias [DM02b]. Este dispositivo cuenta con dos canales de entrada ( $A_e$  y  $B_e$ ) conectados a los detectores y tres canales de salida ( $A_s$ ,  $B_s$  y  $C_s$ ) que se conectan a la placa de conteo.

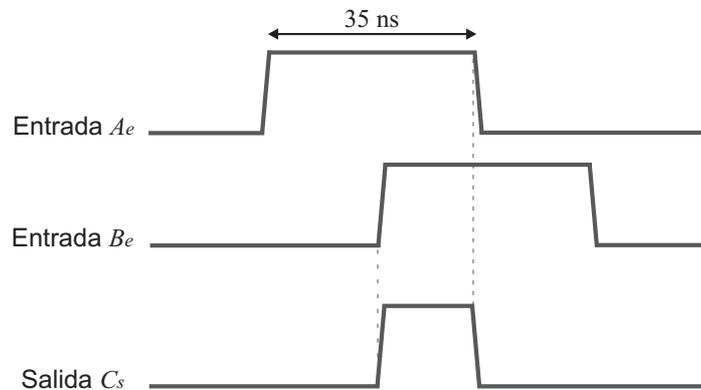


Figura 3.4: Esquema de coincidencias. Pulsos de entrada y salida en una compuerta AND.

Los pulsos de dos detectores (entradas  $A_e$  y  $B_e$ ) son enviados a las dos entradas de la compuerta AND. Si los pulsos en las entradas están separados un tiempo menor a su ancho, se registra simultáneamente un valor de tensión alto y se mide una coincidencia. De esta forma, a la salida de la compuerta se obtiene un pulso con un ancho aproximadamente igual al tiempo en el que los pulsos de entrada estuvieron superpuestos (figura 3.4). Por lo tanto, para contar coincidencias entre los eventos de los canales  $A_e$  y  $B_e$  hay que contar los pulsos de la salida  $C_s$  del circuito.

El ancho de la ventana de coincidencias es fijo (para alinear el sistema de detección) y está determinado por el ancho de uno de los pulsos de entrada (en este caso de 35 ns). El dispositivo a su vez cuenta con dos salidas ( $A_s$  y  $B_s$ ) adicionales que repiten las señales  $A_e$  y  $B_e$ .

El conteo de eventos y la estadística se realizó con una tarjeta de adquisición de datos PCI-6602 de National Instrument para conteo digital de cuentas en hasta ocho canales. La tarjeta es de 32 bits y tiene un ancho de banda de 80 MHz. Dado el número de bits de la placa y su resolución (12.5 ns), se pueden almacenar datos en la misma base de tiempos en un lapso de hasta 53.68 s. A la placa pueden llegar pulsos TTL provenientes del circuito de coincidencias o directamente de los detectores y cada pulso se cuenta como un evento (que puede asociarse a la llegada de un fotón o una coincidencia entre un par de fotones). Esta misma placa se empleó más adelante también para hacer time-stamping (ver capítulos 4 y 8).

### 3.3.3. Sistema de detección

Los fotones que detectan los SPCM atraviesan previamente un sistema formado por filtros interferenciales, objetivos de microscopios y fibras ópticas. Para reducir la radiación de fondo y seleccionar sólo aquellos fotones cercanos a la longitud de onda degenerada, se emplearon filtros interferenciales para  $810 \text{ nm}$  con una transmisión pico del 50 % y ancho de banda de  $10 \text{ nm}$  FWHM. La figura 3.5 corresponde a la medición de la transmisión de los filtros utilizados

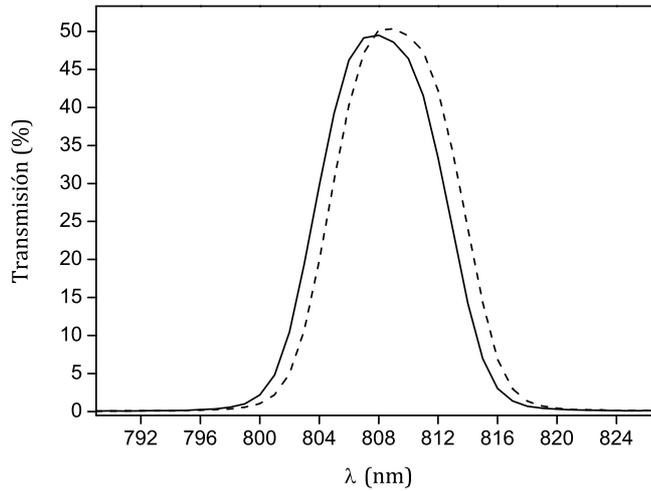


Figura 3.5: Curvas de transmisión de los filtros interferenciales ( $10 \text{ nm}$  FWHM).

en este experimento, usando un espectrómetro (AvaSpec-3648), verificando que el máximo de transmisión efectivamente se encontraba en torno a los  $810 \text{ nm}$ . Por lo tanto, para que se registre una coincidencia, los fotones señal e idler deben tener longitudes de onda cercanas a los  $810 \text{ nm}$ . La luz que pasó a través de los filtros se colectó con objetivos de microscopio Newport MV-10X (longitud focal:  $15.8 \text{ mm}$  y apertura numérica NA: 0.25) que acoplaron los fotones a fibras ópticas multimodo (núcleo:  $100 \mu\text{m}$ , revestimiento:  $140 \mu\text{m}$  y apertura numérica NA: 0.29) conectadas a los detectores SPCM.

La fibra óptica y el objetivo de microscopio se dispusieron en un único montaje. La fibra estaba montada en un posicionador  $XYZ$  lo que permitía ajustar la posición relativa de la misma con respecto a la lente. En la figura 3.6 (*izquierda*) puede observarse la disposición del objetivo de microscopio y la fibra óptica. Este montaje se encontraba fijo a un posicionador angular de 3 tornillos en el cual se colocó el filtro interferencial como se señala en la figura 3.6 (*derecha*). La ventaja que tiene este dispositivo es que permite que los componentes del sistema de colección de fotones se muevan solidariamente. Finalmente, para asegurarse de contar con todos los grados de libertad, necesarios para lograr una correcta alineación de los componentes ópticos con los fotones provenientes del cristal no lineal, se fijó el montaje a un sistema de traslación con paso micrométrico (rango:  $12 \text{ cm}$ ) que permitió mover el sistema vertical y lateralmente de manera controlada.

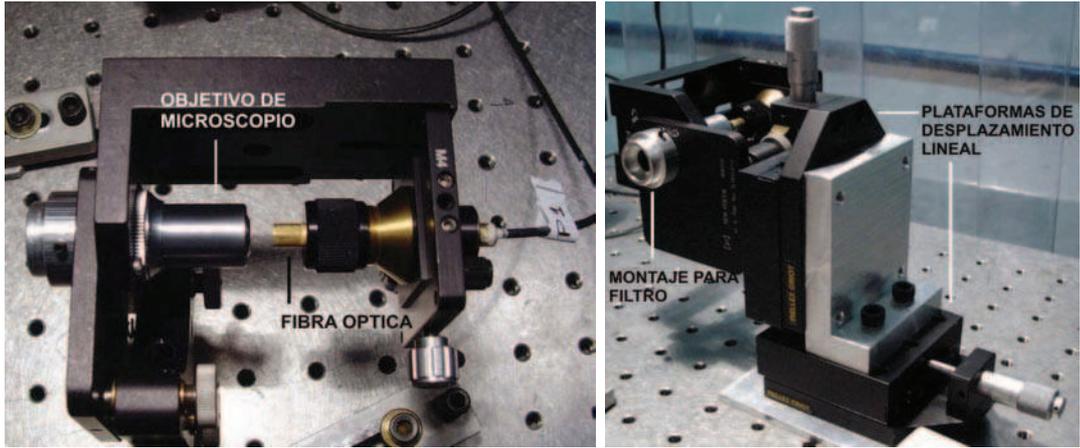


Figura 3.6: *Izquierda:* Montaje para fibra óptica y objetivo de microscopio, adosado a un posicionador angular de 3 tornillos de paso micrométrico. *Derecha:* Montaje completo del sistema de detección donde además puede apreciarse el montaje para el filtro interferencial y el sistema de traslación formado por dos plataformas de desplazamiento lineal con precisión micrométrica.

### 3.4. Coincidencias accidentales - Medición de la ventana de coincidencias

Las coincidencias accidentales se producen por fotones que pueden provenir de diferentes pares, de las cuentas de oscuridad de cada detector o de cualquier otra radiación que llegue a los detectores y que no sea generada en el cristal no lineal, que caen dentro del ancho finito de la ventana de coincidencias  $T_w$ . Esto causa que dos fotones descorrelacionados sean detectados simultáneamente y se identifiquen, erróneamente, como una coincidencia válida. Para la electrónica, las coincidencias accidentales son indistinguibles de las coincidencias verdaderas y tienden a aumentar el número de todas las coincidencias medidas, disminuyendo así la visibilidad en las curvas de correlación de las medidas de polarización.

Suponiendo que esos eventos están distribuidos completamente al azar en el tiempo, la tasa de coincidencias accidentales  $N_{acc}$  es proporcional al producto de la ventana de coincidencias  $T_w$  y la tasa de eventos que registra cada detector  $N_A$  y  $N_B$  [DM02c, AJK05]

$$N_{acc} = N_A \cdot N_B \cdot T_w. \quad (3.1)$$

De la ecuación 3.1 puede verse que con una ventana de coincidencias grande aumenta la probabilidad de que accidentalmente se reconozca a dos fotones no correlacionados como pertenecientes al mismo par; y que las coincidencias accidentales son diferentes en cada situación dado que dependen de las detecciones individuales que registra cada detector.

En este experimento se empleó la unidad de detección de coincidencias para alinear y caracterizar la fuente de fotones entrelazados. Como la ventana  $T_w$  de este dispositivo depende del ancho de los pulsos TTL de los detectores, su valor se determinó experimentalmente. Esto se hizo midiendo la tasa de coincidencias accidentales cuando los SPCM detectaban luz proveniente de una fuente térmica. En la figura 3.7 se muestra un esquema del dispositivo experimental.

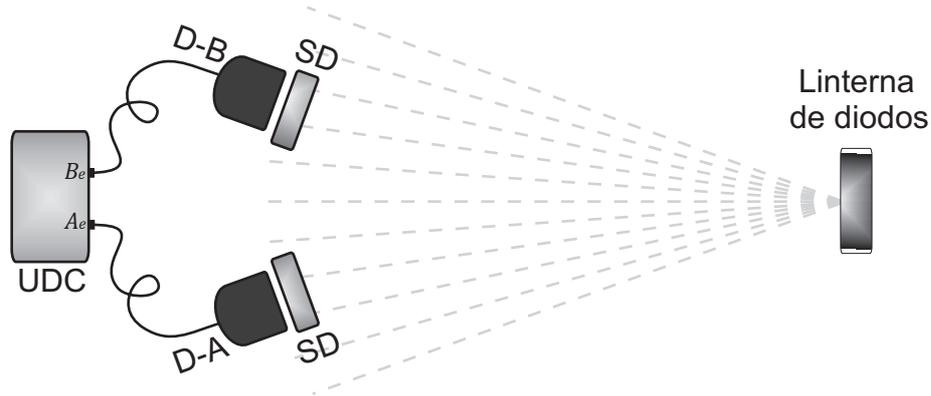


Figura 3.7: Esquema del dispositivo experimental para la medición de  $T_w$  de la unidad de detección de coincidencias. SD: sistema de detección (filtros interferenciales, objetivos de microscopio y fibras ópticas). D-A y D-B: detectores para conteo de fotones. UDC: unidad de detección de coincidencias.

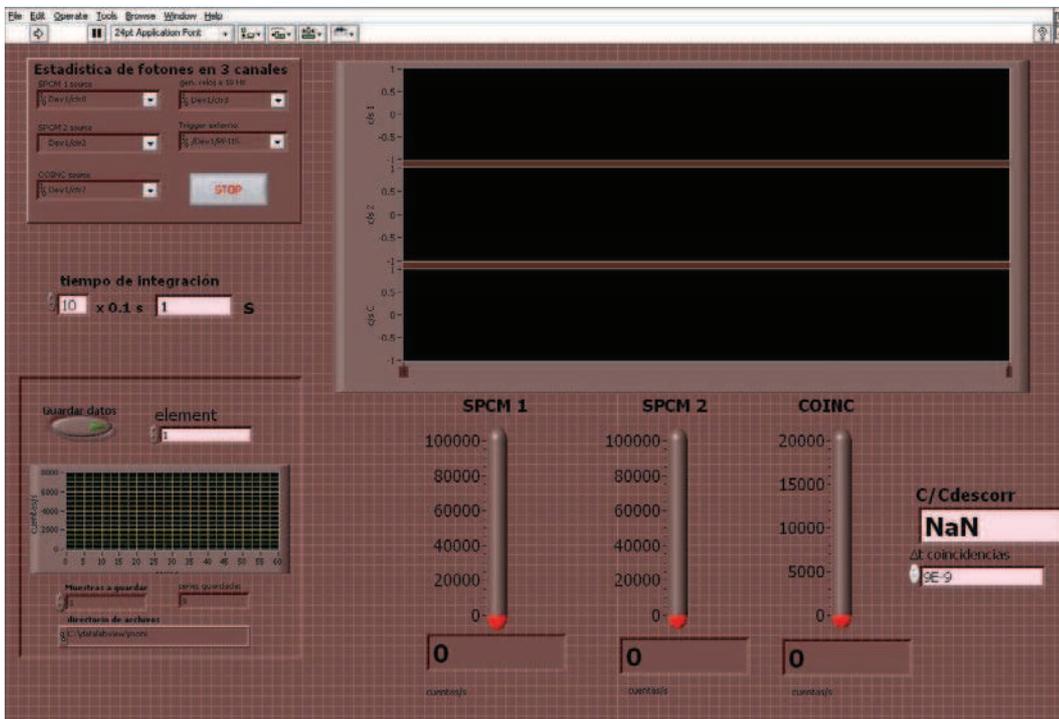


Figura 3.8: Pantalla del programa Labview empleado para visualizar el número de fotones de cada detector y el número de coincidencias por unidad de tiempo. En el margen izquierdo se encuentran los parámetros de control del programa.

Como fuente térmica se empleó una linterna de diodos a la cual se le reguló la intensidad para variar el número de eventos registrados por cada SPCM. Usando la unidad de detección de coincidencias, la placa de conteo y un programa en Labview (figura 3.8) se midió el número de fotones registrados por cada detector y el número de coincidencias.

El gráfico de la tasa de coincidencias en función del producto de las cuentas  $N_A$  y  $N_B$  que registró cada detector permitió determinar el tamaño efectivo de la ventana de coincidencias,  $T_w \approx 37 \text{ ns}$  (figura 3.9).

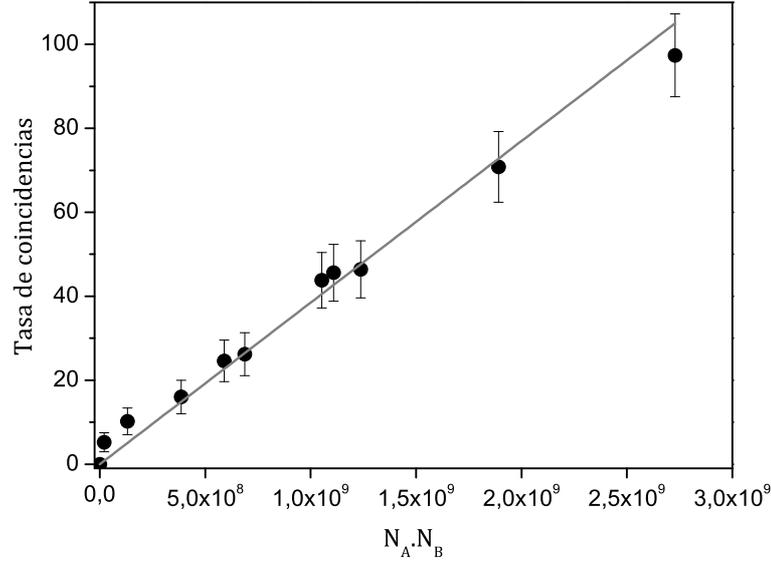


Figura 3.9: Dependencia del número de coincidencias con el producto de eventos registrados por cada detector para luz proveniente de una fuente térmica. De la pendiente de la recta de ajuste (línea continua) se obtuvo  $T_w = 37 \pm 1$  ns.

### 3.5. Presentación del arreglo experimental

Para diseñar la fuente de fotones entrelazados en polarización se implementó el esquema utilizado por Kwiat [KWW<sup>+</sup>99] que se describió en la sección 2.3.1. Los fotones se generaron por fluorescencia paramétrica usando un par de cristales no lineales BBO cortados para phase-matching tipo I (con un ángulo de corte  $\theta_{cc} = 30^\circ$ ) y con sus ejes ópticos rotados a  $90^\circ$  (Newlight Photonics Inc.). El par de cristales mide en total  $5 \times 5 \times 0,1$  mm<sup>3</sup> y sus caras perpendiculares al bombeo tienen un recubrimiento multicapas antirreflejo (coating AR) para las longitudes de onda de 405 nm y 810 nm. La detección de fotones se realiza en las estaciones A y B como se muestra en figura 3.10.

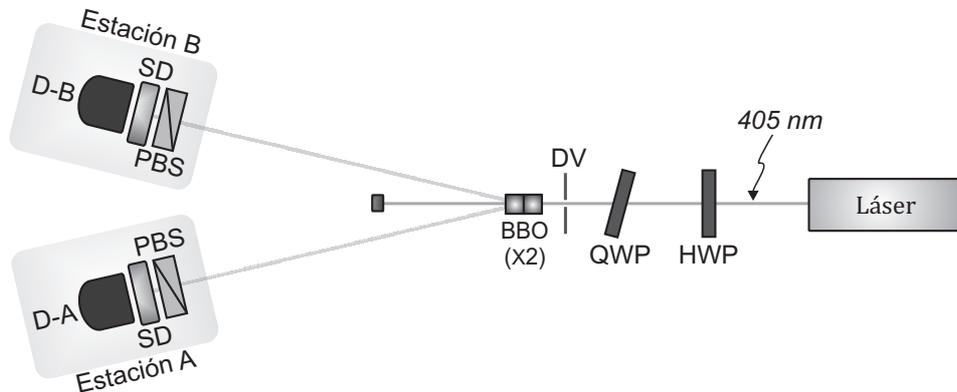


Figura 3.10: Esquema del dispositivo experimental para la generación y detección de fotones entrelazados. HWP: lámina de media onda para 405 nm. QWP: lámina de cuarto de onda para 405 nm. DV: diafragma variable. PBS: cubo separador de polarización. SD: sistema de detección (filtros interferenciales, objetivos de microscopio y fibras ópticas). D-A y D-B: detectores para conteo de fotones.

Como fuente de bombeo se empleó un láser semiconductor comercial de B&W TEK Inc.

modelo BWB-405-40E/57970. Este láser es un dispositivo compacto, con refrigeración termoeléctrica y baja divergencia del haz ( $< 1,5 \text{ mrad}$ ). El láser emite  $40 \text{ mW}$  de radiación continua y linealmente polarizada en  $405 \text{ nm}$  con una longitud de coherencia de  $l_c \simeq 250 \mu\text{m}$  ( $\tau_c \simeq 0,8 \times 10^{-12} \text{ s}$ ) y coherencia transversal sobre todo el haz.

Los fotones a la salida de los cristales no se encuentran, en general, en un estado de Bell sino en uno de la forma:

$$|\psi_{12}\rangle = \cos\varphi_p |H\rangle_s |H\rangle_i + \sin\varphi_p e^{i\phi} |V\rangle_s |V\rangle_i. \quad (3.2)$$

Por este motivo, entre el láser de bombeo y los cristales se colocó una lámina de media onda (HWP), con recubrimiento AR para  $405 \text{ nm}$ , para controlar la polarización del haz de bombeo de manera que el ángulo  $\varphi_p$  sea igual a  $45^\circ$ . Con el haz polarizado a  $45^\circ$  existe igual probabilidad de generar una superposición coherente de fotones por fluorescencia paramétrica en ambos cristales (despreciando las pérdidas por el pasaje a través del primer cristal).

La fase de los pares de fotones creados en los diferentes cristales está dada por  $\phi$ . Esta fase en general no es cero debido a la birrefringencia de los cristales. Ajustando  $\phi$ , los fotones que emergen de los cristales se encuentran en un estado de polarización cercano a alguno de los estados de Bell. Esto se resolvió de manera simple colocando una lámina de cuarto de onda (QWP) en el camino del haz de bombeo como se muestra en la figura 3.10, lo que permitió controlar la fase relativa entre las componentes H y V del haz emitido por el láser.

Las correlaciones en polarización se midieron usando cubos polarizadores PBS (formados por dos prismas con una capa dieléctrica entre ellos que separa las polarizaciones H y V), con recubrimiento AR para  $810 \text{ nm}$ , ubicados en montajes rotadores de óptica (resolución:  $1^\circ$ ). Si el rotador se encontraba en  $0^\circ$  el polarizador sólo dejaba pasar fotones con polarización H, mientras que si estaba en  $90^\circ$  sólo pasaban los fotones con polarización V.

Esta fuente produce fotones entrelazados únicamente si es imposible distinguir en que cristal fue generado cada fotón. Para lograr esto, es preciso alcanzar un buen solapamiento espacial y temporal de las funciones de onda de ambos fotones. El solapamiento espacial de los conos H y V así generados será mayor cuando  $\theta_{dc}L/D \ll 1$ , siendo  $\theta_{dc}$  el ángulo de apertura del cono,  $L$  el espesor del cristal y  $D$  el diámetro del haz de bombeo [KWW<sup>+</sup>99]. La restricción dada por el walk-off transversal en los cristales es similar, reemplazando  $\theta_{dc}$  por el ángulo de walk-off  $\rho_o$ . Para fotones en  $810 \text{ nm}$  el ángulo de walk-off (ver apéndice C) es de  $\approx 3,7^\circ$ . Esto implica que los fotones con polarización V están desplazados transversalmente una distancia  $\approx 6,5 \mu\text{m}$  (a la salida del cristal) respecto de aquellos que tienen polarización H. Este desplazamiento es mucho menor que el área de detección, dado por el núcleo ( $100 \mu\text{m}$ ) de la fibra óptica acoplada a los detectores, y la coherencia transversal de los haces. Estos resultados, teniendo en cuenta que  $L = 100 \mu\text{m}$  y  $D \approx 1.5 \text{ mm}$ , garantizaron que los fotones generados en los dos cristales son indistinguibles. Además, también se garantiza la indistinguibilidad temporal dado que el máximo walk-off longitudinal para los fotones con longitud de onda degenerada es de  $23 \text{ fs}$  mientras que el tiempo de coherencia es de  $218 \text{ fs}$  (usando filtros de con un ancho de banda FWHM de  $10 \text{ nm}$  centrados en  $810 \text{ nm}$ )<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Tiempo de coherencia  $\tau_c = \lambda^2/(c \Delta\lambda)$ .  $c$  es la velocidad de la luz,  $\Delta\lambda$  corresponde al ancho de banda de los filtros y  $\lambda$  es su longitud de onda central.

### 3.6. Alineación y caracterización de la fuente

Los cristales, montados en un posicionador angular, se alinearon perpendiculares al eje definido por el haz de bombeo y se orientaron de manera tal que la dirección del eje óptico de uno de los cristales quedara en un plano paralelo al plano de la mesa (H). De esta forma, los fotones que se generaban en un cristal tenían polarización H y los que se producían en el segundo tenían polarización V.

Entre el láser de bombeo y los cristales BBO se colocó una lámina de media onda y otra de cuarto de onda con sus ejes ópticos en dirección vertical para controlar la polarización y fase de la radiación en  $405\text{ nm}$  como se muestra en la figura 3.10.

Los sistemas de detección se ubicaron a  $1\text{ m}$  del par de cristales en forma simétrica con respecto a la dirección del haz de bombeo (figura 3.10), teniendo en cuenta que el ángulo de emisión de los fotones era  $\theta_s, \theta_i \approx 5^\circ$ .

Con un láser de He-Ne ( $\lambda = 633\text{ nm}$ ) acoplado a la fibra multimodo desde el extremo de salida se realizó una pre-alineación. La propagación de la radiación en  $633\text{ nm}$  desde la fibra hasta los cristales (es decir, “entrando al revés”) permitió ver el camino que deben recorrer los fotones para llegar al sistema de detección. Cuando este último se alineó correctamente, el haz de alineación se solapó con el haz de bombeo sobre los BBO. También se tuvo cuidado de que el haz de alineación y el haz de bombeo se encontraran a la misma altura desde los cristales hasta el objetivo de microscopio. Este procedimiento se realizó con cada sistema de detección. Después se retiró el láser de He-Ne y se conectaron las fibras a los SPCM.

La luz del laboratorio permaneció apagada durante las mediciones pero la radiación proveniente del monitor de la PC se filtraba en la detección. Por lo tanto, cuando se finalizó la pre-alineación, se protegieron los detectores oscureciendo el camino desde el objetivo de microscopio a la fibra (figura 3.6) con un tubo de cartulina negra.

La primera medición del número de fotones registrados por cada detector y el número de coincidencias se hizo empleando filtros pasa-altos (Schott RG-715), porque tienen una transmisión mayor (88 %) en  $810\text{ nm}$  que los interferenciales. En principio, la óptica de detección se alineó maximizando sólo el número de eventos medidos por los SPCM. Una vez finalizada esta alineación, se colocaron los cubos polarizadores delante de los filtros y se ajustó el ángulo  $\varphi_p$  (ecuación 3.2) para igualar el número de fotones con polarizaciones H y V. Esto se hizo rotando la lámina de media onda (figura 3.10) de manera tal que el número de coincidencias, cuando ambos polarizadores estaban a  $0^\circ$ ,  $N(0^\circ, 0^\circ)$ , fuera máximo e igual a  $N(90^\circ, 90^\circ)$  [DM02c]. En la tabla 3.1 se presentan los resultados de las primeras mediciones donde se muestra la tasa de fotones individuales que registró cada detector y la tasa de coincidencias, indicando que la lámina de media onda se encontraba bien alineada.

En estas condiciones se midió el número de coincidencias por segundo dejando fija la orientación  $\alpha$  de uno de los polarizadores (estación A) y variando la orientación  $\beta$  del segundo (estación B). En ausencia de ruido y con el dispositivo experimental correctamente alineado, las correlaciones detectadas deben describir una curva senoidal con un contraste perfecto. La calidad del estado está determinada por el contraste entre el número máximo  $N_{max}$  y el

$(\alpha, \beta)$	$N_A$	$N_B$	<i>Coincidencias</i>
$(0^\circ, 0^\circ)$	14800	14000	540
$(90^\circ, 90^\circ)$	15000	14100	540
$(0^\circ, 90^\circ)$	14700	14000	70

Tabla 3.1: Resultados preliminares. Para diferentes orientaciones  $(\alpha, \beta)$  de los polarizadores se muestra el número de eventos ( $N_A$  y  $N_B$ ) medidos por cada detector y el número de coincidencias durante el lapso de 1 s.

mínimo  $N_{min}$  de pares detectados. Este contraste se conoce como la visibilidad  $V$

$$V = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}}. \quad (3.3)$$

En la figura 3.11 se presentan las curvas de contraste medidas para  $\alpha=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  y  $135^\circ$ , donde puede verse claramente una baja visibilidad. En particular se observa que para  $\alpha=0^\circ$  y

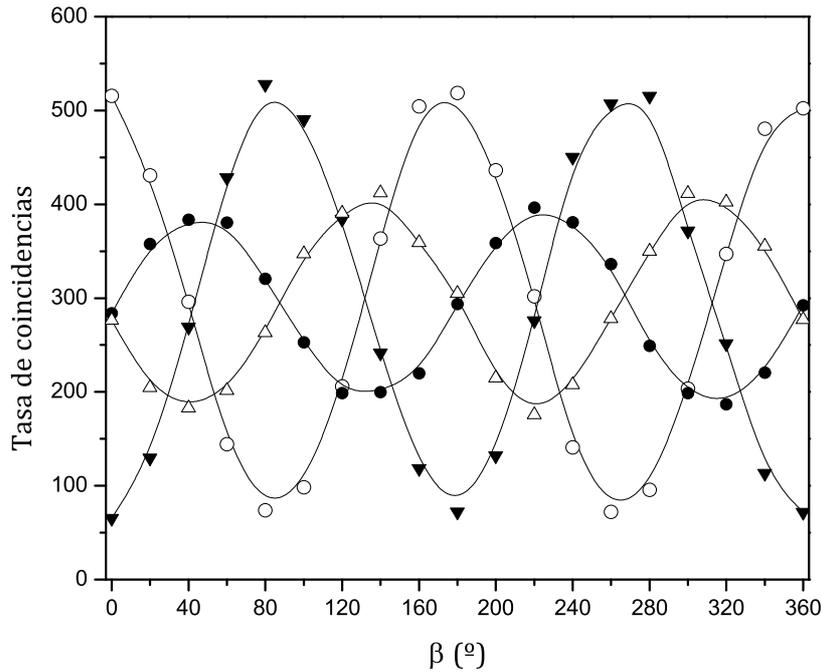


Figura 3.11: Curvas de contraste medidas sin ajustar la fase  $\phi_p$ .  $\alpha=0^\circ$  ( $\circ$ ),  $\alpha=45^\circ$  ( $\bullet$ ),  $\alpha=90^\circ$  ( $\blacktriangledown$ ),  $\alpha=135^\circ$  ( $\triangle$ ). Las mediciones se realizaron usando los filtros pasa-altos.

$90^\circ$  el contraste es mayor que en la base diagonal ( $\alpha=45^\circ$  y  $135^\circ$ ), donde la visibilidad apenas alcanza el 38%. Esto se debe a que  $\phi$  no está bien ajustado (ecuación 3.2). Para aumentar la visibilidad de las curvas en la base diagonal se rotó la lámina de cuarto de onda alrededor de su eje óptico. Cuando la luz no incide normal a la superficie de la lámina se puede introducir así un corrimiento de fase  $\delta$  entre las componentes H y V del haz de bombeo de la forma

[HD88]

$$\delta = \frac{2\pi(n_e - n_o)h}{\cos\theta_{inc}\lambda_p}, \quad (3.4)$$

donde  $n_o$  y  $n_e$  son los índices de refracción de las componentes ordinaria y extraordinaria respectivamente,  $h$  el espesor de la lámina,  $\lambda_p$  es la longitud de onda del bombeo en el vacío y  $\theta_{inc}$  es el ángulo entre la normal a la superficie y la dirección de propagación de la luz adentro de la lámina (ver apéndice E).

Para controlar el ángulo de inclinación de la lámina de cuarto de onda, se la colocó en un montaje angular. Rotando la lámina alrededor de su eje óptico (vertical) se cambió la elipticidad del haz de bombeo y se pudo pasar del estado de Bell  $|\phi^+\rangle$  al estado  $|\phi^-\rangle$  y viceversa (ecuación 2.10). Para encontrar los ángulos de inclinación óptimos se midió la variación del número de coincidencias en función del ángulo de inclinación de la lámina con los polarizadores orientados a  $45^\circ$ . Cuando el haz incide en forma perpendicular a la lámina el ángulo de

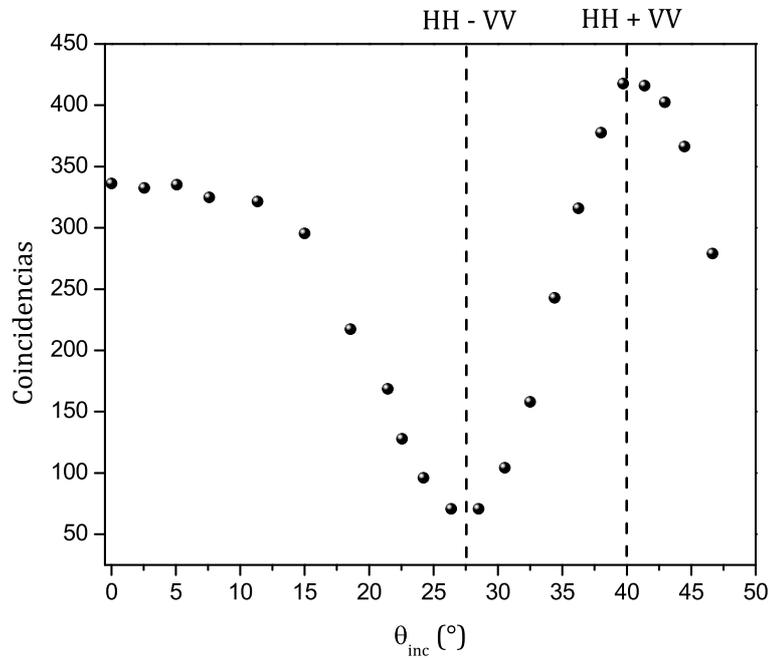


Figura 3.12: Dependencia del número de coincidencias por segundo con el ángulo de inclinación de la lámina de cuarto de onda cuando los polarizadores están orientados a  $45^\circ$ .

inclinación es cero ( $\theta_{inc}=0^\circ$ ). En la figura 3.12 puede verse que para una inclinación  $\theta_{inc} \approx 27^\circ$  los fotones se encuentran en el estado  $|\phi^-\rangle$  mientras que para  $\theta_{inc} \approx 40^\circ$  el estado de salida es el  $|\phi^+\rangle$ .

Como en esta experiencia se eligió generar pares de fotones en el estado  $|\phi^+\rangle$ , se inclinó la lámina de cuarto de onda unos  $40^\circ$ , maximizando de esta manera el número de coincidencias  $N(45^\circ, 45^\circ)$ .

La disposición final de los componentes se muestra en la figura 3.13. Con las láminas de media y cuarto de onda se controló la polarización y fase de las componentes H y V del láser de bombeo y, entre la lámina de cuarto de onda y los cristales BBO, se colocó un diafragma variable que permitió reducir el tamaño del spot sobre los cristales.

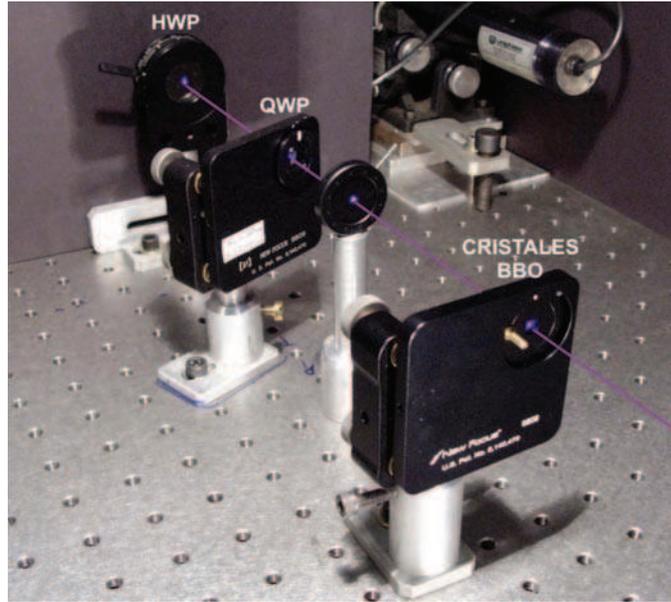


Figura 3.13: Cristales BBO y óptica (HWP y QWP) para ajustar la polarización y fase de las componentes H y V del haz de bombeo. La línea violeta indica el camino del láser.

### 3.7. Verificación de entrelazamiento

Una vez alineados todos los elementos del dispositivo experimental como se discutió en la sección 3.6, y estimadas las coincidencias accidentales, se midieron nuevamente las correlaciones en polarización manteniendo fija la orientación del polarizador en la estación A ( $\alpha$ ) y variando la orientación del ubicado en la estación B ( $\beta$ ). En la figura 3.14 puede verse el

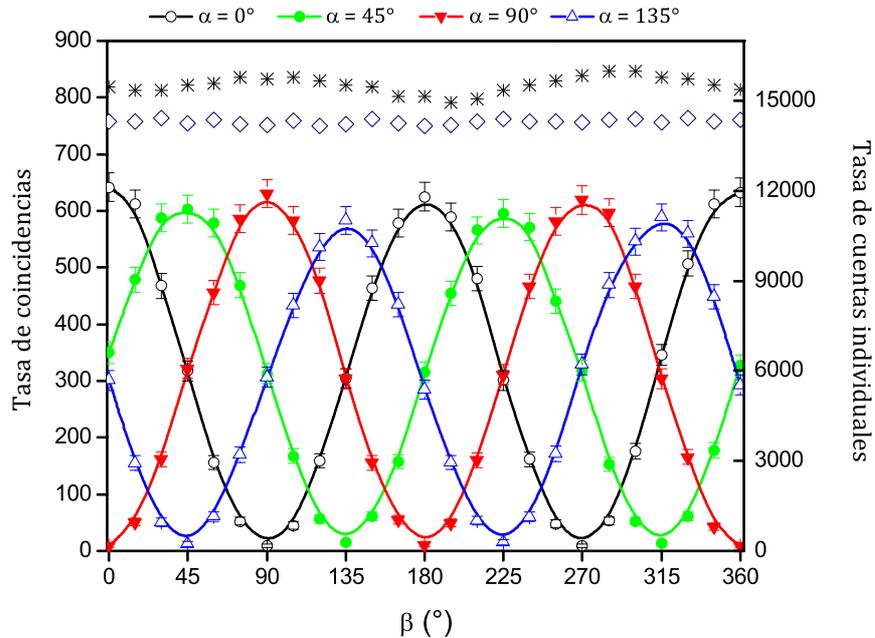


Figura 3.14: Curvas de contraste usando filtros pasa-altos (se restaron las coincidencias accidentales). También se grafica el número de eventos registrados por los detectores de la estaciones A (\*) y B (◇). Las líneas continuas corresponden a las curvas teóricas.

alto grado de entrelazamiento en polarización alcanzado por la fuente. Se observa un notable aumento de la visibilidad de las curvas, principalmente en la base diagonal alcanzando un contraste del 95 % mientras que en la base lineal la visibilidad llega al 97 %. En la gráfica también se muestra el número de eventos que registró cada detector para las diferentes orientaciones de los polarizadores. Los resultados indican que el número de cuentas individuales se mantuvo prácticamente constante para ambos detectores, con una fluctuación máxima del 5 % en uno de ellos ocasionada por leves desalineaciones producidas por la rotación del polarizador. Así, la curva que se observa no está originada por variaciones en el número de fotones detectados, sino que proviene del entrelazamiento. Una vez que los fotones señal e idler cruzan los polarizadores con orientaciones definidas  $\alpha$  (estación A) y  $\beta$  (estación B), la probabilidad de detectar coincidencias es  $P_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\cos^2(\alpha - \beta)$  para el estado  $|\phi^+\rangle$  [KMW<sup>+</sup>95]. Por lo tanto, el número de coincidencias  $N(\alpha, \beta)$  en el experimento puede describirse en forma general por

$$N(\alpha, \beta) = y_0 + A\cos^2(\alpha - \beta) \quad (3.5)$$

a partir de la cual se obtienen las curvas teóricas (líneas continuas) que ajustan los datos experimentales de la figura 3.14.

Usando filtros pasa-altos, se midieron un promedio de  $(15530 \pm 275) s^{-1}$  y  $(14310 \pm 78) s^{-1}$  eventos en los detectores de las estaciones A y B, respectivamente. La diferencia en el número de cuentas se debe a que los detectores no tienen exactamente la misma eficiencia. Con este número de fotones y una ventana temporal de  $37 ns$  se tienen un promedio de  $8 s^{-1}$  coincidencias accidentales y un máximo de  $630 s^{-1}$  coincidencias (una vez restadas las accidentales).

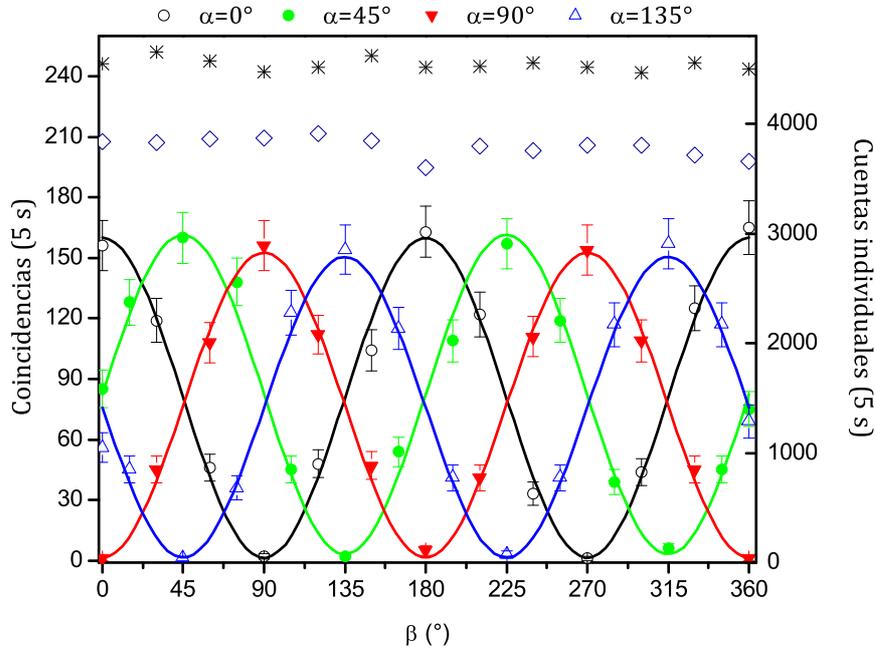


Figura 3.15: Curvas de contraste usando filtros interferenciales. \* ◊ corresponden a las detecciones registradas en las estaciones A y B respectivamente (tiempo de integración: 5 s).

Para mejorar el filtrado espectral en torno a los  $810 nm$  y reducir la radiación de fondo,

se reemplazaron los filtros pasa-altos por unos interferenciales y se optimizó nuevamente la alineación. El número de fotones que se detectaron con estos filtros se reduce a  $(906 \pm 11) s^{-1}$  y  $(760 \pm 18) s^{-1}$  con un máximo de  $\sim 35 s^{-1}$  coincidencias. En la figura 3.15 se muestran las curvas de coincidencias registradas durante un intervalo de 5 s. En este caso la diferencia en el número de cuentas individuales no se debió a un problema de alineación sino que fue consecuencia directa de la diferencia en las cuentas de oscuridad de los detectores ( $250 s^{-1}$  y  $100 s^{-1}$ ). También puede verse que las curvas de correlación mantuvieron un alto contraste con visibilidades de 98 % en la base lineal ( $\alpha = 0^\circ, 90^\circ$ ) y de 96 % y 97 % en la base diagonal ( $\alpha = 45^\circ, 135^\circ$ ).

A partir de las mediciones que se muestran en la figura 3.15 se calculó el parámetro de Bell alcanzando el valor de  $S_{CHSH} = (2.72 \pm 0.08)$ , resultado que indica una clara violación de las desigualdades de Bell. Este experimento constituye la primera verificación de la violación de la desigualdad de Bell realizada en nuestro país.

# 4

## Estudio experimental de teorías no ergódicas: parte I

En este capítulo se expone un modelo simple de variables ocultas que aprovecha la definición de la ventana temporal de coincidencias  $T_w$  y se discute cómo la técnica de time-stamping permite estudiar esta clase de teorías no ergódicas. Se describen la técnica de medición de los tiempos de detección de los fotones y el análisis de las mismas, a partir de las cuales se calcula el parámetro  $S_{CHSH}$  para distintas ventanas  $T_w$ .

### 4.1. Modelo de Scalera para la detección de un fotón

Los modelos realistas locales que aprovechan el llamado coincidence-loophole violan las desigualdades de Bell, aún con dispositivos experimentales idealmente perfectos. Esta clase de modelos, que se consideran una clase particular dentro de la llamada teoría no ergódica (ver apéndice B) [Buo78, Khr09], explotan el tamaño finito de la ventana temporal que define una coincidencia y no se pueden refutar en base a mediciones de tasas de coincidencias.

En particular, en el año 1983 Scalera propuso un modelo de variables ocultas local, donde la función de correlación depende del valor de la ventana temporal de coincidencias [Sca83]. En este modelo se supone que la fuente  $S_c$  emite dos haces de luz correlacionados viajando en direcciones opuestas, donde a cada haz se lo visualiza como una cinta continua con forma de hélice que se propaga en una dirección paralela a su eje (figura 4.1). Cuando un haz llega a

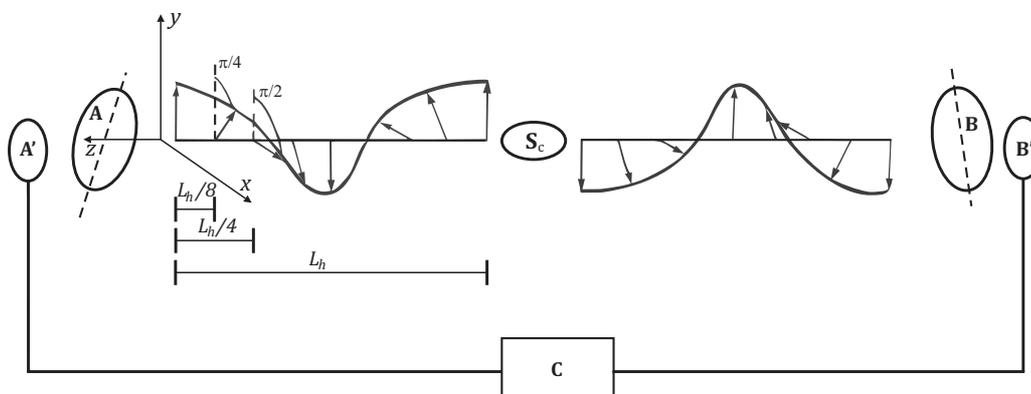


Figura 4.1: Modelo de Scalera en su forma más simple. Se asume que cada fotón es una cinta con forma de hélice. A y B son los polarizadores, A' y B' son los detectores, C es el contador de coincidencias y  $L_h$  es el paso de la hélice. Las flechas representan las variables ocultas del proceso.

un polarizador, en la cinta se marca la orientación angular del mismo ( $\alpha$  para la estación A y  $\beta$  para la estación B). Detrás del polarizador se ubica el detector de fotones que “integra” la “energía” contenida en la cinta desde la primera hasta la siguiente dirección marcada. Sólo se registra un evento cuando dos direcciones marcadas sucesivas entran en el detector, se supone que este último ignora la porción inicial de la cinta, anterior a la primera dirección marcada.

En estas condiciones, si los ejes de los polarizadores en A y B son paralelos, los dos detectores registrarán eventos al mismo tiempo existiendo una total correlación entre los dos conjuntos de detecciones. En cambio, si ellos forman un ángulo  $\theta = \alpha - \beta > 0$ , la marca en la cinta A se encontrará a una distancia  $\theta L_h/2\pi$  detrás de la marca en la cinta B (atención:  $L_h$  es el paso de la hélice, una distancia arbitraria y desconocida, y no la longitud de onda de la radiación). Por lo tanto, el tiempo que transcurre entre las detecciones en A y B será

$$t_A - t_B = \frac{\theta L_h}{2\pi c}, \quad (4.1)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz. Por definición, dos eventos son coincidentes si

$$|t_A - t_B| \leq T_w, \quad (4.2)$$

donde  $T_w$  es la duración de la ventana temporal del aparato de conteo. En base a las ecuaciones 4.1 y 4.2 se puede definir un ángulo crítico  $\theta_c$

$$\theta_c \equiv \frac{2\pi c T_w}{L_h}. \quad (4.3)$$

Si el ángulo entre los polarizadores es menor que  $\theta_c$  se detectará una coincidencia mientras que, si es mayor, las cuentas aparecerán como descorrelacionadas. La probabilidad de observar una coincidencia, en función de éste ángulo, tiene la forma de una función escalón que puede violar los límites impuestos por LR (figura 4.2). En particular, se observa una violación de la desigualdad de Bell si

$$\frac{\pi}{8} \leq \theta_c < \frac{3\pi}{8}. \quad (4.4)$$

Esto puede verse fácilmente si se usa la expresión simplificada del parámetro de correlación de Bell [CS78]

$$S = 8[P(\pi/8) - P(3\pi/8)] \quad (4.5)$$

que coincide con la expresión usual en el límite de un número infinito de fotones detectados. Para  $\theta_c$  que satisface la ecuación 4.4 se obtiene  $S = 4$ , un valor más grande que el límite de 2 del realismo local y también más grande que el valor predicho por la mecánica cuántica de  $2\sqrt{2}$ . Como  $L_h$  es un parámetro libre, no importa que tan pequeña pueda ser  $T_w$ , siempre es posible conseguir que el ángulo crítico  $\theta_c$  alcance cualquier valor deseado y que viole LR. Mientras  $T_w$  está definida durante el experimento (lo que ocurre en casi todos los casos) siempre podrá haber una correlación.

Introduciendo alguna aleatoriedad y ajustando algunos detalles [Sca84], el modelo de Scaleri ajusta la función de probabilidad sinusoidal (y el valor exacto de  $S$ ) predicha por la mecánica cuántica, incluso para un dispositivo experimental en el cual se empleen las dos

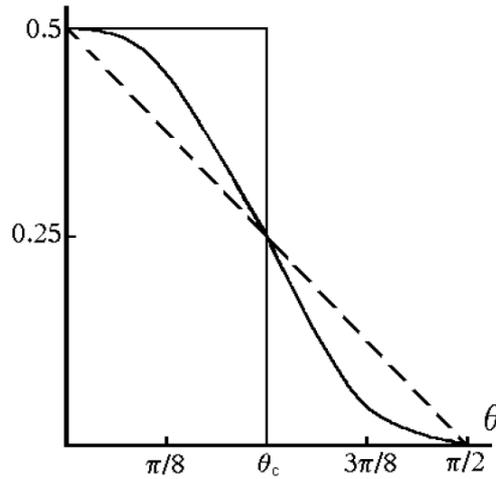


Figura 4.2: Probabilidad de coincidencias en función del ángulo entre los polarizadores  $\theta = \alpha - \beta$ . La línea punteada corresponde al límite impuesto por el realismo local (LR): ninguna curva puede estar por encima de esta línea en el intervalo  $(0, \pi/4)$  y por debajo de ésta en  $(\pi/4, \pi/2)$ . La curva sinusoidal es la predicción cuántica para el estado completamente simétrico  $|\phi^+\rangle$ . La función escalón corresponde al modelo de Scalera con  $\theta_c = \pi/4$ . Puede observarse que ésta última viola el límite LR de forma aún más notoria que la predicción cuántica.

salidas de los polarizadores.

En esta clase de teorías no ergódicas (NETs), ningún fotón emitido por la fuente se pierde; todo lo que sucede es que la detección se corre en el tiempo. Esta clase de NETs pueden pasar desapercibidas incluso en un experimento ideal cuya óptica y detectores tengan una eficiencia del 100% y con polarizadores cuyas orientaciones varíen rápidamente al azar. De hecho, esta clase de teoría no había sido refutada antes de este trabajo.

## 4.2. Time-stamping como herramienta para el estudio experimental de teorías no ergódicas

En los experimentos de EPRB las correlaciones se miden tradicionalmente empleando una unidad de detección de coincidencias con una ventana temporal fija. Esto se hace así aún en los experimentos más sofisticados de teleportación [MHS<sup>+</sup>12]. Si se desea cambiar el tamaño de la ventana, siempre y cuando el diseño del circuito así lo permita, la medida debe repetirse nuevamente. Esta característica es la que permite funcionar el coincidence-loophole.

Sin embargo, si se registran los tiempos de detección de cada fotón, se cuenta con mucha más información. Esta técnica se conoce como time-stamping y permite variar el valor de  $T_w$  después de que el experimento ha finalizado, haciendo imposible que exista alguna correlación de los valores de  $T_w$  con los de  $L_h$  y  $\theta$  (ecuación 4.3).

Considerando el modelo más simple de Scalera, si se elige un valor de  $T_w$  lo suficientemente grande para que las detecciones en A y B siempre se encuentren dentro de la ventana de coincidencias, entonces se tiene que  $P(\theta) = 1/2$  para todo  $\theta$  y, de la ecuación 4.5,  $S = 0$ . Por otro lado, si se elige una ventana  $T_w$  muy pequeña,  $P(\theta) = 0$  para todo  $\theta \neq 0$  y nuevamente

se obtiene  $S = 0$ . En cambio, para valores intermedios de  $T_w$  el valor de  $S$  puede reproducir las predicciones de la mecánica cuántica.

En particular, en los límites de la doble desigualdad de la ecuación 4.4 (en realidad el límite inferior debe escogerse  $\theta_c < \pi/8$ )  $S$  cae a cero. Por lo tanto, si  $S$  se anula para una ventana  $T'_w$  porque cumple  $3\pi/8 = 2\pi cT'_w/L_h$  (ecuación 4.3), según el modelo de Scalera,  $S$  también debería caer a cero para una ventana temporal igual a  $T'_w/3$ . El valor máximo de  $S$  se alcanzaría para un valor de la ventana entre estas dos.

En las versiones más complejas de esta clase de NETs [Sca84] las transiciones de  $S$  son más suaves pero se mantienen las mismas características discutidas en el párrafo anterior.

Se propuso estudiar experimentalmente, implementando la técnica de time-stamping, el comportamiento de  $S_{CHSH} = S_{CHSH}(T_w)$  y, en base a este resultado, testear esta clase de NETs (*evaluación 1*).

Nótese que los archivos de datos están compuestos de:

- 1- detecciones que producen “pares de eventos coincidentes”, considerando que  $(t_A - t_B)$  no es estrictamente igual a cero debido a imperfecciones instrumentales.
- 2- detecciones que generan “ruido”, causadas por cuentas descorrelacionadas de los archivos A y B, y distribuidas uniformemente en el tiempo.

Es importante tener en cuenta que con una  $T_w$  grande aumenta el ruido en el número total de coincidencias y, por lo tanto, baja el valor de  $S$  medido. Por otro lado, si se disminuye el valor de  $T_w$  es posible mejorar el filtrado de las cuentas de ruido e incrementar el valor de  $S$  pero también disminuye el número total de coincidencias, lo que produce un aumento de las fluctuaciones estadísticas y de las barras de error. Si los archivos son demasiados ruidosos y  $S$  cae para un valor de  $T'_w$  relativamente pequeño, entonces, con una ventana igual a  $T'_w/3$ ,  $S$  podría disminuir con barras de error tan grandes que las dos curvas (la de la predicción cuántica y la de la predicción de las NETs) podrían resultar indistinguibles. También podría suceder que  $T'_w/3$  se encuentre por debajo de la mínima resolución temporal del instrumento de medición que se empleó en el experimento. En consecuencia, el experimento no permitiría discriminar en forma inmediata, por lo menos de esta manera (con la curva  $S(T_w)$  por ejemplo), la teoría cuántica con respecto a esta clase de NETs.

Por otro lado, esta clase de NETs también se puede examinar (*evaluación 2*) midiendo el tiempo de separación promedio entre las detecciones de las estaciones A y B,  $\langle t_A - t_B \rangle$ , para cada valor del ángulo  $\theta$  entre los polarizadores. Esto es así porque, dejando de lado los detalles, esta clase de NETs desplaza en el tiempo las detecciones cambiando, de esta manera, la probabilidad de coincidencia  $P(\theta)$ . Por lo tanto, si esta clase de NETs fueran ciertas,  $\langle t_A - t_B \rangle$  debería ser alguna función apropiada de  $\theta$  [Sca84, Not84]. Por supuesto, la mecánica cuántica no predice la existencia de esta correlación. La hipotética correlación entre los valores de  $\langle t_A - t_B \rangle$  y  $\theta$  no puede observarse midiendo sólo tasas de coincidencias, en cambio, sí puede examinarse a partir de los archivos de time-stamping, siempre y cuando la resolución temporal sea suficiente.

En resumen, en principio sería posible discriminar esta clase de NETs de la mecánica cuántica haciendo time-stamping, siempre y cuando la resolución temporal y el nivel del ruido de las mediciones lo permita.

### 4.3. Mediciones

La placa PCI6602 no sólo permite registrar que ocurrió un evento sino también en que instante de tiempo esto sucedió. Se aprovechó esta característica para implementar la técnica de time-stamping en el dispositivo experimental descrito en el capítulo 3.

Una vez alineados todos los elementos, de manera que los fotones que llegan a los SPCM se encuentren efectivamente en uno de los estados de Bell ( $|\phi^+\rangle$  en este caso), los detectores se conectaron directamente a la placa de conteo y se almacenaron los tiempos en que éstos emitieron un pulso eléctrico TTL. El time-stamping se controló mediante el reloj interno de la placa de conteo con  $12.5\text{ ns}$  de resolución. Esta resolución es inferior a la alcanzada en experimentos con time-stamping más sofisticados pero, para los propósitos de este trabajo, esta aproximación es una solución aceptable si se busca un balance entre costo y beneficio. Las mediciones se realizaron empleando un programa en Labview (figura 4.3) que genera dos archivos, uno por cada detector, con los tiempos de detección. El programa también permite

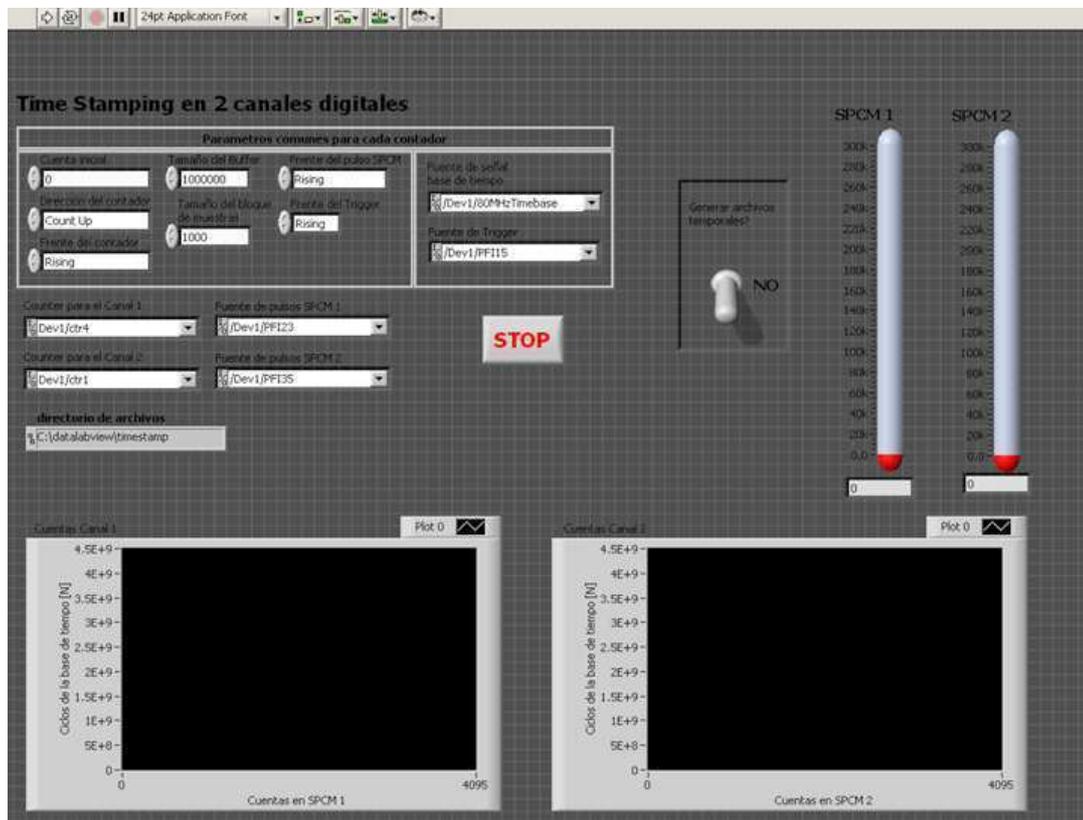


Figura 4.3: Imagen de la pantalla del software empleado para la adquisición de los tiempos de detección de los fotones generados por fluorescencia paramétrica. En el vértice superior izquierdo se encuentran los parámetros de control del programa.

visualizar en tiempo real el número de eventos almacenados por cada canal. Una vez finalizada la medición, las series de tiempos (en la base de tiempos de la placa de conteo) se guardan en formato ASCII para su posterior análisis. Cuando transcurren  $53.68\text{ s}$  de medición (que corresponde a  $2^{32} - 1$  intervalos de  $12.5\text{ ns}$ ), el programa continúa adquiriendo datos, pero se reinicia el conteo. A cada uno de estos períodos de  $53.68\text{ s}$  se lo llama “rampa”.

Delante de los detectores se colocaron filtros interferenciales y diafragmas variables pa-

ra reducir la cantidad de luz que llega a los mismos. Para las series de tiempos medidas, el polarizador fijo (estación A) se orientó en  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  y  $135^\circ$ . Y para cada orientación  $\alpha$ , el polarizador variable (estación B) se orientó en  $\beta = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 90^\circ, 112.5^\circ, 135^\circ, 157.5^\circ$  y  $180^\circ$ . De esta manera se obtuvo un conjunto de 72 archivos (considerando los dos detectores) a partir de las cuales se calcularon las curvas de contraste, para asegurarse que el dispositivo experimental no se haya desalineado, y el parámetro  $S_{CHSH}$ . El tiempo de adquisición, para cada combinación  $(\alpha, \beta)$ , fue de por lo menos 161 s donde cada detector registró  $\sim 88000$  eventos. Además, se realizó una medición adicional de 30 minutos con los polarizadores orientados en  $(\alpha, \beta) = (22.5^\circ, 0^\circ)$  para estudiar si existe alguna dinámica subyacente en la medición, tal como la que se halló en las mediciones del experimento de Innsbruck [WJS<sup>+</sup>98] (ver sección 4.4.3).

## 4.4. Análisis y resultados

### 4.4.1. Análisis de las series temporales y verificación de entrelazamiento

A continuación se describe el análisis de las series de tiempos que se obtuvieron mediante la técnica de time-stamping explicada en la sección anterior. Por cada combinación de la orientación angular de los polarizadores  $(\alpha, \beta)$  se generaron dos archivos (uno para la estación A y otro para la B). Lo primero que se estudió fue el corrimiento (delay) óptimo entre las series. En un dispositivo experimental ideal el delay óptimo es cero y el reloj de la placa de conteo define la resolución temporal. Sin embargo, estos valores ideales podrían modificarse debido a imperfecciones en el experimento (por ejemplo, tiempos de respuesta diferentes de los detectores, dispersión de las señales electrónicas, diferencia en el largo de los cables de los detectores a la placa, etc.).

Para determinar este delay se midió el número de coincidencias a medida que una de las series se desplazaba temporalmente en pasos de  $12.5 \text{ ns}$  (resolución de la placa).

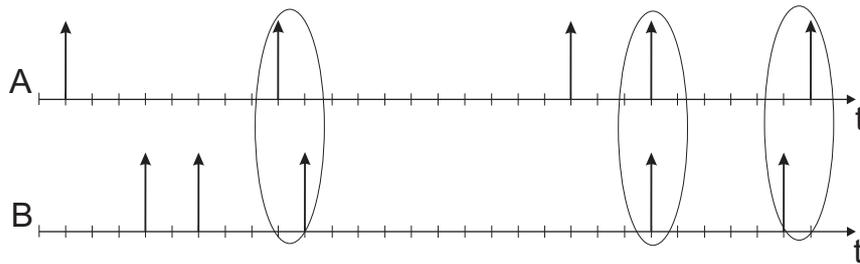


Figura 4.4: Esquema de coincidencias. Cada flecha representa la detección de un fotón en la base de tiempos de la placa de conteo. Las detecciones coincidentes se señalan con óvalos.

El delay óptimo es aquel que maximiza las coincidencias escogiendo la ventana temporal  $T_w$  más pequeña posible, que en este caso fue de  $12.5 \text{ ns}$ . Si  $t_A$  y  $t_B$  son los tiempos asociados a las mediciones en las estaciones A y B respectivamente, dos detecciones son coincidentes si se cumple la ecuación 4.2. La definición de coincidencia se representa esquemáticamente en la figura 4.4. En particular, se espera que el delay óptimo sea cercano a cero ( $-12.5 \text{ ns}$ ,  $0 \text{ ns}$  ó  $12.5 \text{ ns}$ ) porque los cables empleados tienen el mismo largo. El código en Matlab que se desarrolló para realizar estos cálculos se encuentra descrito en el Apéndice F.

En la figura 4.5 se muestra un histograma típico donde puede observarse la dependencia del número de coincidencias con el delay. Esta medición se realizó con ambos polarizadores orientados a  $0^\circ$  (en esta condición sólo pasan los fotones con polarización H). Claramente se distingue un máximo en el número de coincidencias si el delay entre las series es de  $0 \text{ ns}$  (1586 coincidencias) ó de  $12.5 \text{ ns}$  (1567 coincidencias).

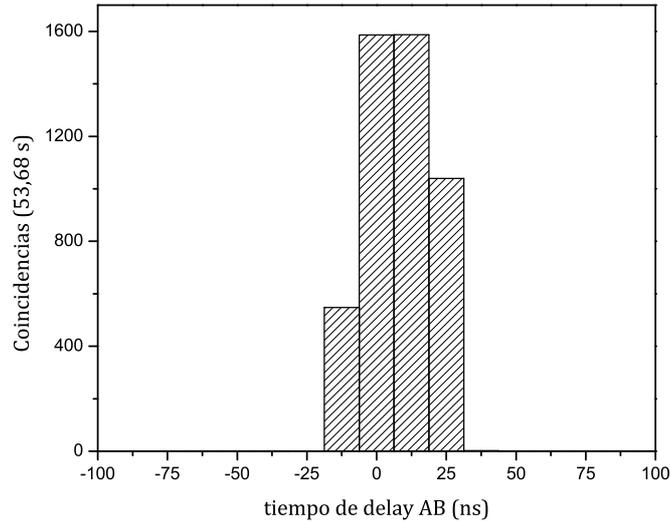


Figura 4.5: Histograma del número de coincidencias en función del delay entre las series A y B. El paso del delay es de  $12.5 \text{ ns}$ . Tiempo de medición:  $53.68 \text{ s}$ . Las mediciones A y B corresponden a los archivos S11439D1 y S11439D2 respectivamente cuando  $(\alpha, \beta) = (0^\circ, 0^\circ)$ .

En las restantes series medidas se mantuvo el mismo comportamiento con un delay óptimo efectivamente igual a  $0 \text{ ns}$  para la mayoría de los archivos. Una vez hallados los delays óptimos para cada par de series, se calcularon las coincidencias escogiendo un ventana temporal de  $12.5 \text{ ns}$ . En la figura 4.6 se muestran las curvas de contraste obtenidas después de restar las coincidencias accidentales. Este resultado es importante porque señala que el sistema de detección no se desalineó durante toda la medición (formada por 72 archivos) que demandó más de 3 horas. El número de coincidencias, sin restar las accidentales, va desde 4652 ( $\theta = 0^\circ$ ) a 68 ( $\theta = 90^\circ$ ). En la figura puede verse que la visibilidad se mantuvo alta, 97% en la base lineal y de 95% en la base diagonal garantizando que las mediciones con time-stamping efectivamente corresponden a los tiempos de detección de fotones en estados entrelazados. Con estos datos se calculó el parámetro de correlación  $S_{CHSH} = (2.71 \pm 0.03)$  escogiendo una  $T_w = 12.5 \text{ ns}$ .

#### 4.4.2. Estudio experimental del modelo de Scalera

A continuación se explica el estudio de esta clase de NETs que se realizó en base a las mediciones con time-stamping. Para este análisis sólo se utilizaron los archivos correspondientes a las 16 orientaciones de los polarizadores requeridos en el cálculo del parámetro  $S_{CHSH}$ . Esto implica un total de 32 archivos con datos acumulados durante  $161 \text{ s}$  en cada uno de ellos. Para este conjunto de archivos se calculó el valor de  $S_{CHSH}$  para diferentes ventanas  $T_w$ . La dependencia de este parámetro con la ventana de coincidencias se presenta en la figura

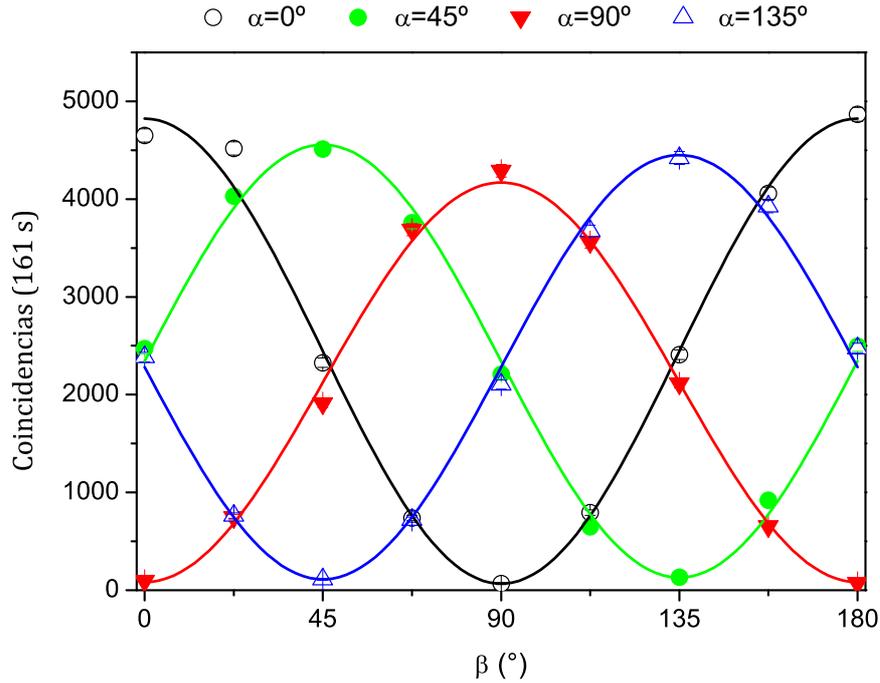


Figura 4.6: Curvas de contraste obtenidas con time-stamping para una ventana temporal  $T_w = 12.5$  ns. Las líneas continuas corresponden a las curvas teóricas calculadas usando la ecuación 3.5.

4.7 (recuérdese que el cálculo se realiza siempre sobre los mismos archivos, una vez que el experimento ha finalizado). Los resultados experimentales mostraron que  $S_{CHSH}$  disminuye lentamente a medida que aumenta  $T_w$ , debido a que se incorporaron más y más pares no correlacionados en el cálculo de  $S_{CHSH}$ . Por lo tanto, el valor de  $T'_w$  (sección 4.2) que define la ventana a partir de la cual  $S$  cae a cero (según el modelo de Scalera) no está bien definida. Se puede tomar uno de los siguientes criterios:

- 1-  $T'_w$  es el valor de  $T_w$  para el cual  $S_{CHSH} = 2$  (límite LR);
- 2-  $T'_w$  es el codo de la curva.

En el primer caso  $T'_w \approx 10$   $\mu s$ , por lo tanto, en  $T'_w/3 \approx 3$   $\mu s$  debería observarse la segunda caída en el valor de  $S_{CHSH}$ . Con respecto al segundo caso, para  $T'_w \approx 2$   $\mu s$  se espera que la caída de  $S_{CHSH}$  ocurra en  $T'_w/3 \approx 700$  ns. Los resultados experimentales (figura 4.7) indicaron que tanto en 3  $\mu s$  como en 700 ns, la curva se mantuvo plana y el error de  $S_{CHSH}$  permaneció bajo ( $< 2\%$ ). En consecuencia, los resultados obtenidos refutan el modelo de Scalera y sus variantes inmediatas.

Puede verse claramente que en el rango temporal de interés (esto es, en la región donde se esperaba encontrar  $T'_w/3$ ) la curva permanece plana y bien definida en  $S_{CHSH} \approx 2.7$ , en completo acuerdo con las predicciones de la mecánica cuántica.

El nuestro no es el único experimento con time-stamping. Por otros motivos, en 1998 se realizó uno en Innsbruck [WJS<sup>+</sup>98] usando esta misma técnica con una resolución mínima de 0.5 ns. Además, las estaciones A y B estaban separadas 355 m y las orientaciones de los polarizadores se variaron al azar durante el “tiempo de vuelo” de los fotones desde la fuente a las estaciones. Cada estación de medición básicamente contaba con un modulador electro-óptico cuya tensión se controlaba por medio de un generador de números al azar, un

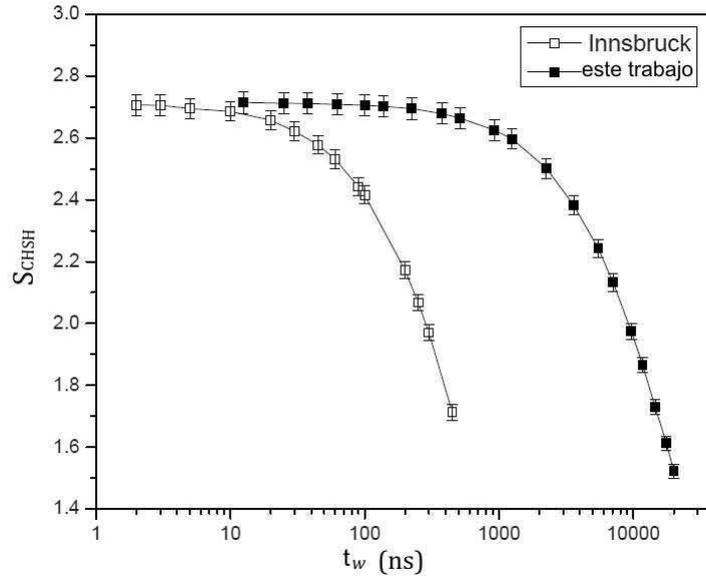


Figura 4.7: Parámetro de correlación  $S_{CHSH}$  en función de la ventana  $T_w$ . Observar que la escala horizontal es logarítmica y que en las mediciones se indican las barras de error. ■ resultados provenientes del experimento presentado en esta Tesis (polarizadores fijos). □ resultados obtenidos con las mediciones del experimento de Innsbruck (polarizadores variables), archivo *longdist35* (delay = 4.5 ns).

cubo polarizador y dos fotodiodos de avalancha (designados como “V” y “H” de acuerdo a la ubicación que tenían con respecto a la salida del polarizador). Cada observador cambiaba la dirección del análisis de la polarización usando el modulador: cuando se aplicaba tensión la polarización del fotón que lo atravesaba rotaba  $45^\circ$ ; en caso contrario, la rotación era de  $0^\circ$ .

Los cálculos de  $S = S_{CHSH}(T_w)$  se repitieron usando el archivo *longdist35* (este archivo se eligió entre aquellos que fueron publicados por el grupo, disponibles en la web [WJS<sup>+</sup>98]). En la figura 4.7 puede verse que la curva es casi idéntica a la obtenida con los datos del experimento realizado en este trabajo, salvo que cae para un valor más chico de  $T_w$ . Esto se debe al mayor número de cuentas de “ruido”, por el elevado número de detecciones ( $\approx 35$  kHz) en este experimento.

Si se considera el criterio de  $S_{CHSH} = 2$  entonces  $T'_w \approx 250$  ns y, por lo tanto, la caída también debería observarse en  $T'_w/3 \approx 85$  ns. Por otro lado, si se considera el criterio del codo de la curva,  $T'_w \approx 90$  ns y, en consecuencia,  $T'_w/3 \approx 30$  ns. Sin embargo, una vez más, la curva se mantuvo plana tanto en 85 ns como en 30 ns y los errores en todos los casos fueron muy pequeños (menores al 2%).

Así, estos resultados permiten refutar esta clase de NETs incluso para el caso en el que los polarizadores varían al azar.

Es importante notar que en los archivos del experimento de Innsbruck los resultados pueden ser ambiguos. Dependiendo del valor de  $T_w$  y del delay entre las listas A y B, una detección podía producir una coincidencia en un cierto subconjunto (que corresponde a una dada orientación de los polarizadores), en otro subconjunto diferente o no producir ninguna coincidencia en ningún subconjunto. En términos generales, las NETs que usan el coincidence-loop-hole deberían mostrar una correlación entre el ángulo de los polarizadores ( $\theta$ ) y el tiempo

de detección. Se buscó entonces determinar si existe alguna correlación entre la separación temporal promedio en las detecciones coincidentes en A y B,  $\langle t_A - t_B \rangle$ , y el ángulo  $\theta$  (en la sección 4.2 se refirió a ella como *evaluación 2*). En los datos de nuestro experimento no se encontró ninguna dependencia en el valor de  $\langle t_A - t_B \rangle$  con  $\theta$ . Todas las coincidencias, para las 16 diferentes orientaciones de los polarizadores, se encontraron para el mismo valor de delay.

Es interesante resaltar que algunas de estas distribuciones (la N03 de la figura 4.8, por ejemplo) tenían muchas coincidencias que caían afuera del pico principal. Algunas de ellas mostraban incluso picos secundarios bien definidos, tanto a la izquierda como a la derecha del pico principal, y a distancias tan grandes como 25 ns. Éstos podían conducir a resultados confusos si se calculaba a *ciegas*  $\langle t_A - t_B \rangle$ , en vez de extraer esta información de los perfiles. El origen de esta anomalía no es clara. Una posible causa sería la deriva (*drift*) entre los relojes de las estaciones A y B. Esta hipótesis está avalada por el hecho de que en el dispositivo experimental del experimento realizado en esta Tesis, donde se usó un sólo reloj, no se observó esta anomalía.

Se encontró que una manera más segura de verificar si existía alguna variación de  $\langle t_A - t_B \rangle$  con  $\theta$ , o no, era en base a los 16 histogramas o distribuciones (uno para cada orientación de los polarizadores) del número de coincidencias en función de  $t_A - t_B$ . Los picos principales de las 16 distribuciones tienen un ancho típico de 1 ns y caen en un intervalo con un ancho de 1.6 ns por lo que ellos apenas son distinguibles. Esta separación es muy pequeña como para deberse a un efecto de “coincidence-loop-hole”. A modo ilustrativo en la figura 4.8 se muestra

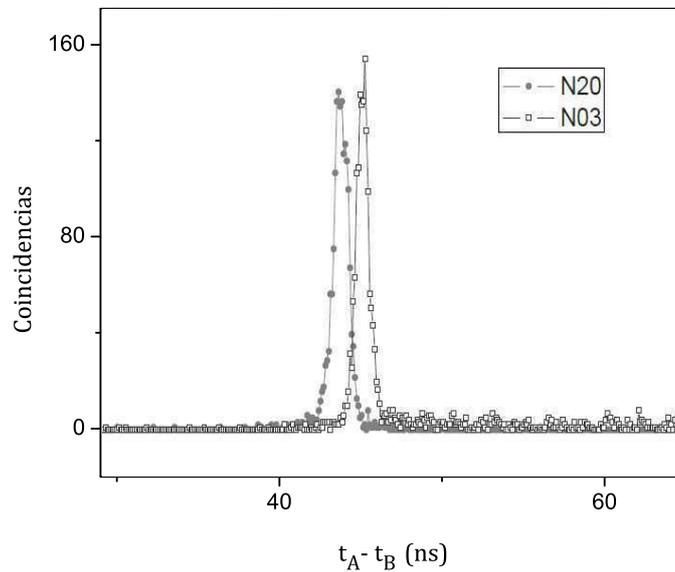


Figura 4.8: Distribución del número de coincidencias en función de  $t_A - t_B$  (experimento de Innsbruck). Las coincidencias N03 se obtienen en la configuración: tensión en A = no, detector en A = “V”, tensión en B = si, detector en B = “H”,  $\theta = \pi/8$ . Número total de cuentas = 1984, pico de coincidencias centrado en 45.2 ns, FWHM = 0.9 ns. Para N20 se tiene: tensión en A = no, detector en A = “H”, tensión en B = no, detector en B = “V”,  $\theta = -\pi/8$ . Número total de cuentas = 1801, pico de coincidencias centrado en 43.6 ns, FWHM = 1 ns. Archivo: longdist35,  $T_w = 45$  ns, delay = 4.5 ns.

las dos distribuciones más separadas en la corrida (las otras 14 caen entre ellas). Además, no se encontró ninguna tendencia de variación de  $\langle t_A - t_B \rangle$  con  $\theta$ . Un análisis detallado reveló que todas las distribuciones de la forma “0j” y “1j” (que corresponden a un detector específico que registra un fotón en la estación A) estaban corridas  $\approx 1$  ns, independientemente del valor de  $\theta$ . Por lo tanto se concluyó que el corrimiento observado (el cual es, de todos modos, muy chico) era un artifact causado por un detector que tenía un tiempo de respuesta menor que el otro, y no debido a un efecto predicho por la clase de NETs que se estudiaron en este capítulo.

En resumen: tanto los datos del experimento presentado en esta Tesis (con polarizadores fijos y subconjuntos de datos bien definidos) como los del experimento de Innsbruck (con polarizadores que variaban al azar y subconjuntos de datos ambiguos) mostraron una variación de  $S = S(T_w)$  en acuerdo con la mecánica cuántica y con una notable discrepancia con las predicciones de las NETs del tipo de Scalera. Además, en ninguno de estos experimentos se observó una correlación entre  $\langle t_A - t_B \rangle$  y  $\theta$ . Por lo tanto, se concluye que esta clase de NETs han sido refutadas.

#### 4.4.3. Búsqueda de dinámica de baja dimensión

El experimento descrito en las secciones anteriores permitió también completar un estudio que se había encarado anteriormente, y que consistía en la búsqueda de una dinámica subyacente en los datos del experimento de Innsbruck. Con “dinámica subyacente” se quiere indicar la hipótesis de que los tiempos en que los fotones eran detectados no ocurrían totalmente al azar, sino que estaban regidos por algún proceso desconocido que sería, al menos parcialmente, determinista. Estos procesos desconocidos son los que estarían asociados a la existencia de una NETs. En otras palabras: según la mecánica cuántica, la aleatoriedad observada en el resultado de cada medición particular es una característica intrínseca del mundo microscópico. Según las NETs, en cambio, el resultado de cada medición queda determinado (o, al menos, influido) por un proceso caótico subyacente. El análisis no lineal de series de tiempos experimentales podría permitir, en condiciones favorables, discriminar un caso del otro aun sin conocer los detalles del hipotético proceso subyacente.

Ese fue el programa de investigación que se llevó a cabo en [HKS07], usando la casi totalidad de los datos time-stamped del experimento de Innsbruck. El resultado fue que no se encontró señales de dinámica subyacente en ninguno de los archivos salvo en uno, el llamado *longtime1+newlongtime2*, que correspondía a la medición continua más larga realizada en tiempo real (6 minutos). El criterio que permite diferenciar un proceso caótico de uno aleatorio es la existencia (o no) de un objeto compacto en el espacio de fases, de dimensión definida. Este es un criterio mucho más poderoso que hacer un análisis lineal de los datos (por ejemplo, la transformada de Fourier). Si la dinámica es caótica, la dimensión de ese objeto es, además, fractal. Sin embargo, para los objetivos del estudio realizado no es tan importante determinar la dimensión del atractor como su *dimensión de embedding* ( $d_E$ ), que es el número mínimo de dimensiones necesarias para poder “desplegar” el atractor en el espacio de fases.

El *teorema de embedding* garantiza que es posible reconstruir un atractor desconocido con una serie de vectores fabricados a partir de series de tiempos de mediciones escalares [Aba96]. La dimensión de esos vectores da la dimensión de la reconstrucción (en el espacio de fases).

Si la dimensión de la reconstrucción es menor que la del atractor verdadero, aparecerán como próximos, o vecinos, puntos que en realidad no lo son (por ejemplo, cuando se dibuja un cubo en un plano, aparecen cercanos vértices que en realidad están lejos). Al aumentar la dimensión de los vectores, estos puntos “falsos vecinos” irán desapareciendo gradualmente. Cuando la dimensión de la reconstrucción es igual o mayor que  $d_E$ , (en el ejemplo anterior: si se “dibuja” un cubo en el espacio) ya no desaparecerán más puntos al aumentar la dimensión, ya que todos los puntos vecinos serán “verdaderos”. Así, la medición de la proporción de “falsos vecinos” a medida que se aumenta la dimensión de la reconstrucción del atractor da una medida de  $d_E$ . Si la proporción de falsos vecinos (*false nearest neighbours*, *fnn*) cae suavemente a cero y permanece en cero a medida que sube la dimensión de la reconstrucción, entonces el valor más pequeño de esa dimensión para la que *fnn* se hace cero da el valor de  $d_E$ . Si en cambio, *fnn* no cae, o cae abruptamente, o vuelve a subir después de tocar el cero, entonces el atractor no tiene  $d_E$  definida y se puede considerar que la serie no está regida por una dinámica subyacente. Por supuesto, ante una serie experimental, finita y ruidosa, la técnica enfrenta limitaciones prácticas, que no se discutirán aquí [Kov04].

En el archivo *longtime1+newlongtime2* se logró detectar inequívocamente la existencia de un atractor caótico de  $d_E = 8$  (ver figura 4.9), reconstruir el atractor y hasta predecir parte de la serie de tiempos, lo que constituyó un alerta para los esquemas de distribución cuántica

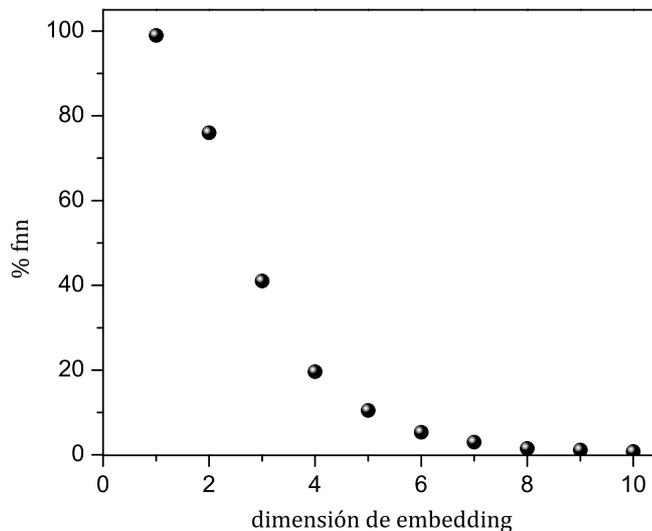


Figura 4.9: Porcentaje de *fnn* vs.  $d_E$  para el archivo del experimento de Innsbruck *longtime1+newlongtime2* (tiempo real = 6 minutos), para el subset Alice = 0, Bob = 1 (2261 puntos, el más corto de los 16 subsets), ventana de coincidencias 10 *ns*. Variable  $(T_{n+1} - T_n)_{Alice}$  (tiempo entre coincidencias sucesivas medidas en la estación Alice) (extraído de [HKS07]).

de claves, ya que esa técnica permitía un nuevo esquema de ataque por parte de un espía, que sería indetectable por los métodos conocidos hasta ese momento. Sin embargo, se juzgó que ese resultado no era suficiente para proclamar que se había revelado la existencia de NETs, ya que había varios *artifact* posibles que generaran esa dinámica, tales como fluctuaciones mecánicas inducidas por micro-terremotos, o variaciones térmicas. Lamentablemente, para cuando se terminó el estudio de [HKS07] el experimento de Innsbruck ya había sido desmantelado, así que fue imposible buscar la causa. Cuando se consultó a uno de los realizadores (Gregor Weihs)

sobre el posible origen de la dinámica observada, opinó que podía deberse a un desplazamiento (*drift*) entre los relojes de las estaciones Alice y de Bob. Esta hipótesis era consistente con el hecho de que la dinámica de baja dimensión fue observada sólo en la medición más larga realizada en tiempo real. Había pues interés en testear esta hipótesis para dilucidar, al menos en parte, el origen de la dinámica detectada en [HKS07]. Para esto se realizó una corrida de nuestro experimento con un tiempo muy largo (30 minutos), lo que requirió resolver un problema técnico. Sucede que la placa NI 6602 está diseñada para contar procesos periódicos, no aleatorios. Cuando dos señales de entrada llegan dentro de los 12,5 ns de la resolución temporal, la placa a menudo no puede contarlas, emite una señal de error y detiene el conteo, lo que arruina toda la medición. Si bien el experimento se realizó a un tasa de conteo baja (lo que se hizo reduciendo la intensidad del láser de bombeo), en un tiempo tan largo es estadísticamente muy probable que dos cuentas sucesivas caigan muy cerca. Para atenuar este problema, se insertó un circuito que alargaba los pulsos TTL provistos por los SPCM hasta 100 ns, de manera que “tapara” cualquier señal que llegara demasiado cerca en el tiempo y la placa la ignorara. Esto no resolvió totalmente el problema, pero permitió realizar la medición después de algunos intentos fallidos.

La variable física que se empleó para la reconstrucción del atractor, tanto en el extenso estudio de [HKS07] como aquí, fue la separación temporal entre dos coincidencias sucesivas ( $T_{n+1} - T_n$ ) para una cierta orientación de los analizadores. Esta variable se eligió por estar medida directamente, es decir, por no requerir una elaboración numérica que pudiera introducir efectos espurios. Como se ve en la figura 4.10, el mismo análisis realizado en figura 4.9

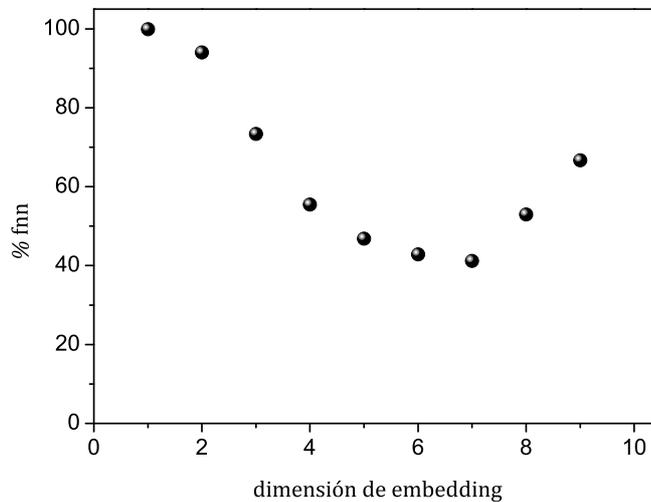


Figura 4.10: Porcentaje de fnn vs.  $d_E$  para el archivo de 30 minutos de longitud de tiempo real recogido en este trabajo (archivos: 29\_04\_2009\_1722\_det1 y 29\_04\_2009\_1722\_det2). Variable  $(T_{n+1} - T_n)_A$  (tiempo entre coincidencias sucesivas medidas en la estación A), ventana de coincidencias 12,5 ns. Polarizadores fijos,  $\alpha = 22.5^\circ$ ,  $\beta = 0^\circ$ ; número de puntos: A= 1164007, B= 1073277.

no arrojó un valor de  $d_E$  definido, es decir, no se halló rastro de la existencia de una dinámica subyacente, a pesar de que la cantidad de elementos de la serie de tiempos disponible para el análisis (lo que da una medida del ruido) era 500 veces mayor, y el tiempo real 5 veces más largo que en *longtime1 + newlongtime2*.

Teniendo en cuenta el problema de la ambigüedad de los datos del experimento de Innsbruck antes mencionado, el resultado obtenido aquí, en el que no hay ambigüedad sobre la orientación de los analizadores y se emplea un solo reloj, es un fuerte indicio de que la dinámica con  $d_E=8$  era un artefacto producido por el drift entre los relojes. El indicio no puede ser totalmente concluyente dadas las muchas diferencias existentes entre ambos experimentos.

## 4.5. Otras posibles NETs

El experimento realizado con un láser de bombeo continuo permitió ganar experiencia en un área nueva para el laboratorio, como era el de medición de correlaciones entre detecciones de fotones individuales, y también poner a punto una técnica de time-stamping con medios económicos que, a pesar de algunas limitaciones, resultó satisfactoria para los objetivos de este trabajo. En particular, se logró refutar el modelo del fotón de Scalera, que había quedado sin testear, así como sus variantes más sencillas.

Sin embargo, para refutar teorías no ergódicas más complejas es necesario conocer no sólo el momento de detección de cada fotón, sino también su momento de emisión o, por lo menos, saber cuándo éste *no* fue emitido [LG04]. Algunas NETs suponen que el sistema físico o el hipotético éter va “aprendiendo” a medida que más y más fotones atraviesan el dispositivo experimental [Not84, MJDR11], por lo que también es necesario fijar un “comienzo” del experimento y medir la evolución del entrelazamiento a partir de ese momento. Ningún experimento realizado hasta ahora había encarado estos problemas. Las dos alternativas experimentales propuestas en [LG04] para testear estas NETs eran: 1) un esquema de transferencia de entrelazamiento (*entanglement swapping*) [PBWZ98] empleando dos pares de fotones entrelazados; 2) un experimento con sólo un par de fotones entrelazados pero con un bombeo pulsado, de tal modo que la separación de los pulsos fuera mucho mayor que su separación y que la resolución temporal del sistema. Además, para testear las teorías que suponen la existencia de un efecto de “aprendizaje” era conveniente que el pulso de bombeo fuera más largo que la resolución del sistema de medición. Todas esas condiciones se satisfacen con un pulso de bombeo del orden de 100 ns de duración, separado no menos de 10  $\mu$ s (o repetición menor que 100 kHz). Las fuentes láser posibles para este bombeo son: o un diodo láser en 405 nm como el de este capítulo, pero pulsado, o bien emplear la tercera o cuarta armónica de un láser sólido con Q-switch. Dada la experiencia de nuestro laboratorio en el desarrollo de láseres sólidos, y a que la tercera armónica de los láseres de Nd (355 nm) produce radiación paramétrica degenerada en 710 nm (el máximo de eficiencia de detección de los SPCM), nos inclinamos por la segunda alternativa. Como se verá después (pero no lo sabíamos al hacer esta elección), la excelente longitud de coherencia del láser sólido representó una ventaja adicional por sobre el diodo láser. En el siguiente capítulo se describe el láser de Nd:YVO<sub>4</sub> con generación de tercera armónica especialmente diseñado y construido para este estudio. Resultó ser un desarrollo original y valioso, que mereció una publicación en una revista internacional de la especialidad. En los capítulos subsiguientes se describe el experimento de medición de las desigualdades de Bell con resolución temporal, el primero con estas características realizado en el ámbito internacional, que permitió refutar las NETs basadas en el coincidence-loophole o, por lo menos, imponerles nuevas y muy severas restricciones.

---

# 5

## Láser de Nd:YVO<sub>4</sub> triplicado en frecuencia

En el siguiente capítulo se describe el diseño, armado y caracterización de un láser de estado totalmente sólido de Nd:YVO<sub>4</sub> implementando la configuración de bombeo transversal con un único array de diodos láser. El láser puede operar en el régimen continuo o pulsado (con la técnica de Q-switch activo) y cuenta con una etapa de doblado y triplicado en frecuencia usando cristales no lineales afuera de la cavidad.

### 5.1. Motivación

El eje de esta Tesis es la construcción de fuentes de pares de fotones entrelazados en polarización para el estudio de teorías no ergódicas. La detección se realiza con módulos para conteo de fotones cuya eficiencia varía con la longitud de onda de la luz incidente. En particular, estos dispositivos tienen una eficiencia de detección pico mayor al 70 % para fotones que se encuentran entre 690 *nm* y 710 *nm* (figura 3.3). Por lo tanto, si se consiguiera producir pares de fotones por fluorescencia paramétrica dentro de este rango de longitudes de onda, se incrementaría un 20 % la eficiencia de detección con respecto a la que se tenía para fotones en 810 *nm*, usando los mismos detectores. Además, para estudiar la validez general de NETs se requiere una fuente pulsada de fotones entrelazados (ver capítulos 7 y 8).

Un láser que emita pulsos de nanosegundos en la longitud de onda de 355 *nm* permitiría realizar experimentos que satisfagan los requerimientos mencionados arriba. El desarrollo de este láser implicó abordar diferentes problemas que fueron tenidos en cuenta en el diseño final de este prototipo. El estudio incluyó encontrar un diseño apropiado para el montaje del cabezal del láser, evaluar el sistema de enfriado, técnicas de acople de la radiación de bombeo al medio activo y efectos térmicos que afectan el desempeño del láser, entre otros. Aunque hoy en día los láseres de estado sólido bombeados por diodos se encuentran en el mercado, entendemos que diseñar, construir y verificar la operación por tiempo prolongado de este dispositivo representa un aporte valioso a la tecnología de nuestro país.

### 5.2. Medio activo y láser de bombeo

Los láseres de estado totalmente sólido bombeados por diodos son dispositivos muy prácticos por su alta eficiencia y diseño compacto. Existe una amplia variedad de sólidos cristalinos dopados con tierras raras que pueden emplearse como medios de ganancia en láseres. En

particular, el vanadato de itrio dopado con neodimio (Nd:YVO<sub>4</sub>) es un cristal muy atractivo como medio activo en el diseño de láseres bombeados por diodos. En comparación con el Nd:YAG, los láseres de Nd:YVO<sub>4</sub> tienen baja dependencia en la longitud de onda del bombeo (ante un corrimiento de la temperatura del diodo), alta eficiencia pico, bajo umbral de láser y emisión linealmente polarizada, entre otros [KLG<sup>+</sup>99, Koe06]. Para más detalles del medio activo consultar el apéndice G.

Los láseres de Nd:YVO<sub>4</sub> emiten típicamente en la longitud de onda de 1064 nm y pueden pulsarse mediante la técnica de Q-switch. Por lo tanto, es posible usar cristales no lineales para triplicar en frecuencia y diseñar un láser que emita pulsos de nanosegundos en 355 nm. En este tipo de láseres el medio activo se excita mediante bombeo óptico. Hoy en día, los diodos láser son la fuente de bombeo más elegida porque permiten excitar directamente ciertas transiciones láser, sin perder potencia en otras regiones del espectro, gracias a que el ancho de banda de su espectro de emisión es angosto y se superpone con la banda de absorción del medio activo.

Para este prototipo se empleó, como fuente de bombeo, un array de diodos IMC (ASM808-20W2) de 20 W de emisión continua en 808 nm [apéndice G]. El dispositivo está conformado por 46 emisores independientes con un área de emisión de 80×1 μm<sup>2</sup> cada uno. El arreglo lineal de diodos excita transversalmente una barra rectangular de Nd:YVO<sub>4</sub> *a*-cut (el eje de la barra coincide con el eje *a* del cristal) de 2×2×10 mm<sup>3</sup> con un dopaje del 1% de átomos de neodimio (Castech). Para reducir las pérdidas ópticas en las interfases, los extremos (2×2 mm<sup>2</sup>) de la barra y la cara lateral pulida por donde incide el bombeo (2×10 mm<sup>2</sup>) tienen un recubrimiento AR para 1064 nm y 808 nm, respectivamente.

La barra de Nd:YVO<sub>4</sub> y el array de diodos se dispusieron en un único montaje, diseñado en este laboratorio, formado por dos piezas de cobre con un depósito electrolítico de oro para mejorar la disipación del calor. El montaje cuenta con una cavidad rectangular dentro de la cual se pegó la barra con un adhesivo siliconado transparente a 808 nm y buen conductor del calor (Sylgard 186).

El bombeo transversal (side-pumped) es una configuración que permite escalar fácilmente en potencia. Para que éste sea eficiente, es necesario acoplar apropiadamente la luz emitida por el arreglo de diodos al medio activo. Para ello se tuvo que tener en cuenta que los diodos emiten un haz astigmático de sección casi rectangular con una divergencia típica de 10° en la dirección horizontal (paralela a la mesa óptica de trabajo) y de 40° en la dirección vertical. La significativa divergencia en la dirección vertical es causada por la delgada ventana de emisión (1 μm) en esa dirección.

Estudios previos propios mostraron que acoplar directamente el array de diodos al medio amplificador (direct-coupled-pump, DCP) resulta más eficiente que introducir lentes cilíndricas para enfocar la energía de excitación. En la figura 5.1 se presentan imágenes del array de diodos y el cristal donde puede apreciarse la geometría del bombeo. La separación entre la junta de los diodos y la barra es menor a 300 μm, por lo que la radiación del bombeo se acopla directamente al cristal sin emplear ninguna óptica adicional.

La eficiencia en un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> también depende de la del sistema de refrigeración. El calor en el medio activo y en el láser de bombeo se extraen haciendo circular agua fría (temperatura media de 14 °C), con un enfriador de agua (*chiller*), por el interior del montaje

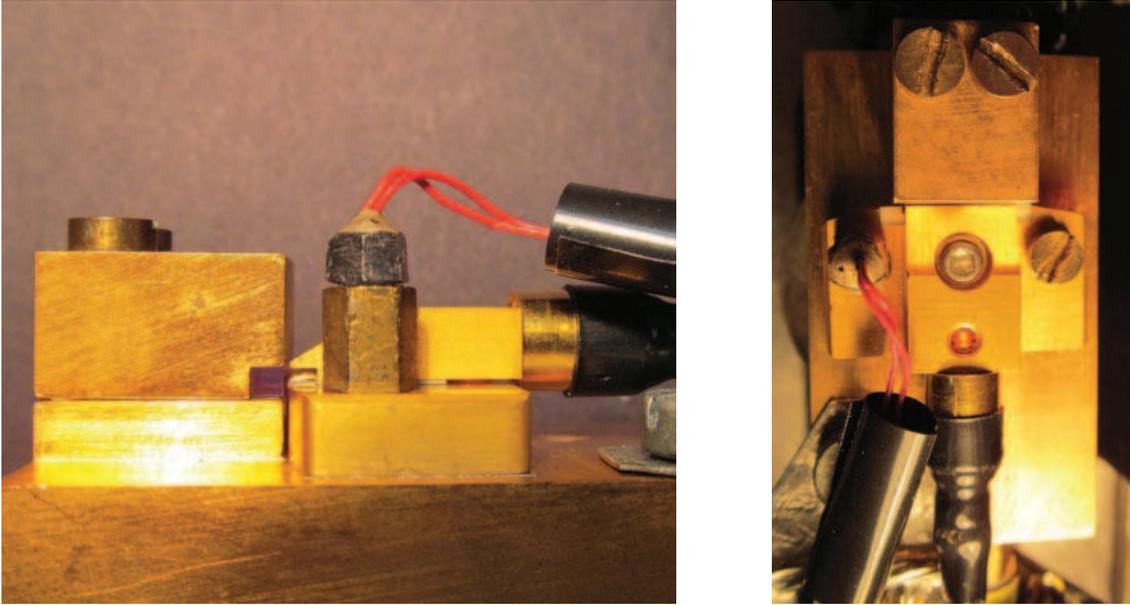


Figura 5.1: *Izquierda*: Vista lateral del montaje que contiene la barra de Nd:YVO<sub>4</sub> y el array de diodos láser (temperatura de trabajo: 23° C). *Derecha*: Vista superior del montaje. Para dar una idea de las dimensiones: los tornillos que se ven son M3.

de cobre que los contiene.

Emplear un único array de diodos simplifica la electrónica, el montaje de los componentes y reduce los costos. Sin embargo, esta configuración también tiene una importante desventaja: el volumen bombeado es espacialmente inhomogéneo. Esto es causado por la absorción exponencial del haz de bombeo a medida que éste se propaga por el medio activo, haciendo que la inversión de población y el calor en el cristal se distribuyan de manera no uniforme.

### 5.2.1. Medición de la lente térmica

En láseres de estado sólido de media y alta potencia el calentamiento del medio activo causa efectos indeseables. Parte de la energía que se entrega al Nd:YVO<sub>4</sub> se transforma en radiación y parte en calor (debido a transiciones no radiativas). Como la barra se encuentra refrigerada en los bordes, la distribución espacial de la temperatura en el cristal no es uniforme. Esto ocasiona variaciones transversales en el índice de refracción que afectan el modo dentro de la cavidad.

Para encontrar un diseño apropiado de la cavidad láser se deben tener en cuenta estos efectos. El método que se implementó en este trabajo se basa en la resolución numérica de la ecuación de difusión del calor usando la distribución de la fluorescencia en el medio activo como fuente. Este método es el más confiable de acuerdo a estudios realizados previamente [Agu07] y permite obtener el perfil de temperatura dentro del mismo y la variación de su índice de refracción. Con este dato es posible calcular la distancia focal de una lente equivalente al orden cuadrático de la distorsión provocada (o “lente térmica”).

Se midió la fluorescencia de la barra registrando imágenes de su sección transversal para distintas potencias de bombeo ( $P_b$ ) con una cámara CCD como se indica en la figura 5.2. Cada imagen es una matriz  $I$  donde cada elemento  $I_{ij}$  tiene asociado un nivel de intensidad

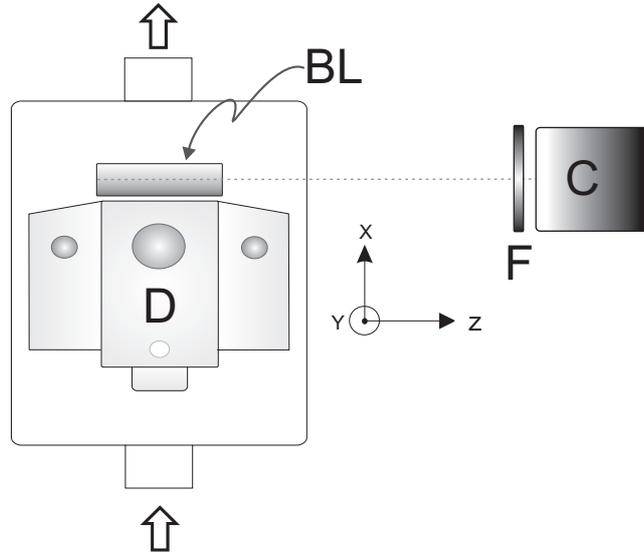


Figura 5.2: Esquema del dispositivo experimental para medir la fluorescencia del Nd:YVO<sub>4</sub>. F: filtro interferencial para 1064 nm. C: Cámara CCD. D: array de diodos láser. BL: barra de Nd:YVO<sub>4</sub>. Las flechas indican la circulación del agua que refrigera el cabezal del láser.

que depende del mapa de fluorescencia medido.

En la figura 5.3 se presentan algunas imágenes registradas a medida que aumenta la potencia de la radiación del bombeo. Las fotografías muestran que la fluorescencia es notoriamente más intensa en el plano paralelo a la juntura del array de diodos (eje  $x$ ), comportamiento que se mantuvo en todas las mediciones.

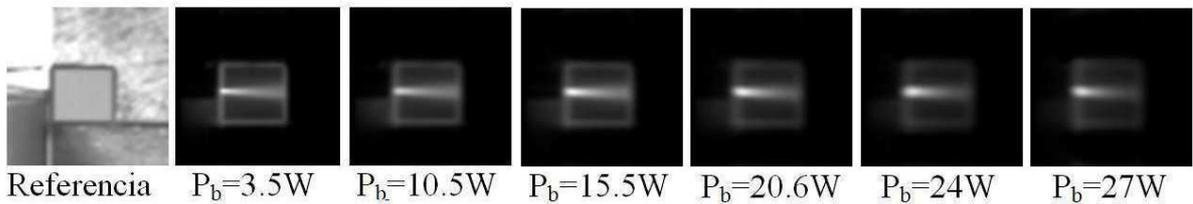


Figura 5.3: Mapas de fluorescencia de la barra de Nd:YVO<sub>4</sub> registrados con una cámara CCD (blanco y negro de 8 bits) para distintos bombeos.

Esta asimetría también puede observarse en los perfiles de intensidad típicos de la figura 5.4. En el gráfico ubicado a la izquierda se observa que la fluorescencia es mayor en la cara del cristal por donde incide el bombeo.

La ecuación de difusión del calor (ecuación H.1) se resolvió numéricamente en coordenadas cartesianas con el término de fuente  $Q(x, y)$  obtenido a partir de los perfiles de fluorescencia. Se asume que el calor  $Q(x, y)$ , en un elemento de volumen del medio activo, es proporcional a la fluorescencia (apéndice H) [Agu07].

En la figura 5.5 se muestra la distribución de la temperatura así calculada en la sección transversal de la barra para diferentes potencias de bombeo  $P_b$ . La asimetría que se observó en los perfiles de fluorescencia también puede apreciarse en los perfiles de temperatura. La máxima temperatura calculada que se alcanzó en el centro de la barra, para un bombeo de 27 W,

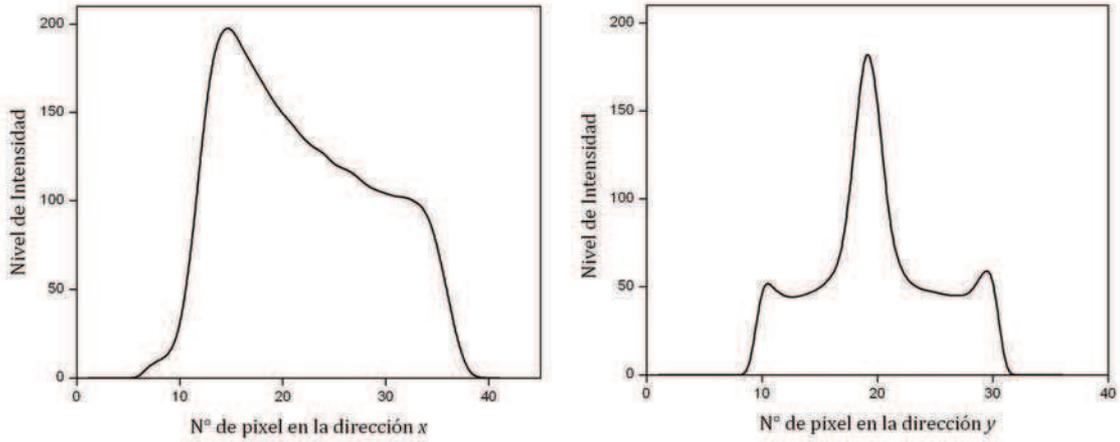


Figura 5.4: *Izquierda*: Perfil de fluorescencia típico en la dirección paralela al bombeo ( $x$ ). *Derecha*: Perfil de fluorescencia típico en la dirección perpendicular al bombeo ( $y$ ).  $P_b = 15.5$  W.

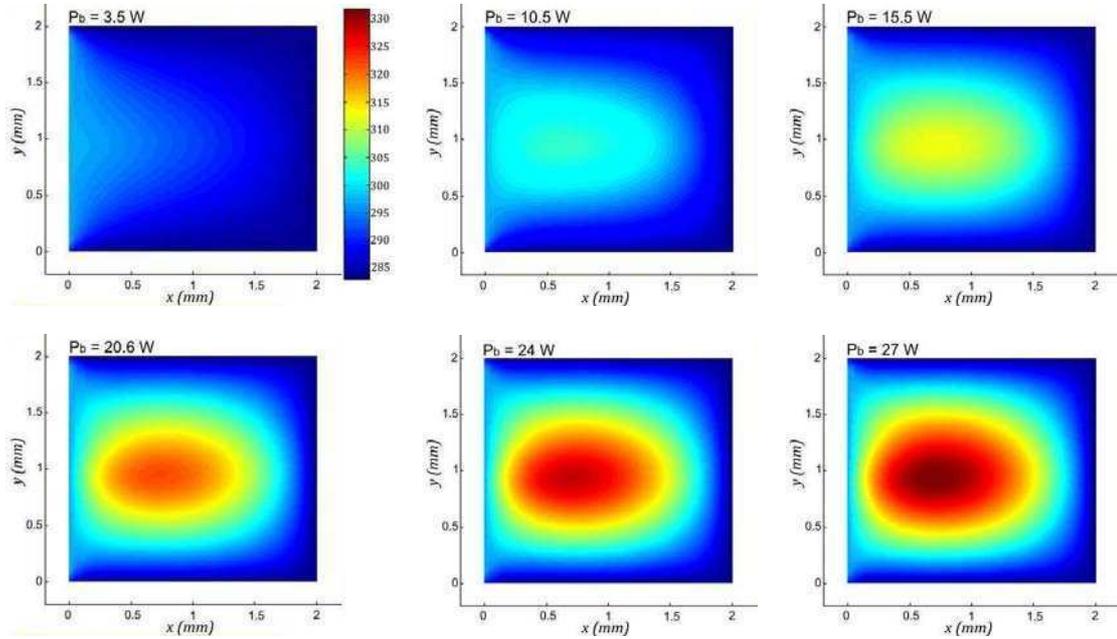


Figura 5.5: Estimación numérica de los perfiles de temperatura para distintas potencias de bombeo. La escala de color indica la temperatura alcanzada en °K. Los perfiles que se presentan se obtuvieron a partir de las imágenes de la figura 5.2. Condiciones de contorno:  $T = 297$  °K en la cara izquierda (temperatura del aire) y  $T = 283$  °K en las otras tres caras (temperatura del agua que refrigera el láser).

fue de  $\sim 57$  °C, lo que es aceptable pues no llega a poblar el nivel inferior láser.

La distancia focal  $f$  de la lente térmica inducida en el medio se estimó a partir de la siguiente relación (ver apéndice H)

$$f = \frac{1}{2 \cdot \epsilon \cdot \frac{dn}{dT} \cdot z}, \quad (5.1)$$

donde  $z$  es el largo de la barra,  $\frac{dn}{dT}$  es el coeficiente termo-óptico del material y  $\epsilon$  es el coeficiente del término cuadrático del perfil de temperaturas (aproximando que la temperatura en el medio varía cuadráticamente con la distancia).

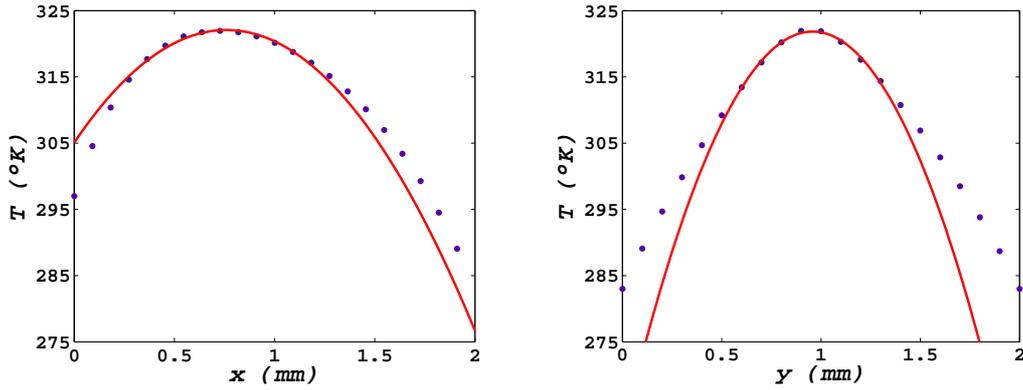


Figura 5.6: Máxima variación de la temperatura en función de las coordenadas de la barra ( $P_b = 20.6$  W).  $\bullet$ : dato; la línea continua corresponde a la curva de ajuste con una función cuadrática. *Izquierda*:  $\epsilon_x = (-29 \pm 3) \text{ }^\circ\text{K/mm}^2$ . *Derecha*:  $\epsilon_y = (-66 \pm 6) \text{ }^\circ\text{K/mm}^2$ .

Debido a la asimetría que se observó en los perfiles de temperatura, el coeficiente  $\epsilon$  en la dirección  $x$  ( $\epsilon_x$ ) no tiene el mismo valor que en la dirección  $y$  ( $\epsilon_y$ ). Por lo tanto, las distancias focales en  $x$  ( $f_x$ ) y en  $y$  ( $f_y$ ), en principio, no son iguales. Como el problema se resolvió numéricamente, el resultado es una matriz donde cada uno de sus elementos indica la temperatura  $T(x, y)$ . Por lo tanto, para hallar el valor del parámetro  $\epsilon$ , se buscó, para cada potencia de bombeo, la máxima temperatura y luego se seleccionó la fila y la columna que contenían dicho elemento. De esta manera se obtuvieron dos curvas parabólicas que describen aproximadamente la variación de la temperatura en el interior de la barra en función de las coordenadas  $x$  e  $y$  (asociadas a las direcciones paralela y perpendicular al bombeo, respectivamente). En

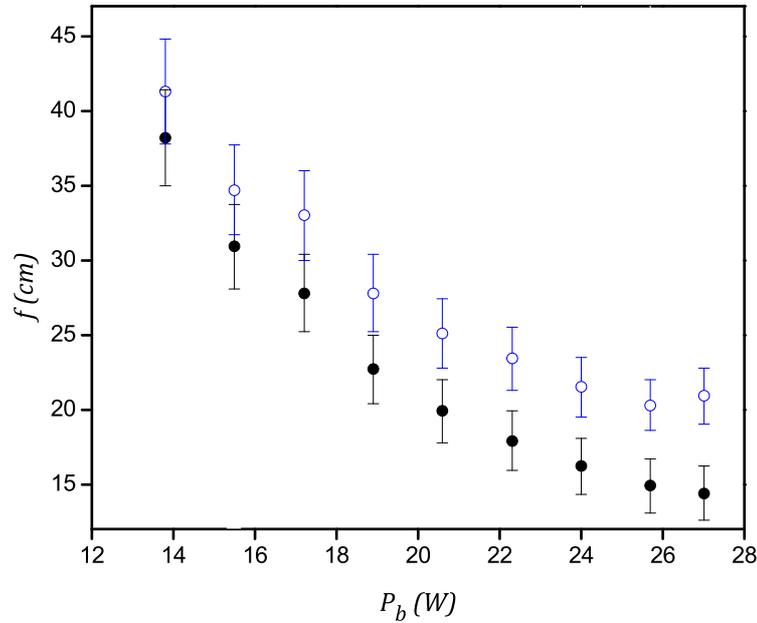


Figura 5.7: Dependencia de la distancia focal de la lente térmica con la potencia de bombeo.  $\bullet$ :  $f_x$ ;  $\circ$ :  $f_y$ . Las incertezas provienen de las incertidumbres en los coeficientes del término cuadrático de los perfiles de temperatura y de la longitud de la zona bombeada.

la figura 5.6 se muestran dos curvas típicas donde se observa que, además, los perfiles no

son estrictamente parabólicos, particularmente en la dirección paralela al bombeo (figura 5.6, izquierda).

Esta discrepancia se puede interpretar como una aberración de la lente causada y puede tenerse en cuenta en el diseño de la cavidad como una abertura equivalente. De este modo, a partir de los resultados se concluyó que el medio activo se comporta como una lente convergente (que deriva del término cuadrático) y una abertura que surge de los términos de orden superior cuyas dimensiones, además, son distintas en cada plano.

Como el vanadato es un cristal uniaxial, el coeficiente termo-óptico en el eje  $a$  del cristal (que coincide con la dirección  $x$ ) es  $\frac{dn_a}{dT} = 8.5 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ ; mientras que en el eje  $c$  (dirección  $y$ )  $\frac{dn_c}{dT} = 2.9 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$  (apéndice G). La variación de la lente térmica inducida en función del bombeo se muestra en la figura 5.7. A pesar de que los coeficientes  $\epsilon_x$  y  $\epsilon_y$  son muy diferentes, se observa que, para los fines prácticos, es posible tomar  $f_x \sim f_y$  si  $P_b \leq 20$  W. Esta compensación se debe a los valores de  $\frac{dn_a}{dT}$  y  $\frac{dn_c}{dT}$ . También se observa que la lente térmica, en ambas direcciones, presenta un comportamiento monótono decreciente a medida que se incrementa el bombeo, tal como se esperaba.

### 5.3. Diseño del láser pulsado

En todas las cavidades lineales ensayadas, usando espejos planos y esféricos, se consiguió una buena eficiencia de conversión *bombeo - emisión láser*. Sin embargo, en todas las configuraciones también se observó que el haz de salida presentaba una pobre calidad espacial (ver apéndice I). El astigmatismo observado en el spot del haz era producto de las aberraciones de la lente térmica y de la distribución asimétrica de la ganancia del medio activo. Éste puede reducirse si se incorporan diafragmas (o algún otro tipo de filtrado espacial más sofisticado) adentro de la cavidad. Sin embargo, al implementar este procedimiento se reduce la eficiencia alcanzando, en este caso, una máxima potencia de salida de sólo 1 W.

Varios autores han estudiado el problema de acoplar la energía del bombeo al medio activo para conseguir un balance entre la uniformidad y la eficiencia [HH88, ALRS92]. En particular, el desempeño del láser mejora si se emplea un medio activo con bajo dopaje y pequeñas dimensiones (típicamente, barras de 1 mm de diámetro) ubicado dentro de un bloque con alta reflectividad. De esta manera, el haz de bombeo que ingresa al medio activo, a través de una delgada rendija longitudinal (usualmente descentrada con respecto al eje de la barra), se refleja varias veces antes de que sea completamente absorbido [Kme98]. Con esta configuración se consigue una inversión de población bastante uniforme y las distorsiones térmicas son aproximadamente simétricas. Sin embargo, la experiencia en el laboratorio mostró que, en la práctica, es difícil alcanzar esta condición.

El diseño propuesto en esta Tesis se basa en la idea de simetrizar los efectos térmicos en el medio activo. Esta simetrización suele hacerse diseñando una cavidad con reflexión a un ángulo rasante (*grazing angle*), de manera que el haz sufra una reflexión interna adentro del medio para solapar la región que tiene poca inversión de población con aquella que está cerca de la cara del bombeo [AS99]. Sin embargo, esta cavidad es difícil de alinear, es sensible a perturbaciones mecánicas y frecuentemente requiere la construcción de barras o láminas con formas especiales, lo que complica y encarece el diseño.

El diseño original que se usó aquí permite simetrizar los efectos térmicos de manera más simple, usando un prisma de Porro como espejo de fondo de una cavidad lineal, como se muestra en figura 5.8.

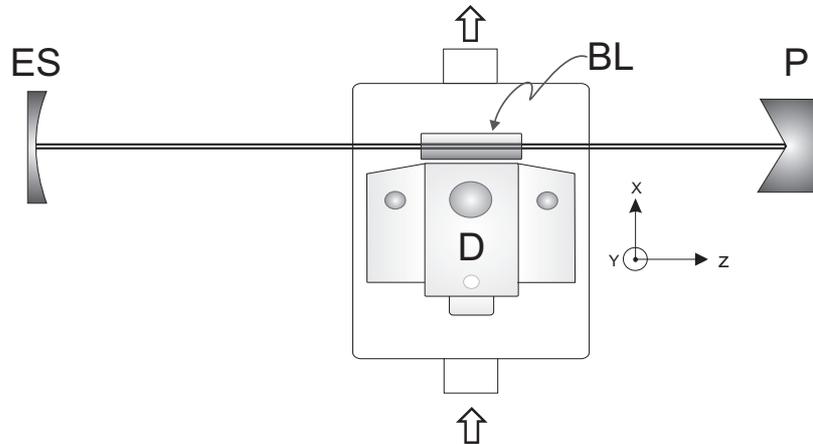


Figura 5.8: Esquema del prototipo láser. ES: espejo de salida. D: array de diodos. BL: barra de Nd:YVO<sub>4</sub>. P: prisma de Porro. Notar que no hay iris dentro de la cavidad. Las flechas indican la dirección en la cual fluye el agua que refrigera el cabezal láser.

El prisma de Porro es un componente óptico bien conocido en la tecnología de láseres de estado sólido. Por muchos años este prisma se usó como obturador mecánico (montado sobre un motor que rota a alta velocidad) en telémetros láser para uso militar [Koe06]. Sin embargo, en este caso el prisma de Porro se usó por diferentes motivos. Cuando el haz se refleja en este componente, se produce una inversión *izquierda-derecha* que simetriza la inversión de población y la distribución de los efectos térmicos vistos por el modo del láser. A la “ida”

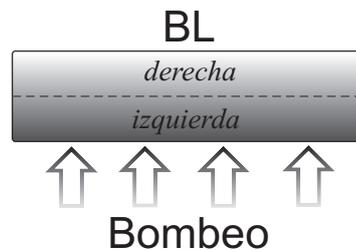


Figura 5.9: Esquema de la barra láser donde se indican las regiones denominadas *izquierda* y *derecha*, separadas cualitativamente con una línea punteada. Las flechas señalan la dirección del bombeo. BL: barra de Nd:YVO<sub>4</sub>.

el haz se encuentra con la región más cercana al bombeo (en la figura 5.9 se indica como *izquierda*). Cuando el haz “regresa”, éste lo hace por la *derecha*. En definitiva, el segundo pasaje se encuentra en una sección de la barra opuestamente simétrica al del primer pasaje. Esto produce un efecto neto de simetrización de la ganancia y de la distorsión térmica que, naturalmente, provoca una mejora en la forma del modo del haz.

Después de muchos ensayos, la cavidad que finalmente se empleó en esta Tesis tiene una longitud de 27 cm, formada por un espejo de salida con un radio de curvatura de 1 m y una reflectividad del 85 % y un prisma de Porro como espejo de fondo montado en una plataforma de traslación lineal con movimiento en la dirección paralela al bombeo. Este grado de libertad

permitió centrar la arista del prisma con el volumen de bombeo. En la figura 5.10 se presenta la curva de eficiencia del láser en función de la potencia de bombeo. Para potencias de bombeo mayores a los 20.6 W, la potencia de salida decrece. Esto se debe a que el valor del foco de la lente térmica cambia con el bombeo, deteriorando el solapamiento entre el modo del láser y la ganancia. Con este diseño se alcanzó una potencia máxima de emisión de 3.4 W ( $P_b = 20.6$  W) con un modo espacial aceptablemente uniforme. La calidad del modo mejoró aún

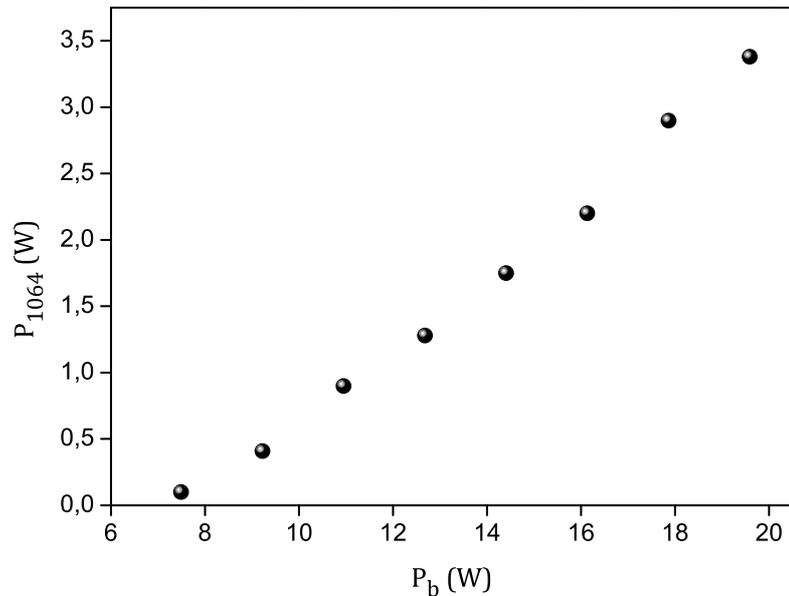


Figura 5.10: Dependencia de la potencia de salida del láser con la potencia de bombeo. Umbral láser: 7 W.

más cuando se pulsó el láser con la técnica de Q-switch (ver apéndice J).

El Q-switch se implementó empleando un modulador acusto-óptico (Gooch & Housego modelo R33027-50-5-I-HGM-W) ubicado entre el espejo de salida y el cabezal del láser (array de diodos - barra láser). El modulador también se refrigeró usando el mismo circuito de agua para el láser. En la figura 5.11 se presenta una fotografía del prototipo armado en el labora-

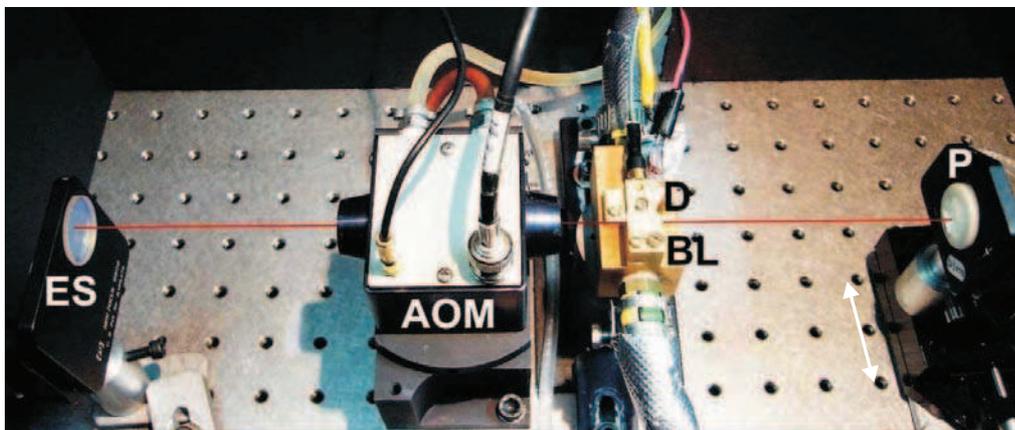


Figura 5.11: Láser de Nd:YVO<sub>4</sub>. ES: espejo de salida (1 m, 85%). P: prisma de Porro. AOM: modulador acusto-óptico. D: array de diodos. BL: barra láser. El prisma de Porro se encuentra montado sobre una plataforma con paso micrométrico que permite desplazarlo en la dirección que indica la flecha.

torio. Con este diseño, que emplea un prisma de Porro como espejo de fondo, efectivamente se consiguió mejorar la distribución espacial del modo del haz (figura 5.12), principalmente cuando el láser opera en el régimen pulsado. El modulador acusto-óptico utilizado permite

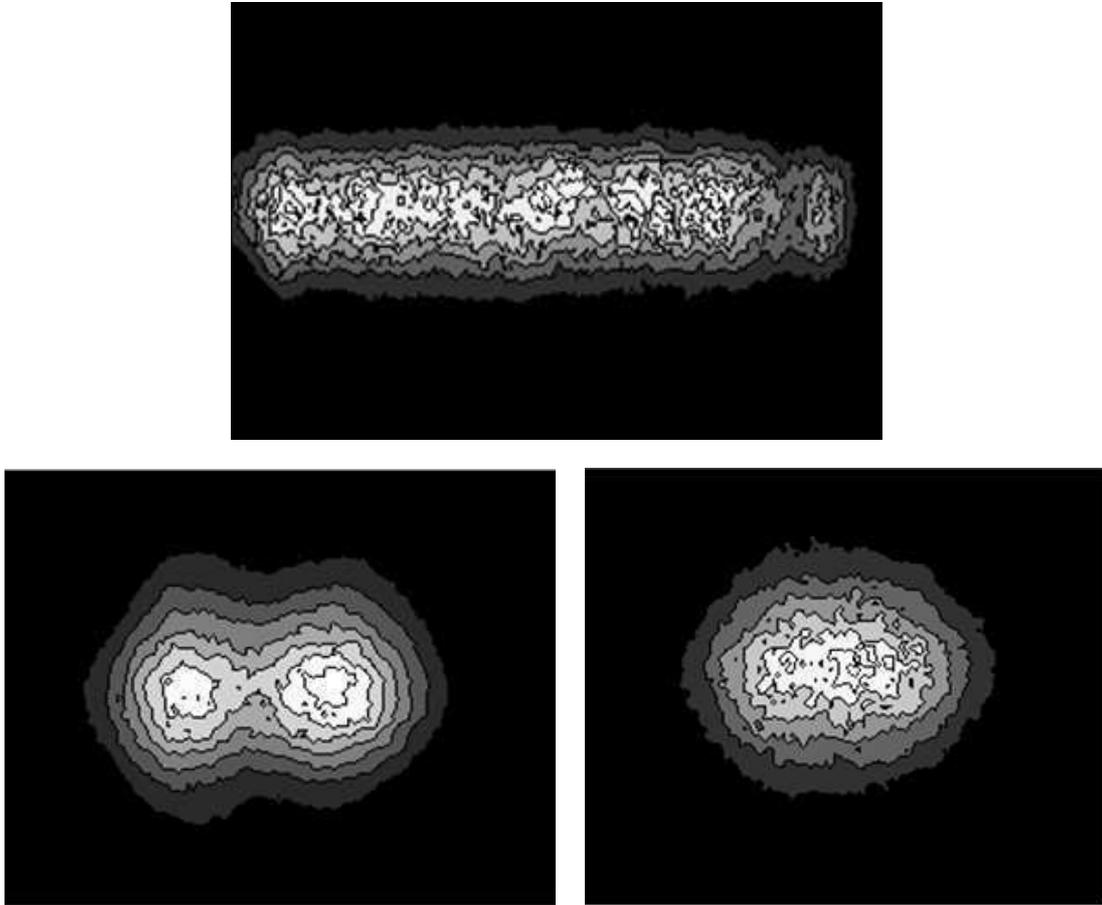


Figura 5.12: Spot del láser en la región de campo lejano (curvas de nivel). *Arriba*: spot típico del láser con una cavidad lineal con dos espejos cóncavos (ver apéndice I). *Abajo*: Las imágenes corresponden al láser que se describe en este capítulo. *Izquierda*: láser operando en modo continuo. *Derecha*: láser operando en el régimen de Q-switch. Las imágenes se registraron con una cámara CCD verificando que éstas no estuviesen saturadas.  $P_b = 20.6$  W.

cambiar a voluntad la frecuencia de repetición,  $f_{rep}$ , de los pulsos en un amplio intervalo (de 1 Hz a 100 kHz). En la figura 5.13 se presenta una imagen del perfil temporal del pulso a 10 kHz. La imagen se registró usando un fotodiodo rápido de silicio y un osciloscopio. Al variar  $f_{rep}$ , la forma del pulso no cambió. En cambio, sí lo hizo su duración  $\tau_p$  (ancho del pulso a mitad de altura). En la figura 5.14 (izquierda) se observa que a medida que se incrementa  $f_{rep}$ ,  $\tau_p$  crece en forma lineal. La mínima duración del pulso fue de 39 ns a una repetición de 10 kHz. Por otro lado, también se caracterizó la potencia emitida por el láser en relación con la frecuencia de repetición. Para un bombeo fijo se observó que la potencia media crecía si  $f_{rep}$  aumentaba. Este comportamiento se observó hasta los 40 kHz y a partir de esta frecuencia (y hasta los 100 kHz) la potencia media se mantuvo estable (figura 5.14). Este comportamiento es el típico para este tipo de láseres.

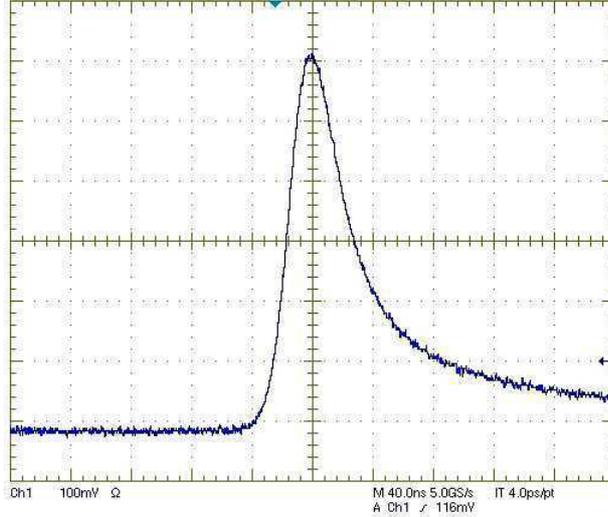


Figura 5.13: Perfil temporal de un pulso típico de Q-switch usando un prisma de Porro como espejo de fondo.  $P_b = 20.6$  W.  $f_{rep} = 15$  kHz.  $\tau_p \approx 44$  ns (FWHM).

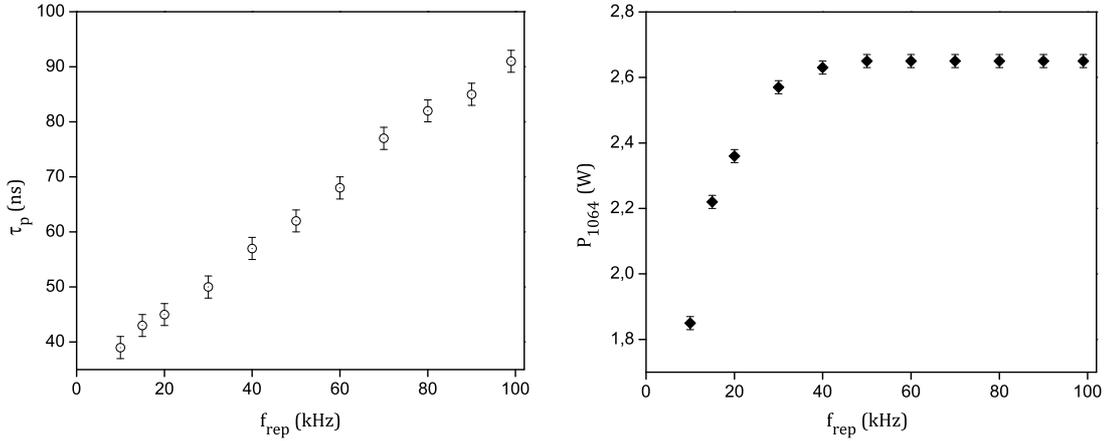


Figura 5.14: *Izquierda*: Dependencia de la duración del pulso con la frecuencia de repetición del láser (resultados experimentales).  $P_b = 18$  W. *Derecha*: Relación entre la potencia media de emisión del láser y la frecuencia de repetición.

### 5.3.1. Generación del tercer armónico

La técnica de conversión de frecuencias permite generar el tercer armónico (355 nm) de un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> usando cristales no lineales. En este diseño se empleó un cristal KTP (fosfato de titanio y potasio) y un LBO (triborato de litio). El KTP y el LBO (Castech) son dos cristales birrefringentes cortados para phase-matching tipo II de  $3 \times 3 \times 5$  mm<sup>3</sup> y  $3 \times 3 \times 12$  mm<sup>3</sup>, respectivamente. El KTP está cortado para generación del segundo armónico (SHG@1064 nm,  $\theta_{cc} = 90^\circ$ ,  $\varphi_{cc} = 23.5^\circ$ ) y sus caras pulidas ( $3 \times 3$  mm<sup>2</sup>) tienen un recubrimiento antirreflejo (AR/AR 1064/532 nm). Por otro lado, el LBO está cortado para generación del tercer armónico (THG@1064 nm,  $\theta_{cc} = 42.5^\circ$ ,  $\varphi_{cc} = 90^\circ$ , AR/AR 1064+532/355 nm).

Los cristales no lineales se ubicaron afuera de la cavidad del láser como se muestra en el esquema de la figura 5.15. El tercer armónico se generó mediante dos procesos no lineales de segundo orden en cascada: generación del segundo armónico ( $\omega \rightarrow 2\omega$ ) y suma de frecuencias del segundo armónico y la frecuencia fundamental ( $\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$ ). La eficiencia de conver-

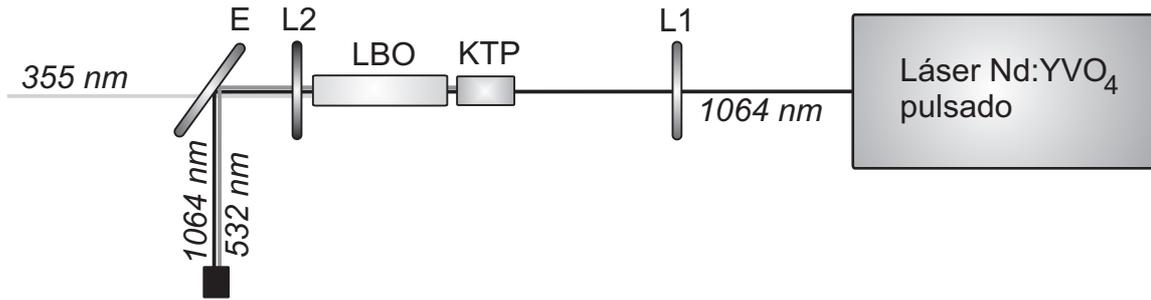


Figura 5.15: Esquema para generar el tercer armónico de un láser de  $\text{Nd:YVO}_4$  pulsado. L1: lente de enfoque. L2: lente de colimación. E: espejo dichroico a  $45^\circ$  (HR  $1064 \text{ nm}$  y  $532 \text{ nm}$ , HT  $355 \text{ nm}$ ).

sión depende tanto del láser (divergencia del haz, su calidad espacial, enfoque) como de los parámetros de los cristales no lineales.

Con esta técnica primero se generó el segundo armónico usando el KTP. Como la eficiencia de proceso es proporcional a  $P_\omega/A$ , donde  $P_\omega$  es la potencia del láser de  $\text{Nd:YVO}_4$  y  $A$  es el área de la sección transversal del haz [Koe06], se colocó una lente convergente (distancia focal:  $13 \text{ cm}$ ) entre el láser y el cristal. La lente formó una cintura del haz en el centro del KTP de manera que el rango de Rayleigh fuese de  $\sim 2.5 \text{ mm}$  ( $\frac{\text{largo del cristal}}{2}$ ) y con la precaución de no superar su umbral de daño. El cristal se montó en un posicionador angular y plataformas de desplazamiento lineal acopladas que permitieron ajustar la distancia entre el cristal y la lente de enfoque (L1) y centrar el cristal con el haz incidente (figura 5.16).

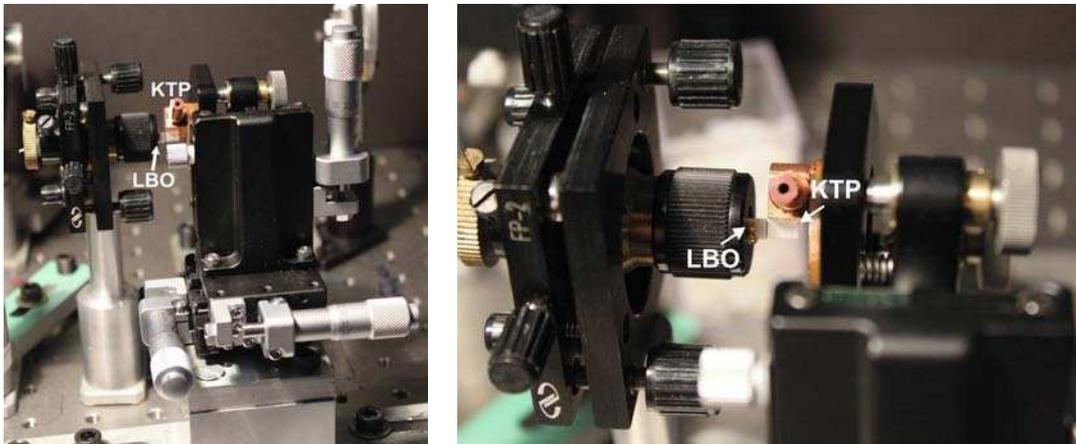


Figura 5.16: Montajes de los cristales KTP y LBO para generación de segundo y tercer armónico.

El tercer armónico se generó con un cristal LBO ubicado a menos de  $2 \text{ mm}$  del KPT. Cuando el haz fundamental y el segundo armónico inciden en el LBO se genera otra onda cuya frecuencia es igual a la suma de las frecuencias de las ondas incidentes (la frecuencia fundamental y la del segundo armónico). De esta manera, a la salida del LBO se tiene radiación láser en  $355 \text{ nm}$ ,  $532 \text{ nm}$  y  $1064 \text{ nm}$ . Para facilitar la alineación, el cristal se montó en un posicionador de fibra óptica como se muestra en la figura 5.16.

Ambos cristales se orientaron apropiadamente para satisfacer las condiciones de phase-matching. En el experimento, esto significa conseguir la máxima conversión de energía a la salida de cada

uno de los cristales. Como la emisión del láser de Nd:YVO<sub>4</sub> estaba polarizada verticalmente, primero se rotó del KTP buscando maximizar la potencia en 532 nm. Cuando se alcanza esta condición, la polarización del haz incidente forma un ángulo de 45° con los ejes ordinario y extraordinario del cristal. Una vez optimizada la potencia de salida del segundo armónico, se repitió el mismo procedimiento con el LBO (para más detalles de los procesos involucrados y propiedades de los cristales, consultar el apéndice K).

Para colimar la radiación se empleó una lente L2 (7.5 cm de distancia focal) y para separar el haz de tercer armónico se usó un espejo dicroico (HR@1064/532 nm, HT@355 nm, ángulo de incidencia: 45°). De esta manera, a la salida del espejo dicroico se tiene un haz colimado en 355 nm.

En las figura 5.17 se muestra la dependencia de la potencia de salida con la frecuencia de repetición del láser. La máxima potencia alcanzada con un modo espacialmente homogéneo en 532 nm fue de  $(506 \pm 5)$  mW, mientras que, en 355 nm fue de  $(70 \pm 5)$  mW cuando el láser de Nd:YVO<sub>4</sub> emite 1.85 W a una  $f_{rep} = 10$  kHz. Por las razones que se explican en la sección 6.1.1, el láser se operó la mayor parte del tiempo a alta repetición y a una potencia menor que la que podía proveer.

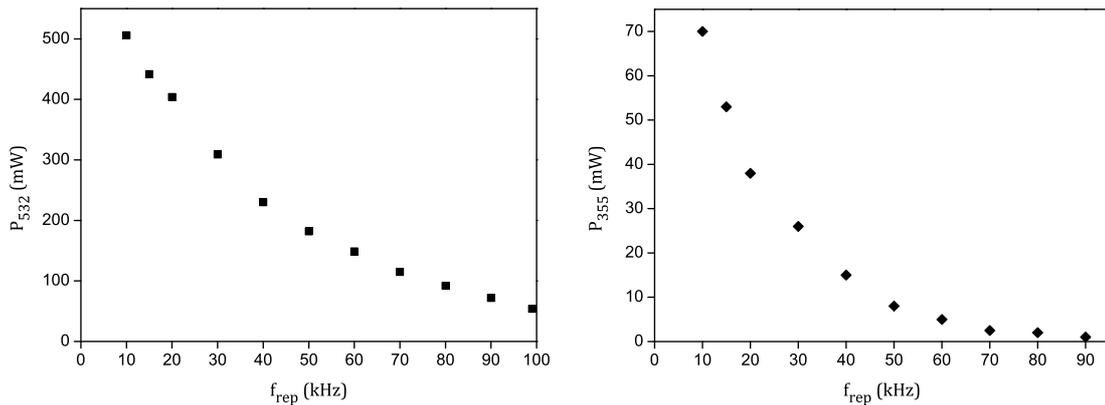


Figura 5.17: Dependencia de la potencia de salida del segundo armónico (*izquierda*) y del tercer armónico (*derecha*) con la frecuencia de repetición de los pulsos de Q-switch ( $P_{1064} = 1.85$  W).

A la salida del espejo dicroico se montó un interferómetro de Michelson para medir la longitud de coherencia del tercer armónico. Esto se hizo, para diferentes frecuencias de repetición, midiendo la máxima diferencia de camino recorrido entre los dos haces para la cual se observaba el patrón de interferencia. Para cada frecuencia de repetición del láser se midió el rango en el que se observaba buena visibilidad y el rango total en el cual se distinguían las franjas de interferencia. En la figura 5.18 se muestra la dependencia de la longitud de coherencia con la frecuencia de emisión de los pulsos de Q-switch. El límite inferior de cada medición, delimitado por la barra de error, indica el rango de buena visibilidad y el superior señala el rango total.

Compárese estos valores de  $l_{coh}$  con el del diodo láser en 405 nm (capítulo 3), aproximadamente de 250  $\mu$ m. Este prototipo láser, que es sencillo, robusto y fue empleado en operación tanto continua como pulsada en 1064, 532 y 355 nm, es útil en muchas aplicaciones de interés práctico (medicina, espectroscopía, maquinado láser y LIDAR, entre otros).

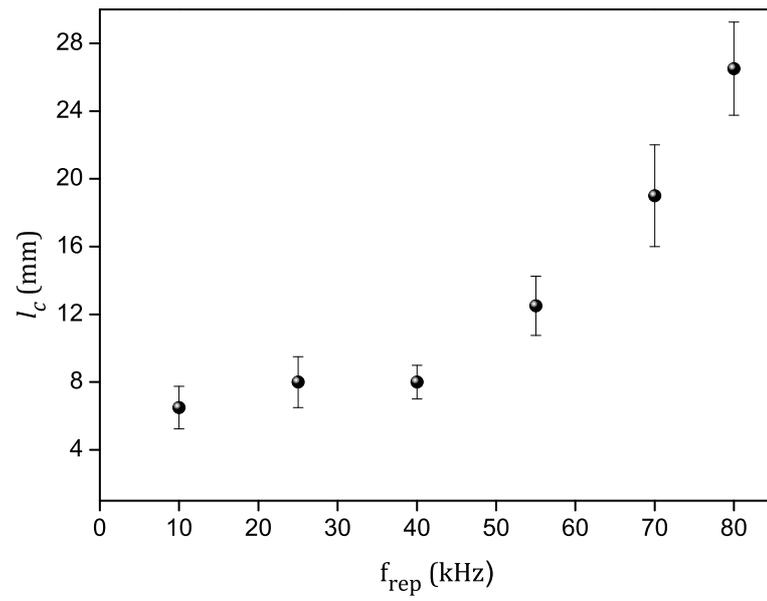


Figura 5.18: Longitud de coherencia del tercer armónico en función de la frecuencia de repetición del láser. Para una  $f_{rep} = 80$  kHz la longitud de coherencia alcanzó los  $(26 \pm 3)$  mm.

---

# 6

## Medición de las coincidencias accidentales en el régimen pulsado

En los experimentos EPRB además de los fotones entrelazados se detectan, en general, un gran número de fotones descorrelacionados (ruido). Estadísticamente estos últimos producen coincidencias accidentales (espúreas). Para realizar los tests (cálculo del parámetro  $S_{CHSH}$ , por ejemplo) que se describen en esta Tesis es necesario conseguir una tasa alta entre las coincidencias válidas y las accidentales. En el caso de bombeo continuo esto se logra usando una ventana de coincidencias pequeña. Este método deja de valer en el régimen pulsado donde un gran número de fotones interactúan con el cristal en un intervalo de tiempo muy corto (decenas de nanosegundos, en este experimento). El problema del régimen pulsado es que el “ruido” producido (por los fotones no correlacionados) llega al mismo tiempo que la “señal” (los fotones correlacionados) por lo que no es posible librarse de él simplemente reduciendo el tamaño de la ventana de coincidencias.

La contribución de las coincidencias accidentales en el régimen pulsado es un problema importante que merece ser entendido en detalle. En este capítulo se describe el primer estudio completo realizado sobre este problema hasta ahora.

### 6.1. Modelo propuesto

Típicamente, en los experimentos de EPRB se miden coincidencias dentro de una cierta ventana temporal y la violación de las desigualdades de Bell se observa, en la mayoría de los casos, después de restar las coincidencias accidentales ( $N_{acc}$ ) del total de las coincidencias medidas. Para nuestro trabajo es necesario estimar:

- a) las coincidencias accidentales totales (caso 1) y
- b) las coincidencias accidentales en función del tiempo adentro del pulso de bombeo, esto es, cómo se distribuyen las  $N_{acc}$  en el pulso (caso 2).

Igual que en el caso de bombeo continuo, la principal contribución a las coincidencias accidentales proviene de fotones descorrelacionados que nacen en el cristal generador de pares. En consecuencia, una coincidencia errónea puede originarse por fotones que provengan de dos pares diferentes. También existe una contribución proveniente de las cuentas de oscuridad de los detectores y de la luz del entorno. Estas últimas son independientes del bombeo y, en general, son lo suficientemente bajas como para poder despreciarlas. A continuación se describen los

modelos propuestos.

### 6.1.1. Caso 1

Para una dada configuración experimental, si la potencia media del haz que incide sobre el cristal es la misma en el régimen continuo y pulsado, el número de pares de fotones generados por segundo es el mismo. En el caso continuo, la tasa de coincidencias accidentales  $N_{acc}^c$  es proporcional a la ventana temporal de coincidencias  $T_w$ . Si el láser de bombeo opera en el régimen pulsado, la fluorescencia emitida se encuentra localizada dentro de la duración del pulso de bombeo. Si el láser de bombeo es de femtosegundos, como en los experimentos de entanglement swapping, la duración del pulso es mucho menor que  $T_w$  y la frecuencia de repetición es del orden de los MHz. Por lo tanto, la tasa de coincidencias accidentales totales ( $N_{acc}$ ) se puede estimar directamente como

$$N_{acc} = N_{acc}^p = \frac{N_A \cdot N_B}{f_{rep}}, \quad (6.1)$$

siendo  $f_{rep}$  la frecuencia de emisión de los pulsos de bombeo y  $N_A$  ( $N_B$ ) el número de eventos por segundo registrados en la estación A (B) [KW08, KKHM96].

Si se considera el mismo tipo de coincidencias accidentales para la misma potencia de bombeo continua, la relación entre las tasas de coincidencias ( $N_{acc}^c$  para bombeo continuo y  $N_{acc}^p$  para bombeo pulsado) es [KW08]

$$\frac{N_{acc}^c}{N_{acc}^p} = f_{rep} \cdot T_w. \quad (6.2)$$

Si la ventana es igual a la duración total del pulso, la expresión 6.1 se puede generalizar de manera que tenga validez incluso para pulsos con una duración de nanosegundos y frecuencia de repetición del orden de los kHz, como sigue

$$N_{acc} = N_{acc}^p + N_{acc}^c = \frac{N_{Ap} \cdot N_{Bp}}{f_{rep}} + N_d^2 \cdot T_w, \quad (6.3)$$

donde  $N_{ip}$  es la tasa de fotones medida en la estación  $i$  ( $i = A, B$ ) en un intervalo de tiempo igual a la duración completa del pulso de bombeo y sincronizada con una señal de alerta que anuncie la emisión del pulso.  $N_d$  representa la tasa de fotones que caen afuera del pulso (en general se puede considerar que son las cuentas de oscuridad del detector).

Sin embargo, si los pulsos del láser tienen un ancho  $\tau_p$  mayor que la ventana  $T_w$ , las coincidencias accidentales deben calcularse de otro modo. La situación más simple es considerar un pulso cuadrado. En este caso, el número de coincidencias por segundo ( $N_{acc}^p$ ) generadas por eventos descorrelacionados será

$$N_{acc}^p = P_{T_w}^A \cdot P_{T_w}^B \cdot f_{rep} \cdot \frac{\tau_p}{T_w}, \quad (6.4)$$

donde  $P_{T_w}^A$  ( $P_{T_w}^B$ ) representa la probabilidad de tener una cuenta del canal A (B) en la ventana  $T_w$  y  $P_{T_w}^A \cdot P_{T_w}^B$  es la probabilidad de coincidencias accidentales por ventana. El cociente  $\frac{\tau_p}{T_w}$  es el número de ventanas por pulso y  $f_{rep}$  es el número de pulsos emitidos en un segundo por el

láser.

Las probabilidades  $P_{T_w}^A$  y  $P_{T_w}^B$ , de detecciones originadas por los fotones que se encuentran adentro del pulso, se pueden escribir como

$$P_{T_w}^A = \frac{N_{Ap} \cdot T_w}{f_{rep} \cdot \tau_p} \quad y \quad P_{T_w}^B = \frac{N_{Bp} \cdot T_w}{f_{rep} \cdot \tau_p}. \quad (6.5)$$

Reemplazando la ecuación 6.5 en 6.4, se llega a la siguiente expresión

$$N_{acc}^p = \frac{N_{Ap} \cdot N_{Bp} \cdot T_w}{f_{rep} \cdot \tau_p}. \quad (6.6)$$

Por lo tanto, ahora las coincidencias accidentales se expresan como

$$N_{acc} = N_{acc}^p + N_{acc}^c = \frac{N_{Ap} \cdot N_{Bp} \cdot T_w}{f_{rep} \cdot \tau_p} + N_d^2 \cdot T_w. \quad (6.7)$$

Puede notarse que en el caso continuo  $f_{rep} \cdot \tau_p \rightarrow 1$ ,  $N_{Ap} \rightarrow N_A$  (del mismo modo  $N_{Bp} \rightarrow N_B$ ), recuperándose la expresión 3.1 (si  $N_d \rightarrow 0$ ).

Si el pulso no es cuadrado, el factor  $T_w/\tau_p$  debe reemplazarse por un “factor de forma” dado por una convolución entre el pulso y la ventana. Desde el punto de vista práctico, mejor que estimar este factor de forma es medirlo directamente. En este caso, la ecuación 6.7 se reescribe como sigue:

$$N_{acc} = \frac{N_{Ap} \cdot N_{Bp}}{f_{rep}} \cdot k_0 + b_0, \quad (6.8)$$

donde  $k_0$  y  $b_0$  son parámetros que varían con el tamaño de la ventana y se determinan experimentalmente como se explica en la sección 6.4.

Para poder alinear el dispositivo experimental, es necesario que el número de coincidencias válidas sea apreciablemente mayor que el de accidentales. El número de detecciones válidas se puede estimar, por ejemplo para la estación B, como:

$$N_{válidas} = \gamma \cdot \varphi_f \cdot \eta \cdot N_{Ap}, \quad (6.9)$$

donde  $\gamma$  mide la calidad geométrica de la alineación,  $\varphi_f$  es la transmisión de los filtros interferenciales y  $\eta$  es la eficiencia de los detectores. Números típicos para  $\gamma \cdot \varphi_f \cdot \eta$  van desde 0.025 a 0.25. Despreciando la contribución del segundo término en 6.7 (que es usualmente pequeña) la relación  $r$  entre coincidencias válidas y accidentales en el régimen pulsado puede estimarse como:

$$r \equiv \frac{N_{válidas}}{N_{acc}} \approx \gamma \cdot \varphi_f \cdot \eta \cdot \frac{f_{rep}}{N_{Bp}} \cdot \frac{\tau_p}{T_w} = \frac{\gamma \cdot \varphi_f \cdot \eta}{p} \cdot \frac{\tau_p}{T_w}, \quad (6.10)$$

donde  $p \equiv N_{Bp}/f_{rep}$  es la probabilidad, por pulso, de detectar un fotón en la estación B. Así, para poder alcanzar un valor de  $r$  que permita alinear el experimento, debe ajustarse la potencia de bombeo de manera tal que  $p \ll 1$ . Un número típico durante esta Tesis es  $p \approx 0.02$ , o sea que sólo un pulso cada 50, en promedio, produce un fotón detectado. En consecuencia, interesa hacer  $f_{rep}$  lo más alta posible para reducir el tiempo de medición. Es por estas razones que el láser descrito en el capítulo 5 se operó en un punto de trabajo lejano del óptimo (que era  $f_{rep} \approx 10$  kHz) y aun atenuándolo (potencia media  $< 4$  mW).

Vale la pena mencionar aquí que hay una segunda razón para hacer que  $p \ll 1$ . El campo generado en el cristal es un estado coherente, es decir, tiene un número de fotones no definido. La generación de *dos* pares de fotones dentro de la misma longitud de coherencia ocurre de manera inevitable y es una fuente de deterioro del entrelazamiento. Pero, como la probabilidad de generación de dos pares es  $\propto p^2$ , si se hace  $p \ll 1$  estos eventos indeseables se vuelven extremadamente raros y su influencia estadística puede despreciarse.

### 6.1.2. Caso 2

Como se verá después, en este trabajo también se necesita conocer la distribución de las coincidencias accidentales adentro del pulso de bombeo (ver capítulo 8). En esta situación  $N_{acc}$  se calcula dividiendo el pulso en tantas ventanas como sea posible, donde la única limitación está dada por la resolución de la placa de conteo (12.5 ns en este experimento). Como la distribución de eventos adentro del pulso no es uniforme, la ecuación 6.8 no se puede aplicar en este caso. La estimación de  $N_{acc}$  se debe hacer teniendo en cuenta el número de eventos en cada posición adentro del pulso. En la figura 6.1 se muestra un esquema de los eventos que pueden generar una coincidencia en esta situación considerando una ventana  $T_w = 12.5$  ns. Los tiempos  $t_A$  y  $t_B$  corresponden a los eventos detectados en las estaciones A y B (teniendo

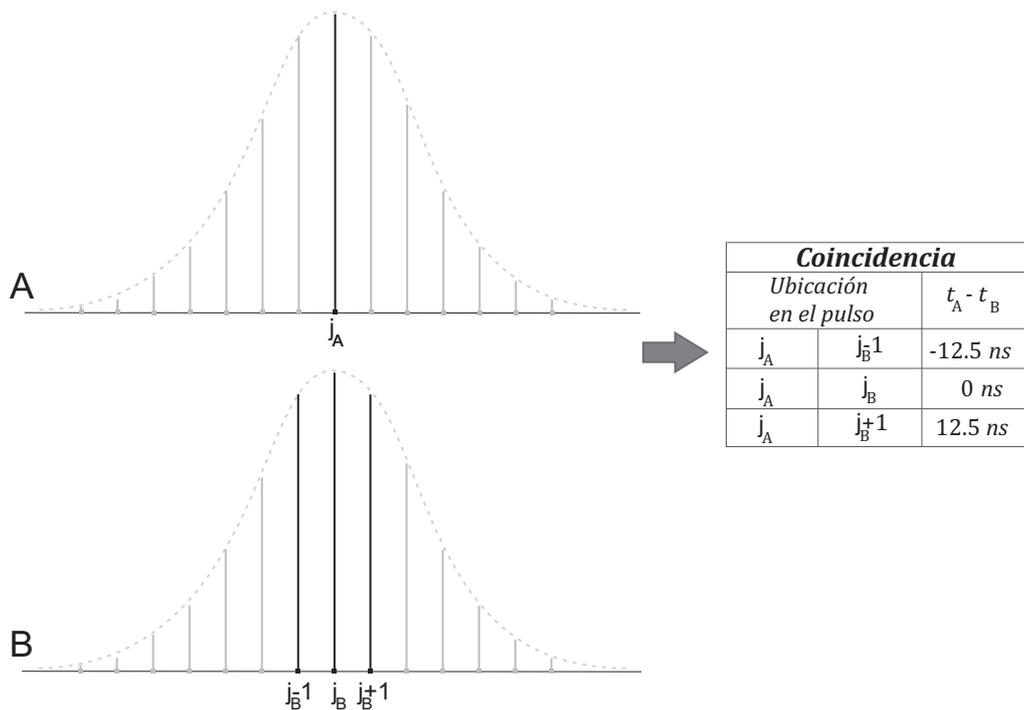


Figura 6.1: Distribución de eventos adentro del pulso en las estaciones A y B. La línea punteada señala la forma del pulso. Las líneas verticales se encuentran equiespaciadas cada 12.5 ns y su altura es proporcional al número de eventos en esa posición particular adentro del pulso. En la tabla se indican los eventos que pueden generar una coincidencia ( $T_w = 12.5$  ns).

en cuenta sólo aquellos que se encuentran adentro de la duración del pulso de bombeo). Si un evento en la posición  $j_A$  coincide con uno en  $j_B - 1$ ,  $(t_A - t_B) = -12.5$  ns. Si la coincidencia se produce entre eventos ubicados en  $j_A$  y  $j_B$  se tiene que  $(t_A - t_B) = 0$  ns. Y si los eventos coincidentes se encuentran en  $j_A$  y  $j_B + 1$ ,  $(t_A - t_B) = 12.5$  ns.

Por lo tanto, el número de coincidencias accidentales por segundo en la posición  $j$  se calcula como

$$N_{acc}(j) = \frac{N_{Ap}(j) \cdot [N_{Bp}(j-1) + N_{Bp}(j) + N_{Bp}(j+1)]}{f_{rep}}, \quad (6.11)$$

donde, además del número de eventos por segundo en la posición  $j$  ( $N_{Ap}(j)$  y  $N_{Bp}(j)$ ), también se tienen que considerar las contribuciones de las posiciones previa y posterior ( $N_{Bp}(j-1)$  y  $N_{Bp}(j+1)$ ).

## 6.2. Medición de las coincidencias accidentales con el método de time-stamping

Como se mencionó al comienzo de este capítulo, en el régimen pulsado se observa un número de coincidencias accidentales mayor que en el régimen continuo para la misma potencia media de bombeo. Como es de gran importancia estimar con precisión el número de coincidencias accidentales, se implementó el método de time-stamping para medirlas.

En la figura 6.2 se presenta un esquema de la configuración experimental. El tercer armónico del láser de Nd:YVO<sub>4</sub> pulsado (ver capítulo 5) incide sobre una hoja de papel blanca emitiendo fotones en diferentes direcciones y en un amplio rango de longitudes de onda. Estos fotones no presentan ningún tipo de correlación y son emitidos a la misma frecuencia de repetición de los pulsos de Q-switch. Para la detección de fotones se empleó el mismo sistema

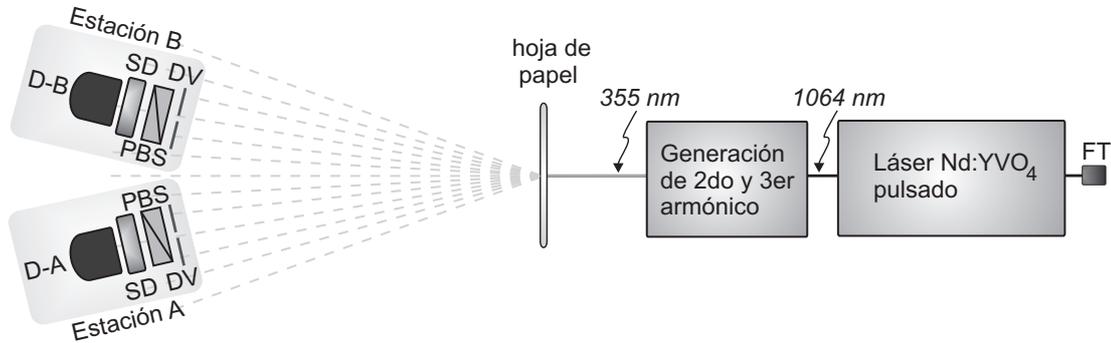


Figura 6.2: Esquema del arreglo experimental para calcular las coincidencias accidentales usando la técnica de time-stamping. FT: fotodiodo. DV: diafragma variable. PBS: cubo separador de polarización. SD: sistema de detección formado por filtros interferenciales, objetivos de microscopio y fibras ópticas. D-A y D-B: detectores para conteo de fotones.

de detección descrito en la sección 3.3.3 usando los módulos SPCM-AQR-13-FC y cambiando únicamente los filtros interferenciales por unos centrados en  $710 \text{ nm}$ . Se verificó que no hubiese correlación en polarización, lo que se hizo observando que la tasa de coincidencias no variara cuando se modificaban las orientaciones ( $\alpha, \beta$ ) de un par de polarizadores (uno para cada estación) colocados entre el sistema de detección y el diafragma variable.

Las mediciones se realizaron usando la placa de conteo PCI66002 (con una resolución de  $12.5 \text{ ns}$ ) y un programa en Labview (figura 6.3) que genera tres archivos en formato ASCII con los tiempos de detección: uno para cada detector (series A y B) y un tercero con los tiempos de emisión de los pulsos de Q-switch. La información acumulada en este último archivo se obtuvo del flanco de subida de la señal eléctrica de un fotodiodo que detectaba el pulso, aprovechando

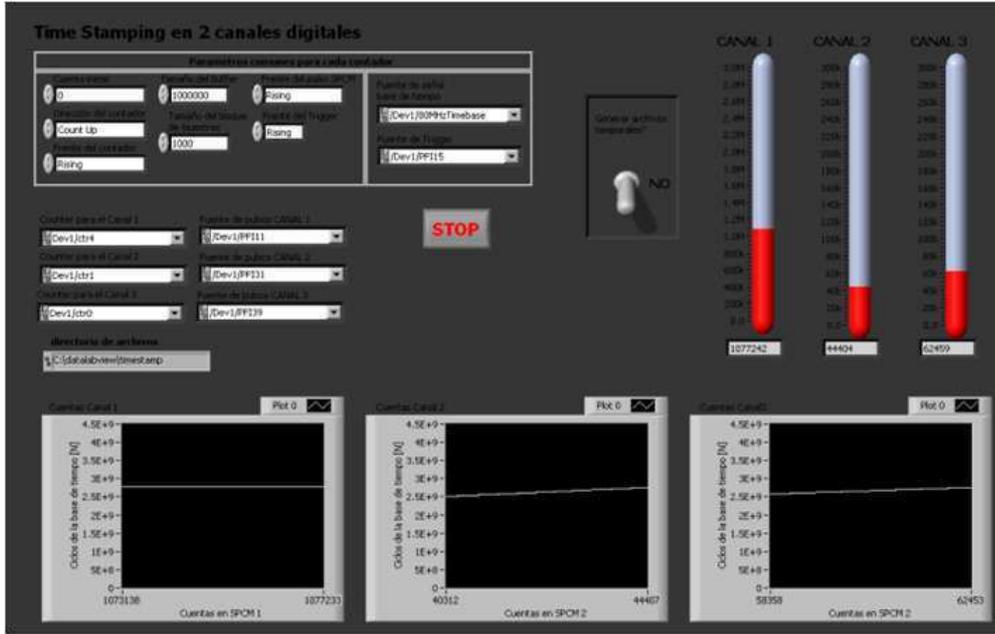


Figura 6.3: Imagen de la pantalla del software que se emplea para adquirir, en la base de tiempos de la placa de conteo, los tiempos de detección en cada detector y el tiempo de emisión de los pulsos del láser. En el vértice superior izquierdo se encuentran los parámetros de control del programa.

una pérdida del láser de  $\text{Nd:YVO}_4$ . Muchas mediciones debieron descartarse porque se detenía la adquisición de datos en alguno de los canales. Este problema sólo se observó en los canales de los SPCM por lo que se supone que este inconveniente era ocasionado por dos eventos aleatorios que llegaban en forma simultánea a la placa de conteo.

Con este dispositivo experimental se almacenaron los tiempos correspondientes a la detección de un fotón (de la fluorescencia emitida por el papel) y los instantes en que se emitieron los pulsos de Q-switch. Las mediciones se hicieron con el láser operando a una frecuencia de repetición de 60 kHz y variando el número de fotones que llegaba a cada detector. Esto último se hizo variando la apertura de los diafragmas variables ubicados delante de cada sistema de detección. En total se registraron 27 archivos (considerando los dos detectores y la señal del fotodiodo) a partir de los cuales se calcularon las coincidencias accidentales. El tiempo de adquisición para cada serie fue de 53.68 s (una rampa). Durante ese intervalo de tiempo cada detector registró entre  $4.5 \times 10^4$  y  $27 \times 10^4$  eventos y el fotodiodo detectó  $\approx 3.24 \times 10^6$  pulsos.

Una vez más, esta técnica también permite estimar las coincidencias accidentales para diferentes ventanas de coincidencias con un único conjunto de mediciones. Sin embargo, cada medición depende de la frecuencia en que se emiten los pulsos. Por lo tanto, si se modifica la frecuencia de repetición del láser, se deberán repetir las mediciones.

### 6.3. Eventos localizados dentro del pulso de bombeo

Para calcular  $N_{acc}$  usando la expresión 6.8 se debe determinar el número de fotones detectados por los SPCM que se encuentran adentro del pulso de bombeo ( $N_{Ap}$  y  $N_{Bp}$ ). El primer paso en el análisis consiste en encontrar el delay óptimo entre las series de tiempos de los

detectores y la serie correspondiente a los pulsos del láser. Para determinar este delay se procedió de manera análoga a la descrita en la sección 4.4.1. Se midió el número de coincidencias a medida que una de las series se desplaza temporalmente en pasos de  $12.5 \text{ ns}$  (en el apéndice B se encuentra el código de Matlab empleado) y se escogió como delay óptimo a aquel que maximizaba las coincidencias. En la figura 6.4 se presenta, a modo de ejemplo, histogramas

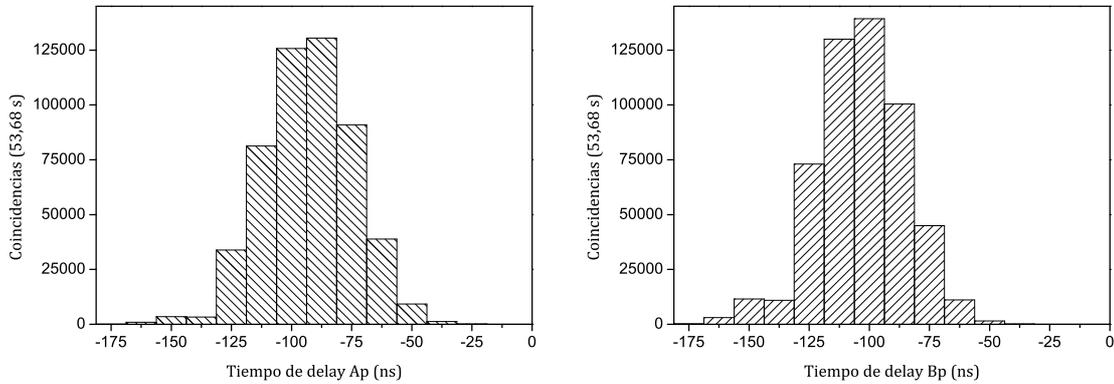


Figura 6.4: Histograma del número de coincidencias en función del delay temporal entre las series. El paso del delay es de  $12.5 \text{ ns}$ . Tiempo de medición:  $53.68 \text{ s}$ . *Izquierda*: Las mediciones corresponden a los archivos S9D11532 (estación A) y S9D31532 (señal del fotodiodo). Delay óptimo:  $-87.5 \text{ ns}$  (delayAp). *Derecha*: Las mediciones corresponden a los archivos S9D21532 (estación B) y S9D31532 (señal del fotodiodo). Delay óptimo:  $-100 \text{ ns}$  (delayBp).

a partir de los cuales se obtiene el delay óptimo entre un par de series. En la estación A (B) se registraron 191192 (199155) eventos y el fotodiodo detectó 3231935 pulsos (durante  $53.68 \text{ s}$ ). El máximo de coincidencias entre las series A (B) y la del pulso es de 130479 (139357) y ocurre para un delay de  $-87.5 \text{ ns}$  ( $-100 \text{ ns}$ ). En este caso no se espera que el delay óptimo (detector-pulso) sea cercano a cero por las diferencias en el largo de los cables (fotodiodo - placa de conteo; detector - placa de conteo).

Conocidos los delays óptimos entre las tres listas de tiempos se puede graficar la distribución de eventos de los SPCM con respecto a la señal de alerta del fotodiodo. La figura 6.5 muestra, a modo ilustrativo, uno de los histogramas obtenidos. El eje de los tiempos está subdividido en pasos de  $12.5 \text{ ns}$  y se grafica en un rango de  $1.6 \mu\text{s}$  (intervalo de tiempo entre dos pulsos sucesivos). Efectivamente se observa que el  $\approx 90\%$  de los eventos se localizan en un intervalo de tiempo de  $75 \text{ ns}$  (consistente con la duración total del pulso de Q-switch). Esto define el *tiempo natural* ( $T_{nat}$ ) de la detección de un fotón que representa el intervalo de tiempo (duración completa del pulso) sincronizado con la señal de disparo del fotodiodo. Finalmente, para determinar  $N_{Ap}$  se debe calcular el número de coincidencias entre la serie A y la de los pulsos de bombeo con una ventana  $T_w^{Ap} = T_{nat} = 75 \text{ ns}$ . Análogamente para  $N_{Bp}$  (en este caso,  $T_w^{Bp} = T_{nat} = 75 \text{ ns}$ ). En la figura 6.7 se muestra un esquema de coincidencias entre el pulso de bombeo y los eventos detectados por un SPCM. El código en Matlab desarrollado para ejecutar esta tarea se encuentra en el apéndice F. Para realizar los cálculos deben especificarse los delays óptimos (delayAp y delayBp) y la ventana temporal ( $T_w^{Ap}$  y  $T_w^{Bp}$ ) que filtra los eventos sincronizados con el pulso.

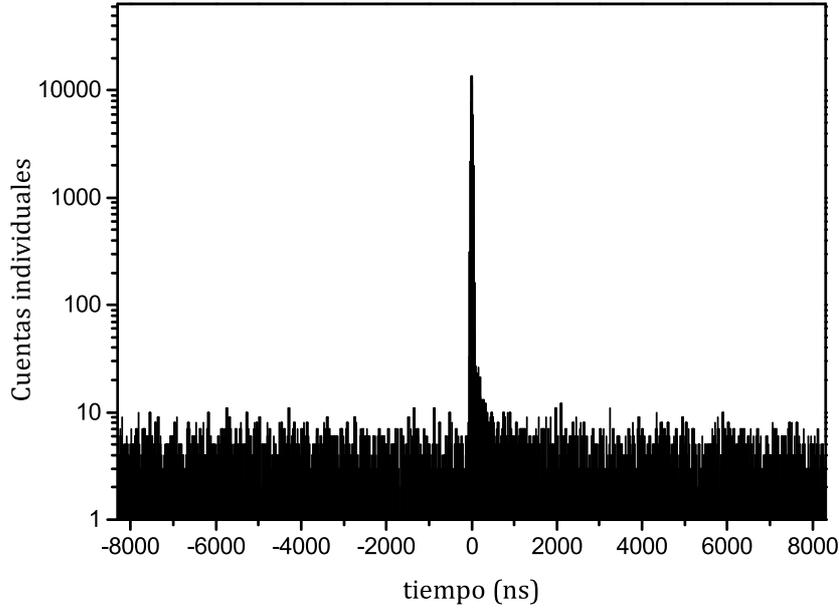


Figura 6.5: Histograma de la distribución del número de eventos (eje  $y$  en escala logarítmica).  $t=0$  corresponde al pico del pulso de bombeo. Se observa que la mayoría de los eventos se encuentran dentro de la duración del pulso (archivo: S9D11532).

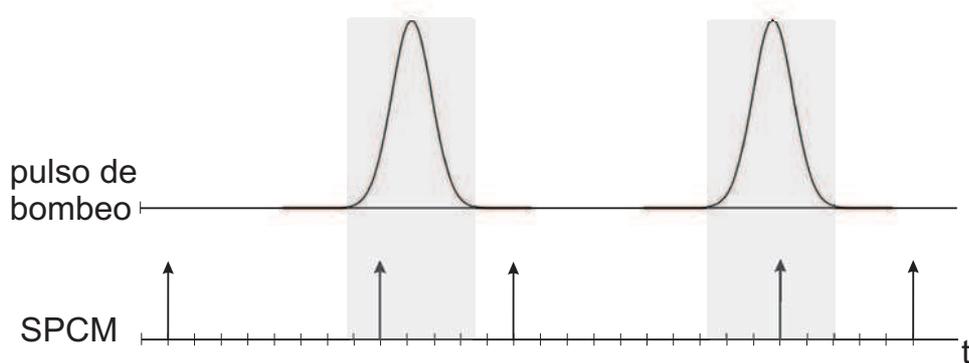


Figura 6.6: Esquema de coincidencias. La zona sombreada señala los eventos (representados por flechas) detectados en un SPCM dentro de la duración del pulso de bombeo.

#### 6.4. Estimación $N_{acc}$ caso 1

Para realizar los cálculos que se detallan en el capítulo 8 se requiere estimar las coincidencias accidentales totales para distintas ventanas de coincidencias. Para poder usar la ecuación 6.8 primero se deben determinar los parámetros  $k_0$  y  $b_0$  experimentalmente. Esto involucra el cálculo de coincidencias entre las series A y B considerando sólo los fotones localizados dentro de la duración del pulso de bombeo como se muestra en la figura 6.7. El código en Matlab desarrollado para ejecutar esta tarea se encuentra en el apéndice F. Para realizar los cálculos deben especificarse los delays óptimos ( $\text{delayAp}$  y  $\text{delayBp}$ ), una ventana temporal ( $T_w^{Ap}$  y  $T_w^{Bp}$ ) que filtra los eventos coincidentes con el pulso y la ventana temporal ( $T_w^{AB} = T_w$ ) que define una coincidencia entre eventos detectados en las estaciones A y B.

Luego se determinan el número de eventos  $N_{Ap}$  y  $N_{Bp}$  como se describió anteriormente en este capítulo y se grafica coincidencias en función de  $\frac{N_{Ap} \cdot N_{Bp}}{f_{rep}}$ . Como las listas de tiempos

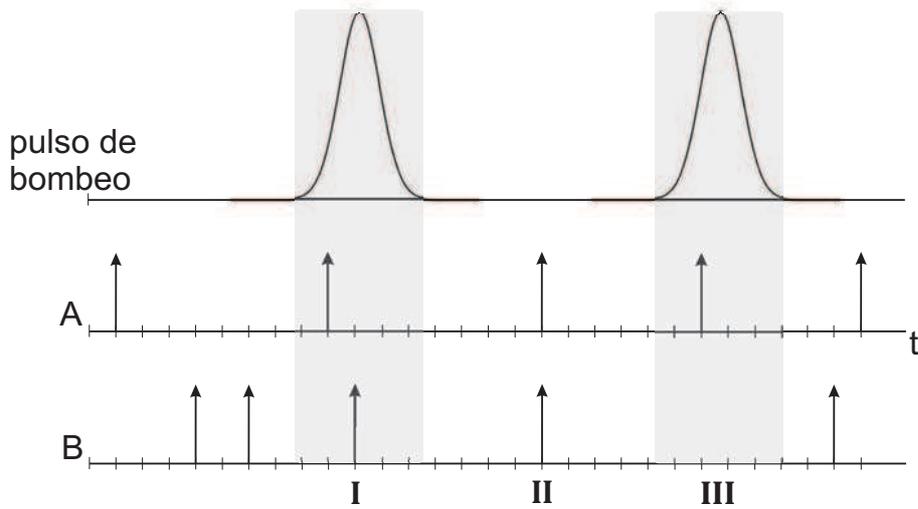


Figura 6.7: Esquema de coincidencias triples. La zona sombreada señala los eventos en A y B que coinciden con el pulso. Se indican tres situaciones particulares: I. Dos eventos en A y B son coincidentes entre sí y con el pulso de Q-switch. II. Dos eventos en A y B coinciden pero se encuentran fuera del pulso. III. Sólo existe un evento en A que coincide con el pulso pero no genera una coincidencia entre A y B.

proviene de eventos totalmente descorrelacionados, las coincidencias calculadas corresponden a  $N_{acc}$  de la ecuación 6.8. A modo de ejemplo se presenta en la figura 6.8 las coincidencias en función de  $\frac{N_{Ap} \cdot N_{Bp} \cdot T_m}{f_{rep}}$  donde  $N_{Ap}$  y  $N_{Bp}$  son el número de eventos por segundo (filtrados con el pulso) y  $T_m$  es el tiempo de adquisición de las series (en este caso, 53.68 s).

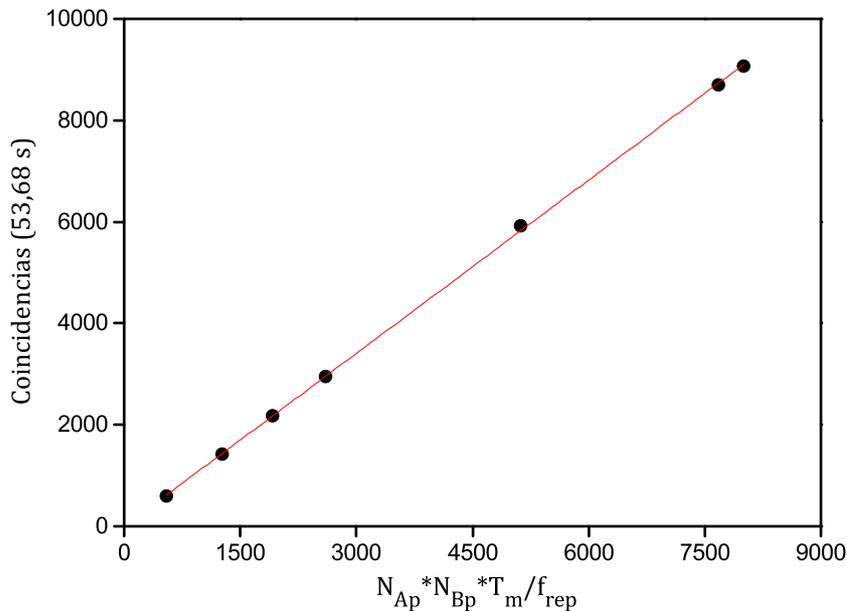


Figura 6.8: Dependencia del número de coincidencias en función de los eventos detectados y la frecuencia de repetición del láser.  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = T_w = 75 \text{ ns}$ . La línea continua corresponde a la curva de ajuste.  $T_m = 53.68 \text{ s}$  es el tiempo de medición y  $f_{rep} = 60 \text{ kHz}$ . Parámetros del ajuste:  $k_0 = 1,139 \pm 0,007$  y  $b_0 = -0,1 \pm 0,6$  ( $y = k_0 \cdot x + b_0$ ).

En todos los casos  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp}$ . Si  $T_w^{AB} \leq T_{nat}$ , se escoge  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = T_{nat} = 75 \text{ ns}$

para tener en cuenta todos los eventos localizados dentro del pulso. Para todas las ventanas ensayadas se observó la misma dependencia lineal. En la tabla 6.1 se reportan los valores del parámetro  $k_0$  (que depende de la ventana de coincidencias) para las ventanas de interés (en todos los casos se obtuvo un valor prácticamente nulo para  $b_0$ , como se esperaba).

$T_w$ (ns)	$k_0$
12.5	$0.658 \pm 0.002$
25	$0.938 \pm 0.003$
37.5	$1.069 \pm 0.003$
50	$1.112 \pm 0.003$
62.5	$1.126 \pm 0.003$
75	$1.139 \pm 0.007$

Tabla 6.1: Valores del parámetro  $k_0$  para el cálculo de coincidencias accidentales.  $T_w^{AB} \leq 75$  ns y  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = 75$  ns.

Los valores de  $k_0$  de la tabla 6.1 se usarán en la ecuación 6.8 para estimar la tasa de coincidencias accidentales totales cuando la repetición de los pulsos de bombeo sea de 60 kHz.

## 6.5. Estimación $N_{acc}$ caso 2

En este caso las coincidencias accidentales se estiman usando la ecuación 6.11. Para realizar este cálculo se deben contar los eventos  $N_{Ap}(j)$  y  $N_{Bp}(j)$  en cada ventana (para este trabajo  $T_w$  = resolución de la placa de conteo) dentro del pulso de bombeo y conocer la  $f_{rep}$  de estos pulsos.

Para evaluar si esta estimación es razonable se compararon los resultados obtenidos con las coincidencias generadas por las series A, B y la de los pulsos de Q-switch. Este último cálculo (usando un algoritmo para el cálculo de coincidencias triples) se lo puede resumir en tres etapas:

- i.* Filtrado: se filtran los eventos en A y B que coinciden con la detección del pulso.  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = 75$  ns (tiempo natural).
- ii.* Cálculo de coincidencias: con una ventana  $T_w = 12.5$  ns se calculan coincidencias considerando las listas de tiempos ya filtradas en la etapa *i*.
- iii.* Distribución de coincidencias adentro del pulso: se determina la posición, en el pulso, del evento de la lista A (o B) que generó una coincidencia.

En la figura 6.9 se presenta la distribución de coincidencias a partir de las mediciones obtenidas con el método de time-stamping y las coincidencias estimadas usando la ecuación 6.11. En todas las mediciones se presenta el mismo comportamiento: las coincidencias estimadas con la ecuación 6.11 son ligeramente menores que las calculadas con el algoritmo que mide coincidencias triples directamente. A pesar de esta diferencia, la ecuación 6.11 es una herramienta útil para estimar  $N_{acc}$  adentro del pulso.

De acuerdo a lo que muestra la figura 6.9, la ecuación 6.11 provee una subestimación del número de coincidencias accidentales. Esto, en todo caso, lleva a calcular un valor de entrelazamiento menor que el “real”.

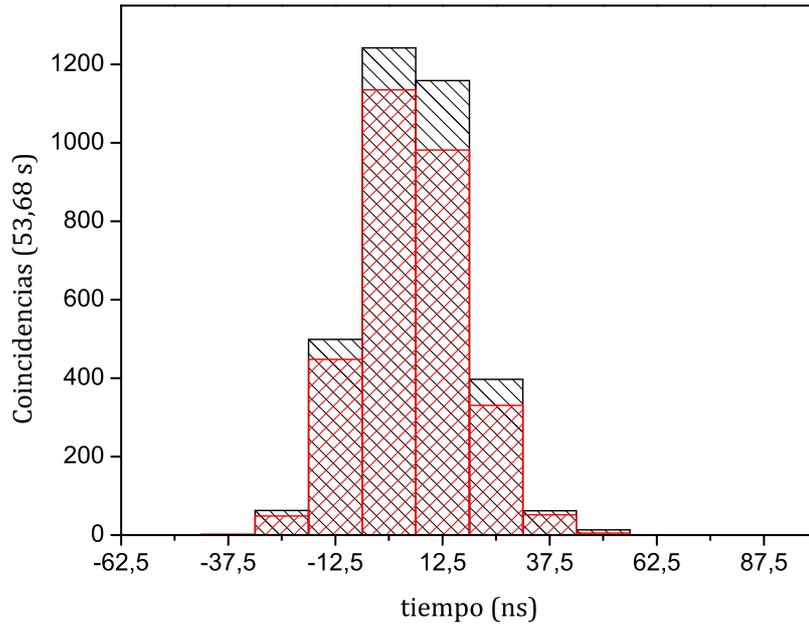


Figura 6.9: Histograma de coincidencias generadas por fotones descorrelacionados. El pulso está centrado en  $t = 0$  ns. \\\: Coincidencias calculadas a partir de los archivos de time-stamping indicando su ubicación adentro del pulso. \\\: Coincidencias estimadas en base a la distribución de fotones (ecuación 6.11). Archivos: S9D11528, S9D21528 y S9D31528.

---

# 7

## Fuente pulsada de fotones entrelazados en polarización

### 7.1. Motivación

Como se dijo en la introducción, todavía subsisten loopholes, no estudiados experimentalmente, en los que se sustentan algunas teorías LR. Estas teorías, que aprovechan el coincidence-loophole (coincidence-loophole theories, CLHT), asumen que el tiempo en el cual se detecta un fotón es influenciado por la orientación de los polarizadores. Por lo tanto, una detección local puede coincidir con una detección remota, o no, dependiendo del ángulo de los polarizadores y el tamaño de la ventana de coincidencias  $T_w$ .

Un test general de las CLHT requiere especificar un intervalo de tiempo bien definido donde se espera detectar fotones. Este intervalo de tiempo se lo llama el “tiempo natural” ( $T_{nat}$ ) para la detección del fotón. Las propiedades estadísticas de los fotones detectados afuera de  $T_{nat}$  permiten testear el coincidence-loophole (capítulo 8). Para este propósito una de las propuestas consiste en usar una fuente pulsada de fotones generados por fluorescencia paramétrica [LG04]: *“In the case of pulsed optical experiments. . .if the pulse is short in comparison with the pulse spacing. . .(it) will provide a well-defined, pre-determined coincidence window and this will remove the coincidence loophole”* y [Gil03]: *“. . .one selects just those measurements within an appropriate time interval after a saved “alert” message. . . It is practically extremely important that this selection may be done after the experiment has run its course.”*

Además, algunas teorías LR también les asignan ciertas propiedades controversiales al espacio suponiendo que, a medida que transcurre el tiempo, el dispositivo experimental (o algún hipotético eter) “aprende” cómo reproducir los resultados de la mecánica cuántica cuando los fotones lo atraviesan [Buo78, Not84, MJDR11]. Para testear esta suposición es necesario medir la evolución temporal de la correlación mientras la fuente de fotones entrelazados está emitiendo.

En este capítulo se describen dos fuentes pulsadas de pares de fotones entrelazados en polarización que se emplearán para evaluar, en el siguiente capítulo, algunos de estos modelos LR. Los pares de fotones se generan por fluorescencia paramétrica en cristales no lineales BBO (en la condiciones de phase-matching tipo I y tipo II) bombeados con el láser descrito en el capítulo 5.

## 7.2. Fluorescencia paramétrica tipo II con bombeo pulsado

### 7.2.1. Distribución angular de la emisión

En esta configuración los pares de fotones que emergen del cristal forman dos conos con polarizaciones perpendiculares como se explicó en la sección 2.3.2. En las direcciones donde los conos se intersecan la polarización del fotón no se encuentra definida. En particular, en este experimento se seleccionó la emisión degenerada no colineal. Como el láser de bombeo emite en  $355 \text{ nm}$ , los fotones signal e idler tienen una longitud de onda de  $710 \text{ nm}$ .

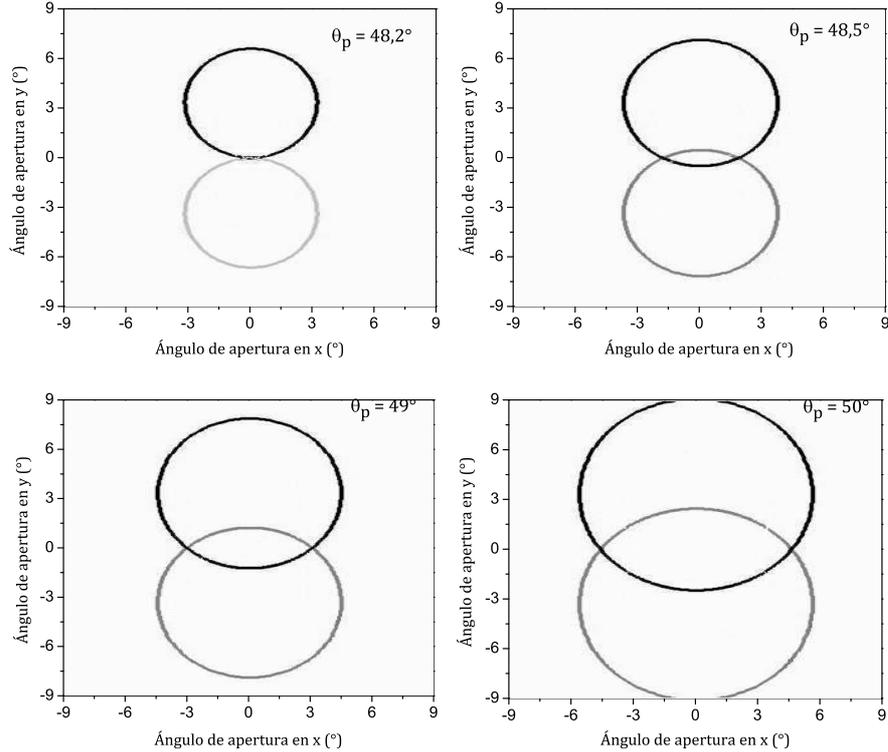


Figura 7.1: Distribución angular de los fotones signal e idler en  $710 \text{ nm}$  en un plano perpendicular al bombeo ( $\lambda_p = 355 \text{ nm}$ ) variando el ángulo  $\theta_p$  entre el eje óptico del cristal y la dirección del bombeo. En la figura ubicada en el vértice superior derecho,  $\theta_p$  coincide con el ángulo de corte del cristal. En la condición de trabajo  $\theta_p = 50^\circ$  y los fotones que se localizan en la intersección de los anillos emergen del cristal formando un ángulo de  $\sim 4^\circ$  con la dirección del bombeo ( $0^\circ, 0^\circ$ ).

En la figura 7.1 se presentan algunos ejemplos de la variación del ángulo de apertura de los conos en  $710 \text{ nm}$  al cambiar el ángulo entre la dirección del bombeo y el eje óptico del cristal ( $\theta_p$ ). Estos cálculos preliminares (usando el software Phasematch diseñado por el NIST [Mig]) permiten estimar los ángulos de emisión de los fotones localizados en las intersecciones de los anillos y muestran que la orientación del eje óptico del cristal con respecto al haz de bombeo es crítica. Para el ángulo de trabajo,  $\theta_p = 50^\circ$ , los fotones en  $710 \text{ nm}$  que emergen del cristal forman un ángulo de  $\sim 4^\circ$  con respecto a la dirección definida por el haz de bombeo.

### 7.2.2. Descripción del dispositivo experimental

Los fotones correlacionados por fluorescencia paramétrica se generan con un cristal BBO (Cstech) de  $4 \times 4 \times 3 \text{ mm}^3$  cortado para phase-matching tipo II (ángulo de corte  $\theta_{cc} = 48.5^\circ$ ), usando la configuración implementada por Kwiat [KMW<sup>+</sup>95]. Sus caras pulidas, perpendiculares al bombeo, tienen un recubrimiento AR para las longitudes de onda de  $355 \text{ nm}$  y  $710 \text{ nm}$ . El cristal se excitó con el tercer armónico ( $\lambda_p = 355 \text{ nm}$ ) del láser de Nd:YVO<sub>4</sub> pulsado con la técnica de Q-switch activo (ver capítulo 5), construido para este propósito.

A modo de ilustración, en la figura 7.2 (izquierda) se muestra una fotografía de los anillos en el rango visible ( $\sim 550 - 750 \text{ nm}$ ) donde pueden apreciarse algunas características de la radiación emitida por el cristal. La imagen se registró con una cámara digital convencional empleando una lente de  $20 \text{ cm}$  centrada con el haz de bombeo y ubicada a  $20 \text{ cm}$  del cristal. Puede apreciarse que los anillos se encuentran descentrados con respecto al haz de bombeo

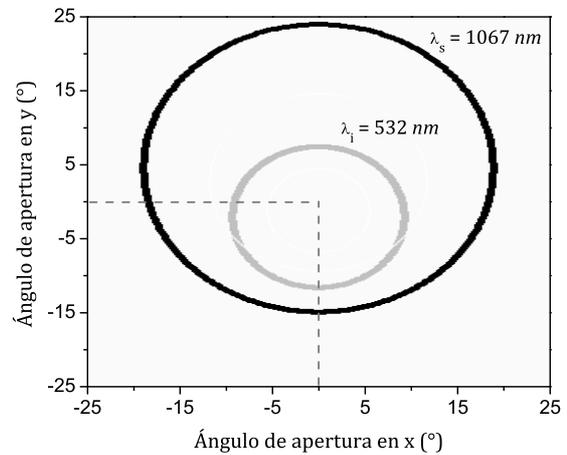
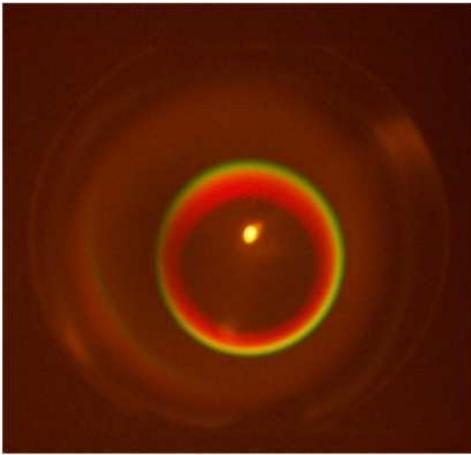


Figura 7.2: *Izquierda*: Fotografía de la luz generada por fluorescencia paramétrica para phase-matching tipo II en el rango visible. El punto brillante corresponde al haz de bombeo. *Derecha*: Distribución angular de fotones señal e idler para  $\lambda_i = 532 \text{ nm}$ . La intersección de las líneas punteadas señala la ubicación del haz de bombeo.

(punto brillante en el centro de la lente) y que la dispersión angular, para las diferentes longitudes de onda, no es simétrica (es menor en la zona inferior y mayor en la superior). La figura 7.2 (derecha) muestra la distribución angular de los fotones señal e idler para uno de los anillos visibles (verde).

En la figura 7.3 se presenta un esquema del arreglo experimental. El láser de bombeo operó a una frecuencia de repetición de  $60 \text{ kHz}$  (con una duración de pulso FWHM de  $67 \text{ ns}$  en  $1064 \text{ nm}$ ). En el camino del haz se colocó un filtro pasabanda (FGUV11 de Thorlabs) para radiación ultravioleta ( $275 - 375 \text{ nm}$ ). Este filtro tiene como objeto eliminar cualquier radiación espúrea en otra longitud de onda: fundamental, segundo armónico o incluso, la radiación del array de diodos del bombeo en  $808 \text{ nm}$ . Con un diafragma variable se controló la cantidad de luz que incidía sobre el cristal generador de pares. El spot del láser sobre el cristal tenía un diámetro de  $2 \text{ mm}$  (sin emplear óptica de enfoque) y enfocando con una lente de  $30 \text{ cm}$  de distancia focal,  $\approx 0.5 \text{ mm}$ . Además, se verificó que el rango de Rayleigh del haz fuera mayor que el largo del cristal para que los efectos debido a la curvatura del frente de onda en el BBO

no fueran significativos [LvEW05].

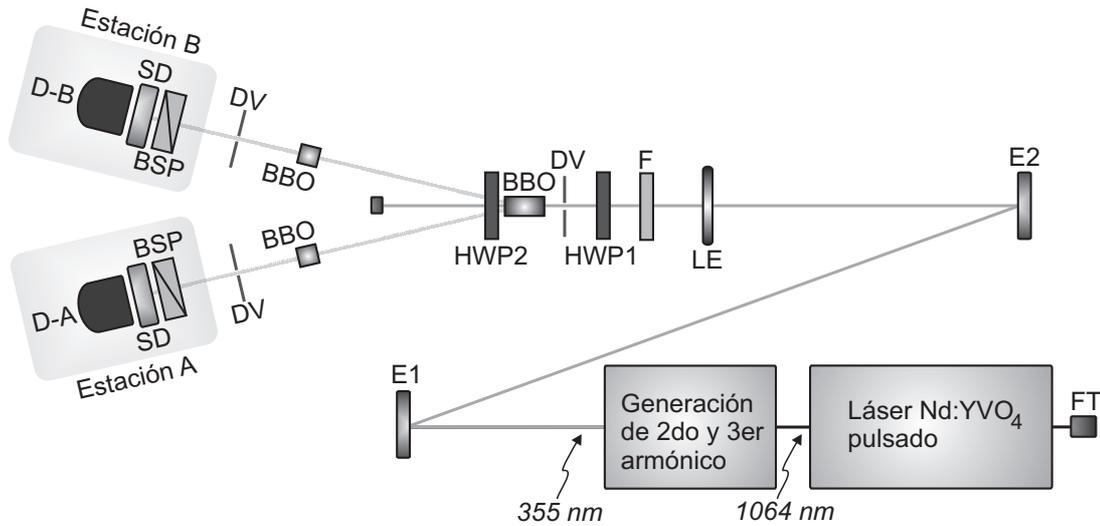


Figura 7.3: Esquema del dispositivo experimental para generar y detectar fotones entrelazados en polarización en el régimen pulsado. FT: fotodiodo. E1 y E2: espejos planos HR para 355 nm. LE: lente de enfoque (30 cm). F: filtro pasabanda para 355 nm (transmisión: 80%). HWP1: lámina de media onda para 355 nm. HWP2: lámina de media onda para 710 nm. DV: diafragma variable. PBS: cubo separador de polarización. SD: sistema de detección (filtros interferenciales, objetivos de microscopio y fibras ópticas). D-A y D-B: detectores para conteo de fotones. Cristal generador de pares de fotones: BBO tipo II de 3 mm de largo. Cristales compensadores: BBO tipo II de 1.5 mm de largo.

Los módulos para conteo de fotones y el sistema de detección, formado por filtros interferenciales, objetivos de microscopio y fibras ópticas multimodo, se encuentran descritos en el capítulo 3 (secciones 3.3.1 y 3.3.3). La placa de adquisición y la interfase de control son los mismos que se detallan en la sección 3.3.2, sólo se reemplazó la unidad de detección de coincidencias por una con ventana de coincidencias variable (apéndice L).

Para seleccionar fotones con una longitud de onda en torno a la degenerada ( $\lambda_i = \lambda_s = 710$  nm), se emplearon filtros interferenciales centrados en 710 nm (10 nm FWHM). Cabe destacar que, para esta longitud de onda, los módulos SPCM presentan la máxima eficiencia de detección nominal (72 %, figura 3.3).

### Filtros interferenciales

La medición de la curva de transmisión de los filtros, usando un espectrómetro con acople a fibra AvaSpec-3648, mostró que la máxima transmisión se encontraba desplazada del valor especificado, centrada en 713 nm (figura 7.4, izquierda). Este corrimiento dificulta la alineación del sistema de detección porque, normalmente, la intersección de los anillos se encuentra maximizando el número de cuentas detectadas. Una manera de resolver esta dificultad se logró aprovechando que los filtros interferenciales transmiten a diferentes longitudes de onda para distintos ángulos de incidencia. Si la luz no incide normal al filtro, su longitud de onda central decrece, su transmisión disminuye y su ancho de banda aumenta [Coh, Ori]. Teniendo en cuenta estos efectos fue posible corregir la longitud de onda central diseñando montajes especiales de manera de inclinar los filtros un ángulo de  $\sim 10^\circ$  con la dirección de la radiación.

En la figura 7.4 se presentan las curvas de transmisión medidas a incidencia normal y cuando la luz incide con ángulos de  $10.4^\circ$  y  $10.9^\circ$  (éste ángulo depende del filtro particular) donde puede verse que la transmisión pico decayó, en ambos casos, un 7% pero que el ancho de banda no se modificó (para más detalles consultar el apéndice L).

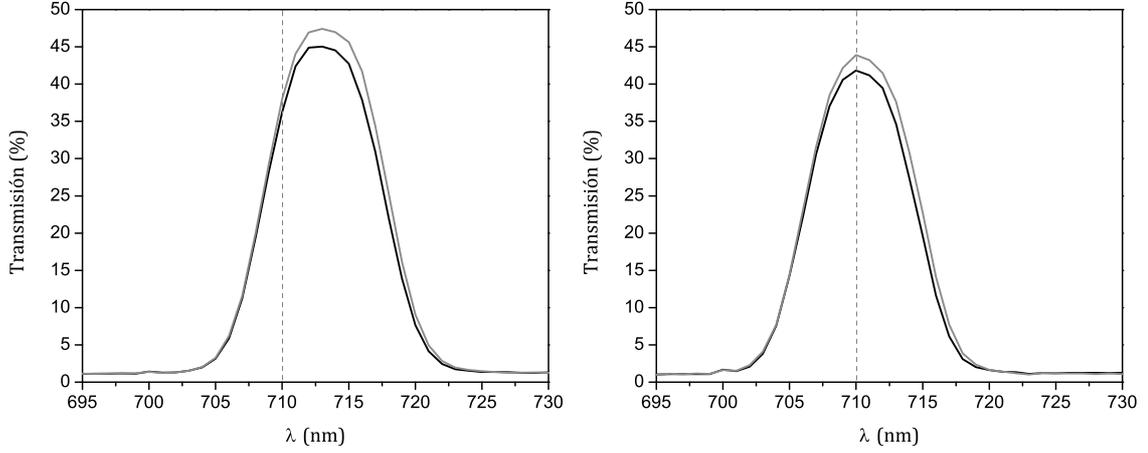


Figura 7.4: Curvas de transmisión de los filtros interferenciales en función de la longitud de onda. *Izquierda*: A incidencia normal la longitud de onda central de ambos filtros es de 713 nm. *Derecha*: Si la luz incide a un ángulo de  $10.4^\circ$  (línea negra) y de  $10.9^\circ$  (línea gris) respecto de la normal, la longitud de onda central se corre a 710 nm.

### Compensación del walk-off

Para el cristal en uso puede calcularse (ver apéndice C) que, el walk-off longitudinal entre los haces o y e es de  $\sim 251$  fs y el walk-off transversal es de  $\sim 209$   $\mu m$  para una longitud de onda de 710 nm, comparable con el tamaño del spot (0.5 mm) y el tiempo de coherencia ( $\tau_c = 168$  fs) de los fotones emitidos.

Para compensar estos efectos se usó la configuración, bien conocida, de una lámina de media onda y dos cristales BBO idénticos al cristal principal pero con la mitad de espesor [KMW<sup>+</sup>95]. Los cristales compensadores se ubicaron en el camino de los fotones en 710 nm y sus ejes ópticos se orientaron de la misma manera que el BBO original.

La lámina de media onda (HWP2 en la figura 7.3) rota  $90^\circ$  la polarización de la luz intercambiando la polarización de los fotones que nacen del cristal. De esta manera, cuando los fotones atraviesan los cristales compensadores, uno en cada camino, el haz con polarización ordinaria (polarización H) se desplaza transversalmente quedando ubicado en el centro del haz con polarización extraordinaria (polarización V) como se muestra en la figura 7.5. Con esta configuración, sin embargo, no se puede compensar la forma elíptica del haz extraordinario.

Este mismo esquema permite compensar la diferencia temporal, en forma completa para los fotones creados en el centro del cristal y en forma parcial para los fotones creados en la primera y en la última mitad del cristal. De esta manera se logra una compensación parcial de los efectos walk-off transversal y longitudinal en forma simultánea. El estado entrelazado en polarización ideal tiene la forma (ecuación 2.8)

$$|\psi_{12}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |H\rangle_s |V\rangle_i + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} |V\rangle_s |H\rangle_i, \quad (7.1)$$

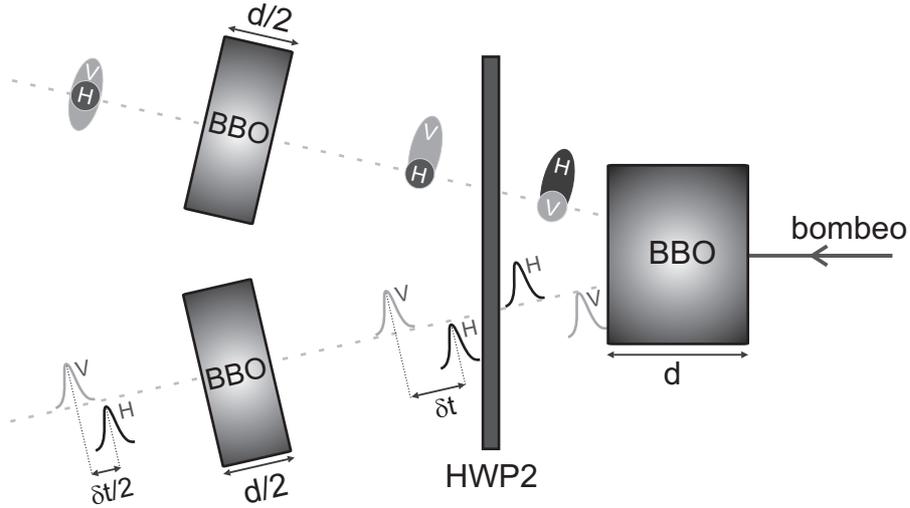


Figura 7.5: Configuración experimental para la compensación del walk-off. En la rama superior se esquematiza la compensación del walk-off transversal y en la rama inferior, el longitudinal.

donde  $|H\rangle$  y  $|V\rangle$  son las polarizaciones de los fotones signal e idler y  $\phi$  es la fase entre las polarizaciones H y V. Los estados de Bell  $|\psi^+\rangle$  y  $|\psi^-\rangle$  (ecuación 2.9) pueden generarse ajustando el parámetro  $\phi$ . Esto último se consigue inclinando uno de los cristales compensadores gracias a que su birrefringencia modifica el delay relativo de los caminos ópticos de los fotones signal e idler.

### Alineación

Para que la intersección de los dos conos se encuentre en un plano paralelo a la mesa óptica el haz en  $355 \text{ nm}$  debe tener polarización vertical y el cristal BBO se debe orientar de manera que su eje óptico se encuentre en un plano perpendicular al plano de la mesa. Esto se logró rotando la polarización del bombeo con una lámina de media onda (HWP1) y montando el cristal en un rotador de óptica adosado a un posicionador angular como se muestra en la figura 7.6. Este montaje permite controlar la orientación del eje óptico del cristal y el ángulo que forma con el haz de bombeo ( $\approx 50^\circ$  en este caso). En estas condiciones, uno de los conos tiene polarización H y el otro polarización V.

Los sistemas de detección se ubicaron a  $1 \text{ m}$  del cristal BBO teniendo en cuenta que las intersecciones de los conos en  $710 \text{ nm}$  forman un ángulo de  $\approx 4^\circ$  con la dirección definida por el haz de bombeo. La prealineación del sistema de detección se realizó con un láser de Ne-He utilizando la técnica que se explicó en la sección 3.6.

El primer paso consistió en maximizar el número de eventos registrados por cada detector usando los filtros interferenciales centrados en  $710 \text{ nm}$ . Las correlaciones en polarización se midieron usando cubos polarizadores (PBS) ubicados delante del sistema de detección como se describió en la sección 3.6. Usando los polarizadores ( $0^\circ \rightarrow H$ ,  $90^\circ \rightarrow V$ ) se intentó balancear el número de fotones con polarizaciones H y V y maximizar las coincidencias  $N(0^\circ, 0^\circ) = N(90^\circ, 90^\circ)$ . Sin embargo, con esta técnica no se obtuvieron resultados satisfactorios por lo que se realizó un mapeo en las dos regiones donde se cortaban los anillos. Este mapeo consistió en medir el número de fotones con polarización H (V) variando a mano,

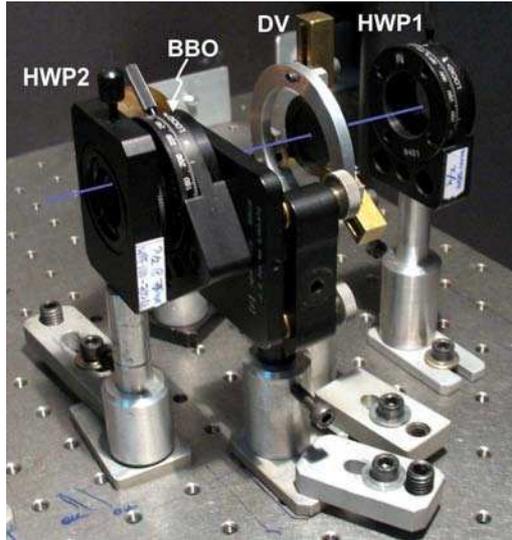


Figura 7.6: Esquema para generar pares de fotones por fluorescencia paramétrica usando un cristal BBO tipo II. El BBO está montado en un rotador de óptica y un posicionador angular para facilitar la alineación. HWP1: lámina de media onda con recubrimiento AR para 355  $nm$ . DV: diafragma variable. HWP2: lámina de media onda con recubrimiento AR para 710  $nm$  (compensación de walk-off). La línea violeta indica el camino del láser.

en forma vertical y transversal, la posición del sistema de detección <sup>1</sup>. Esto se hizo usando las plataformas de desplazamiento lineal sobre las cuales se encontraba montado el sistema de detección (figura 3.6). A modo de ejemplo, en la figura 7.7 se presentan los resultados para una de las intersecciones señalada con un círculo gris. Las coordenadas  $(x, y)$  están referidas a los cursores de los tornillos micrométricos de las plataformas de desplazamiento. Aunque efectivamente se observa que los anillos se cortan en torno a la posición  $(5\text{ mm}, 1\text{ mm})$ , para este caso, el máximo número de fotones con polarización V es un 20% menor que aquellos con polarización H. Además se puede apreciar que el anillo con polarización V (figura 7.7, izquierda) es un poco más ancho que el de polarización H (figura 7.7, derecha). Esta asimetría espacial se suele observar cuando el haz de bombeo se enfoca en el cristal [BLEW06]. En el caso de fluorescencia paramétrica tipo II, la condición de phase-matching hace que el momento transversal del bombeo afecte de manera distinta al par de fotones que nacen del cristal. Cuando el bombeo se enfoca ligeramente, los fotones que tienen la misma polarización del bombeo adquieren una divergencia mucho más grande que los fotones con la otra polarización. En consecuencia, cuando los conos de emisión se intersecan, uno de ellos es mucho más ancho que el otro.

En estas condiciones, se colocó una lámina de media onda con recubrimiento AR para 710  $nm$  (HWP2) para rotar la polarización de los fotones que nacen del cristal, y los cristales compensadores (dos BBO de 1.5  $mm$  de largo con las mismas características que el BBO principal) en los caminos de los fotones en 710  $nm$ , tal como se muestra en la figura 7.8. Para marcar el camino de los fotones que se quieren detectar se colocaron diafragmas variables delante de los cristales compensadores.

<sup>1</sup>El bajo número de fotones detectados no permitió usar un monocromador para encontrar la intersección de los anillos en 710  $nm$ .

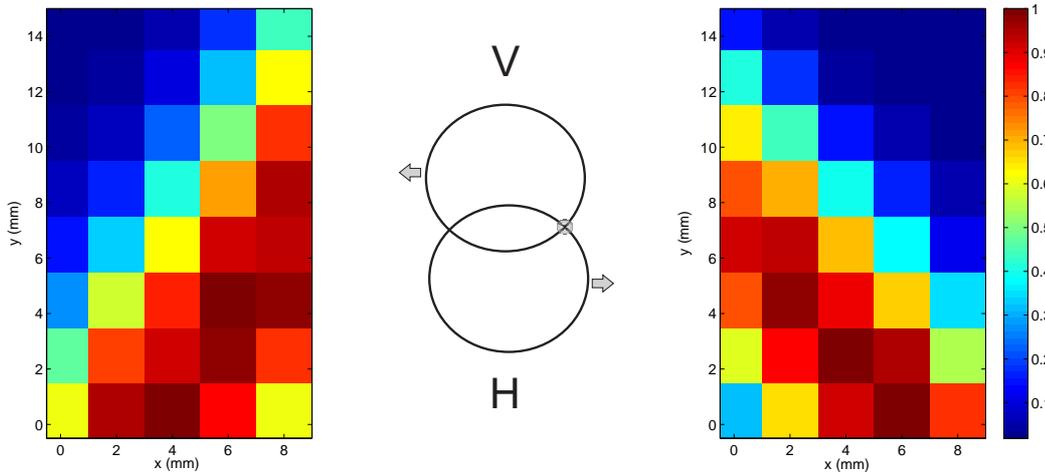


Figura 7.7: Mapa de la distribución de fotones detectados, con polarizaciones H y V, en la región donde se intersecan los anillos. Las mediciones se encuentran normalizadas teniendo en cuenta el máximo número de fotones que se detectó con cada polarización. *Izquierda*: anillo con polarización V (máximo  $\sim 22000$  fotones). *Derecha*: anillo con polarización H (máximo  $\sim 17500$  fotones).

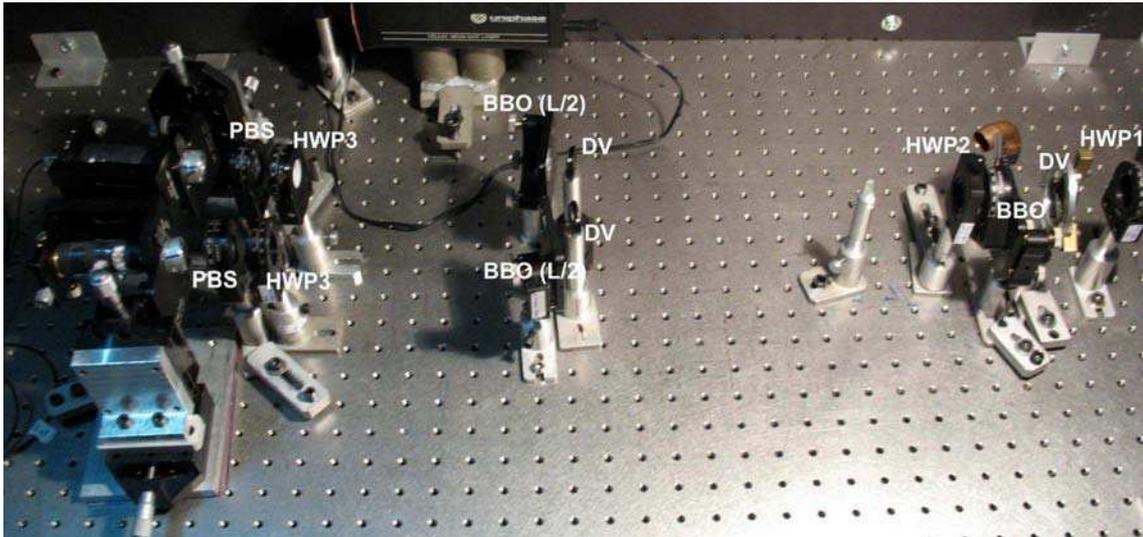


Figura 7.8: Fotografía del dispositivo experimental. Los cristales compensadores (BBO (L/2)) se montaron en posicionadores angulares y delante de ellos se colocaron diafragmas variables. Para la medida de polarización se empleó un cubo polarizador (PBS) y una lámina de media onda (HWP3) en cada rama.

En la figura 7.9 se muestran las curvas de coincidencias que se obtuvieron incorporando la etapa de compensación de walk-off. Las líneas continuas se obtienen mediante un ajuste teniendo en cuenta que el número de coincidencias  $N(\alpha, \beta)$  para el estado  $|\psi^-\rangle$  es de la forma [KMW<sup>+</sup>95]

$$N(\alpha, \beta) = N_0 + A \cdot \text{sen}^2(\alpha - \beta), \quad (7.2)$$

con  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  y  $135^\circ$ . Puede observarse un bajo contraste en la base diagonal ( $\sim 52\%$ ) que no pudo mejorarse alineando el sistema de detección.

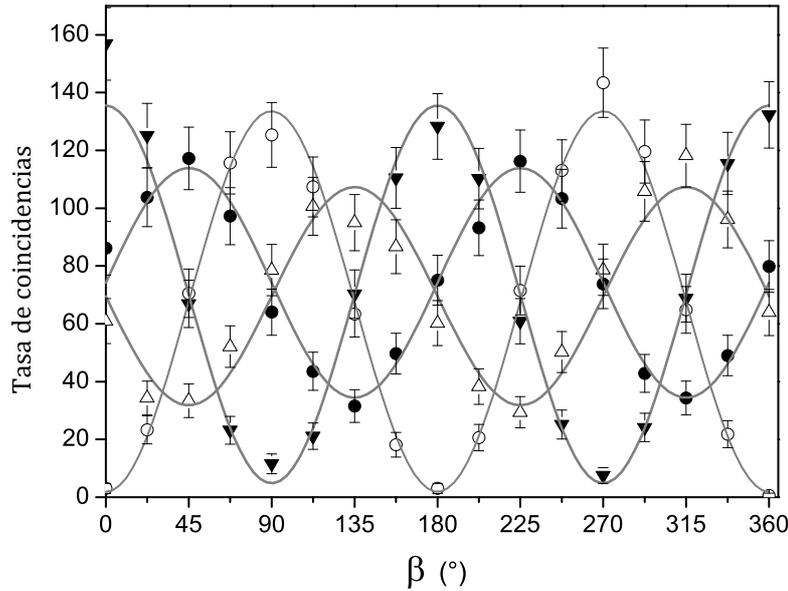


Figura 7.9: Curvas de contraste medidas usando cristales compensadores y enfocando el haz de bombeo con una lente de 30 cm.  $\alpha = 0^\circ$  (○).  $\alpha = 45^\circ$  (●).  $\alpha = 90^\circ$  (▼).  $\alpha = 135^\circ$  (△). Ventana de coincidencias: 9 ns.

Se sabe que la calidad del modo del haz de bombeo y el enfoque afectan el entrelazamiento. Aunque la divergencia del haz de bombeo usando la lente de 30 cm era aparentemente baja ( $\approx 1$  mrad), se decidió reemplazarla por un telescopio para que el haz llegara colimado al cristal. Este se hizo empleando dos lentes con distancias focales de 5 cm y 15 cm, ambas con recubrimiento AR para 355 nm. Además, en el foco de la lente de 15 cm se colocó un diafragma con un diámetro de 100  $\mu\text{m}$  para filtrar espacialmente y mejorar la calidad del haz (figura 7.10). El diafragma se montó en un posicionador XY lo que permitió desplazarlo transversalmente y centrarlo con el haz de bombeo. Con esta configuración se recuperó la divergencia ( $\approx 0.6$  mrad) del haz sin óptica de enfoque y se mantuvo el tamaño del spot en el cristal usando la lente de 30 cm ( $\approx 0.5$  mm). Para mejorar aún más el filtrado espacial de los

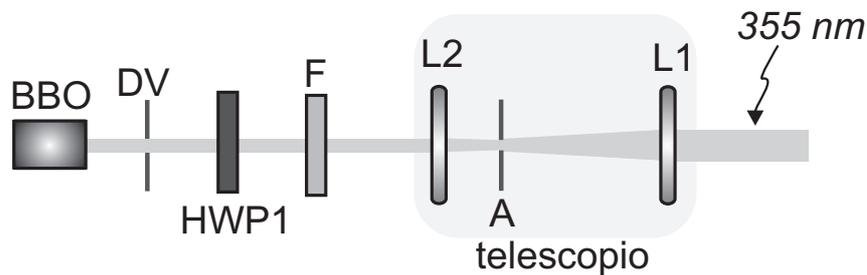


Figura 7.10: Sistema óptico para mejorar la calidad del haz de bombeo. Las lentes L1 (15 cm) y L2 (5 cm) forman un telescopio y con la apertura A (100  $\mu\text{m}$  de diámetro) se realiza un filtrado espacial. F: filtro pasabanda para 355 nm. HWP1: lámina de media onda para 355 nm. DV: diafragma variable.

fotones signal e idler, en cada montaje de los filtros interferenciales se pegó un diafragma con una apertura circular de 1.5 mm de diámetro. Este esquema permitió mejorar la visibilidad en la base diagonal.

### 7.2.3. Verificación de entrelazamiento

#### Mediciones

Una vez alineado el dispositivo experimental se midieron las curvas de coincidencias para distintas orientaciones de los polarizadores usando la técnica de time-stamping. Con esta técnica no sólo se almacenaron los tiempos de detección de cada fotón, sino también el tiempo de emisión de todos los pulsos del bombeo (usando un fotodiodo rápido que detecta una pérdida del láser de Nd:YVO<sub>4</sub>). La detección del pulso permite saber, con certeza, en qué intervalo de tiempo no debería detectarse un par de fotones.

La adquisición se realizó usando la misma placa de conteo descrita en la sección 3.3.2 y una interfase de control en Labview (figura 6.3), que genera un archivo por cada detector y un tercero correspondiente a la señal del fotodiodo, como se describió en el capítulo anterior (sección 6.2). La frecuencia de repetición del láser fue de 60 kHz y las mediciones se realizaron con los polarizadores orientados en  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  y  $135^\circ$  (estación A), y  $\beta = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 90^\circ, 112.5^\circ, 135^\circ, 157.5^\circ$  y  $180^\circ$  (estación B). En total se almacenaron 108 series temporales (para las 36 orientaciones  $(\alpha, \beta)$  de los polarizadores) de una rampa de duración.

#### Análisis y resultados

Cada detector registró un total de  $(600 \pm 30) s^{-1}$  (estación A) y  $(750 \pm 50) s^{-1}$  (estación B) eventos con un máximo de  $70 s^{-1}$  coincidencias. La señal del fotodiodo que detecta el pulso de bombeo es la señal de “alerta” o “trigger” que se utiliza para filtrar los fotones que vienen con el pulso de Q-switch. Por simplicidad se llama serie A a la lista de tiempos de todos los eventos registrados en la estación A y serie Ap a los eventos de la estación A sincronizados con la señal de disparo del fotodiodo en un intervalo de tiempo  $T_{nat} = 75 ns$  (se observa que el  $\approx 90\%$  de los eventos se localizan en un intervalo de tiempo de  $75 ns$ , como se muestra en la figura 7.11). Análogamente para la estación B.

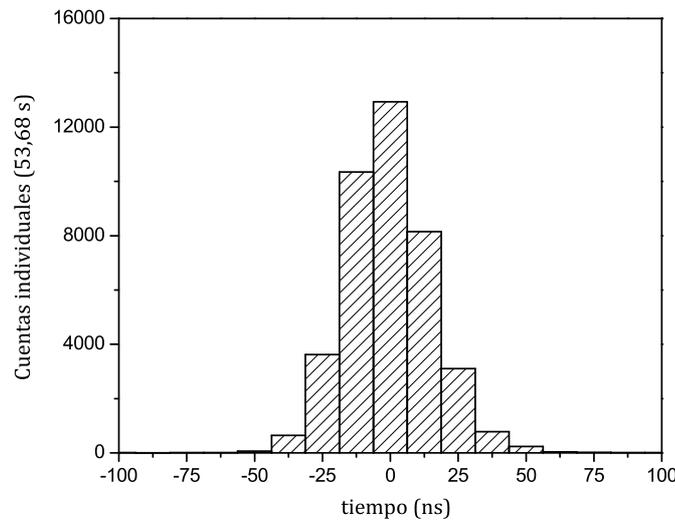


Figura 7.11: Distribución de eventos registrados por un SPCM adentro del pulso de bombeo (archivo: S3D21641). # total de eventos = 45482. # de eventos entre  $-37.5 ns$  y  $37.5 ns$  = 40931 ( $\approx 90\%$  de los datos totales por lo tanto,  $T_{nat} = 75 ns$ ).

Las curvas de contraste y el parámetro  $S_{CHSH}$  se calcularon para el caso *filtrado* (sólo se consideraron los fotones localizados adentro de la duración del pulso de bombeo). Para este análisis primero se debe determinar los eventos coincidentes con el pulso. Siguiendo los pasos que se describen en la sección 6.3, se encontraron los delays óptimos entre las series A y B, y los pulsos de bombeo. Usando estos delays se calculó el número de eventos de las series Ap y Bp (datos requeridos para el cálculo de las coincidencias accidentales) y las coincidencias entre estas series considerando una ventana temporal  $T_w = 75 \text{ ns}$ . La estimación de coincidencias accidentales se realizó usando la ecuación 6.8 ( $N_{acc}$  totales) con los valores de la tabla 6.1 (para  $T_w = 75 \text{ ns}$ ) dando como resultado  $N_{acc} \approx 5 \text{ s}^{-1}$ . Cabe mencionar que el número de eventos que caen afuera de los pulsos es de  $\approx 90 \text{ s}^{-1}$  (estación A) y de  $\approx 200 \text{ s}^{-1}$  (estación B). Estos valores coinciden con el número de cuentas de oscuridad para cada uno de los SPCM usados en este experimento.

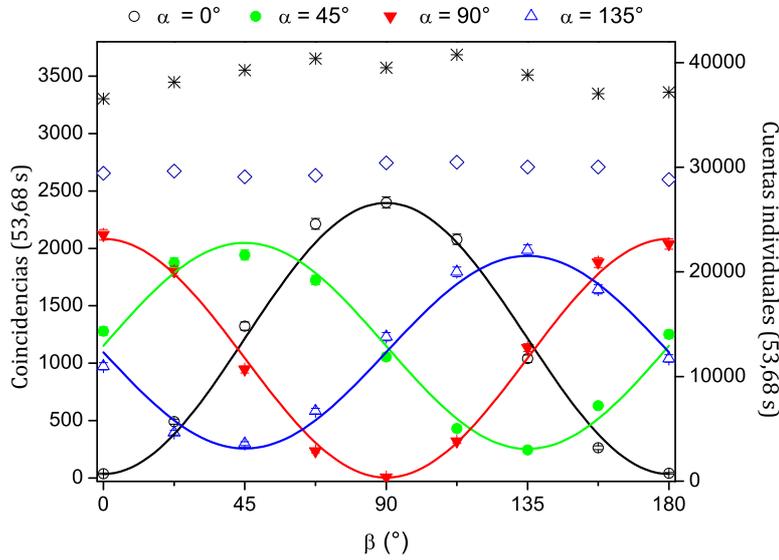


Figura 7.12: Curvas de contraste medidas usando cristales compensadores (usando la técnica de time-stamping y restando  $N_{acc}$ ). El haz de bombeo se colima y enfoca con un telescopio. \* y  $\diamond$  corresponden a las detecciones registradas por los módulos de conteo de las estaciones A y B, respectivamente. Nótese que el número de cuentas individuales prácticamente no cambia con el ángulo. Las líneas continuas corresponden a las curvas teóricas.  $T_w = 75 \text{ ns}$ .

En la figura 7.12 se muestran las curvas de contraste obtenidas. La visibilidad de estas curvas mejoró notablemente, aunque se sigue observando un desbalance en el número de fotones H y V (ahora la cantidad de fotones H es mayor porque la lámina HWP2 rotó  $90^\circ$  la polarización de los fotones signal e idler). En la base diagonal la visibilidad aumentó del  $\sim 52\%$  (figura 7.9) al  $\sim 73\%$ .

Para este conjunto de mediciones, el parámetro de correlación fue de  $S_{CHSH} = (2.31 \pm 0.04)$ , resultado que viola claramente las desigualdades de Bell por 8 desviaciones estándar. Esta fue la primera medición de las desigualdades de Bell con resolución temporal realizada en el ámbito internacional.

### 7.3. Fluorescencia paramétrica tipo I con bombeo pulsado

#### 7.3.1. Descripción del dispositivo experimental

También se construyó una fuente pulsada de fotones entrelazados usando un par de cristales BBO en la condición de phase-matching tipo I. Los fotones se generan por fluorescencia paramétrica implementando el mismo esquema que se usó en el caso de bombeo continuo (ver capítulo 3, sección 2.3.1) [KWW<sup>+</sup>99]. Los ejes ópticos de los cristales están rotados a  $90^\circ$  (Castech), tienen un ángulo de corte  $\theta_{cc} = 33.2^\circ$  y miden  $3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$  cada uno. Los cristales se bombean con la tercera armónica del láser de Nd:YVO<sub>4</sub> que se describió en el capítulo 5. Los fotones señal e idler degenerados ( $\lambda_i = \lambda_s = 710 \text{ nm}$ ) emergen del cristal formando un ángulo de  $\approx 2.6^\circ$  con la dirección del haz de bombeo como se muestra en la figura 7.13. Como

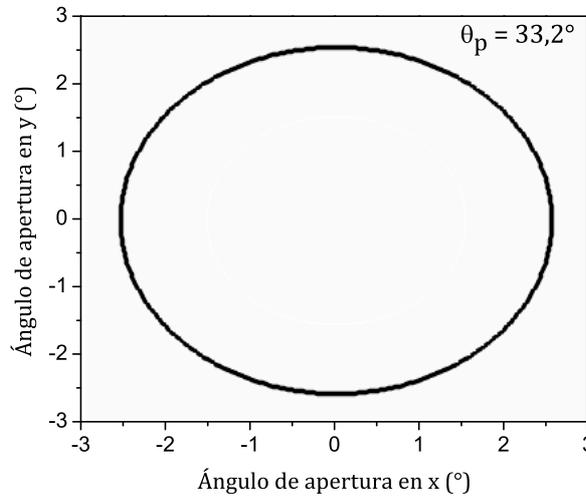


Figura 7.13: Distribución angular de la fluorescencia paramétrica en  $710 \text{ nm}$  ( $\lambda_p = 355 \text{ nm}$ ) para BBO tipo I.  $\theta_p = \theta_{cc}$  (el ángulo entre el eje óptico del cristal y la dirección del bombeo coincide con el ángulo de corte del cristal). Los fotones salen del BBO formando un ángulo de  $\approx 2.6^\circ$  con la dirección del bombeo ( $0^\circ, 0^\circ$ ).

la longitud de coherencia del láser de bombeo es de  $14 \text{ mm}$  (ver figura 5.18), es posible usar, en este esquema, cristales BBO más largos que los que se usaron en el capítulo 3. Ahora los BBO tienen un espesor de  $1 \text{ mm}$  (cada uno) para minimizar los efectos de walk-off.

A la salida de los cristales los fotones en  $710 \text{ nm}$  con polarizaciones H y V están desplazados transversalmente una distancia  $\approx 69 \mu\text{m}$  (ángulo de walk-off  $\rho_o \approx 4^\circ$ , ver apéndice C). Como  $\rho_o L/D \ll 1$  ( $L = 1 \text{ mm}$  es el espesor de un cristal y  $D \approx 0.5 \text{ mm}$  es el diámetro del haz de bombeo), en principio el efecto de walk-off transversal sería despreciable (ver sección 3.5). Además, como el walk-off longitudinal es de  $123 \text{ fs}$  y el tiempo de coherencia es de  $168 \text{ fs}$  (para filtros de  $10 \text{ nm}$ ), tampoco habría problemas con la distinguibilidad temporal.

En la figura 7.14 se presenta un esquema del dispositivo experimental. La fuente de bombeo (incluyendo el telescopio y el filtro F) y el sistema de detección (señalados como estación A y B) son los mismos que se usaron en el experimento con BBO tipo II. La lámina de media onda se usa para rotar a  $45^\circ$  la polarización del haz de bombeo y la de cuarto de onda permite ajustar la diferencia de fase entre los fotones creados en los diferentes cristales. De esta manera se consigue que el estado de polarización de los fotones a la salida de los BBO sea cercano al

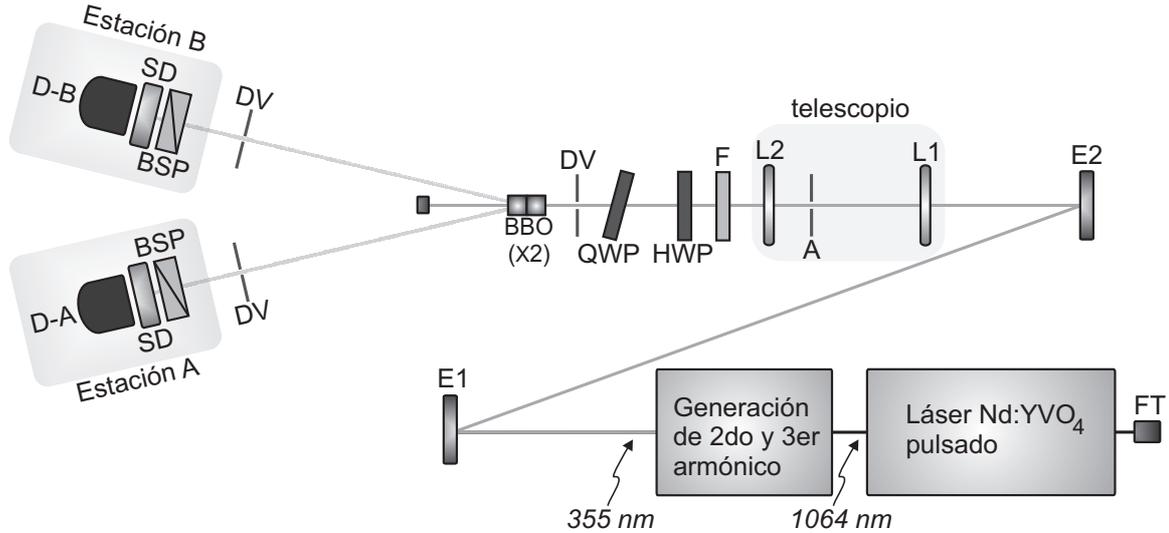


Figura 7.14: Esquema del dispositivo experimental para generar y detectar fotones entrelazados en polarización en el régimen pulsado. FT: fotodiodo. E1 y E2: espejos planos HR para 355 nm. L1 (15 cm) y L2 (5 cm): lentes. A: abertura circular (100  $\mu\text{m}$  de diámetro). F: filtro pasabanda para 355 nm (transmisión: 80 %). HWP: lámina de media onda para 355 nm. QWP: lámina de cuarto onda para 355 nm. DV: diafragma variable. PBS: cubo separador de polarización. SD: sistema de detección (filtros interferenciales, objetivos de microscopio y fibras ópticas). D-A y D-B: detectores para conteo de fotones. Cristal generador de pares de fotones: 2 BBO tipo I (largo total = 2 mm).

$|\Phi^-\rangle$ . Las láminas de media onda y cuarto de onda, el par de cristales BBO y el sistema de detección se alinearon de la misma manera que se explicó en detalle en la sección 3.6.

### 7.3.2. Verificación de entrelazamiento

Para verificar el entrelazamiento de los fotones emitidos por el cristal se midieron coincidencias con los polarizadores orientados en  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  y  $135^\circ$  (estación A), y  $\beta = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 90^\circ, 112.5^\circ, 135^\circ, 157.5^\circ$  y  $180^\circ$  (estación B). Las mediciones se realizaron usando electrónica de coincidencias con  $T_w \approx 9 \text{ ns}$  (ver apéndice D).

La visibilidad de las curvas de la figura 7.15 es del  $\approx 88\%$  en la base lineal y del  $\approx 78\%$  en la base diagonal. Estos valores indican que la fuente emite pares de fotones con un alto grado de entrelazamiento (notar que no se restaron las coincidencias accidentales). Además, puede observarse que las cuentas individuales para ambos detectores se mantuvo prácticamente constante confirmando así que las correlaciones observadas provienen del entrelazamiento. En promedio cada SPCM registró  $(1462 \pm 28) \text{ s}^{-1}$  y  $(1059 \pm 31) \text{ s}^{-1}$  detecciones y se midieron un máximo de  $70 \text{ s}^{-1}$  coincidencias (con  $T_w \approx 9 \text{ ns}$ , la ventana más chica de la unidad de detección de coincidencias). Estos resultados corresponden a un  $S_{CHSH} = (2.40 \pm 0.23)$ , calculado en base a las coincidencias medidas sin restar las coincidencias accidentales (figura 7.15).

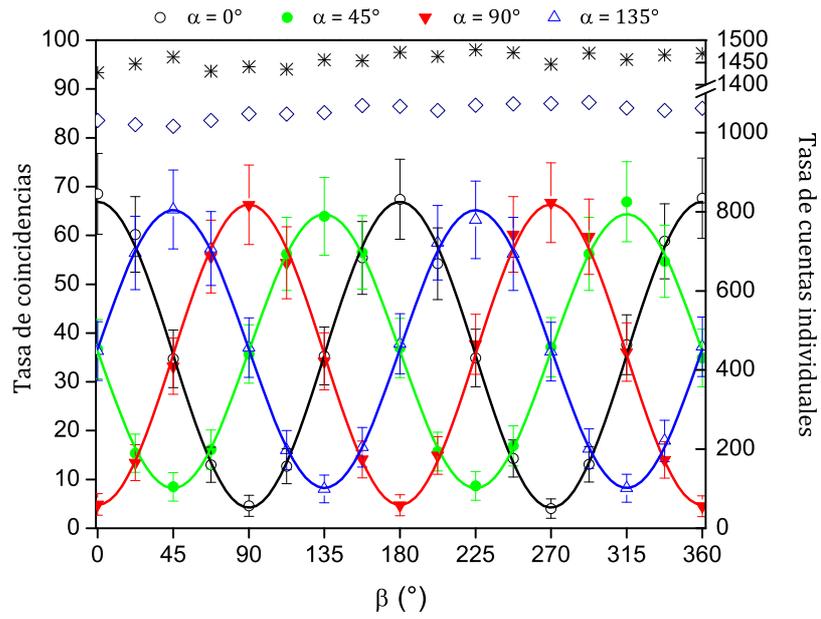


Figura 7.15: Curvas de contraste medidas usando electrónica de coincidencias (no se restaron  $N_{acc}$ ,  $T_w \approx 9$  ns),  $f_{rep} = 60$  kHz.  $\diamond$  y  $*$  corresponden a las detecciones registradas por los SPCM de las estaciones A y B, respectivamente. Nótese que el número de cuentas individuales prácticamente no cambia con el ángulo. Las líneas continuas corresponden a las curvas teóricas.

---

# 8

## Estudio experimental de teorías no ergódicas: parte II

Mediante el experimento que se describe en este capítulo, y que fue previamente sugerido por otros autores para este propósito, se evalúan algunos modelos LR que se sustentan en el coincidence-loophole o efectos de memoria. En el experimento se emplearon fotones correlacionados producidos en forma de pulsos de nanosegundos con una separación ( $\approx 20 \mu s$ ) mucho mayor que su duración ( $\approx 75 ns$ ), y una señal de “alerta” o “trigger” provista por un fotodiodo rápido que detecta el pulso de bombeo. Con la técnica de time-stamping se registraron los tiempos de detección de cada fotón y de la emisión de todos los pulsos de bombeo para evaluar, a posteriori, la evolución temporal del parámetro  $S_{CHSH}$  adentro del pulso y estudiar si existe algún efecto de memoria que modifique el valor de  $S_{CHSH}$  en el tiempo dando, en promedio, un resultado que viole las desigualdades de Bell. Además se estudia el efecto de la ventana de coincidencias y la contribución de los fotones que se encuentran afuera del pulso para evaluar si los fotones se desplazaron fuera de su tiempo natural, revelando el mecanismo del coincidence-loophole, si existiese.

Cabe destacar que un experimento con estas características no fue realizado con anterioridad.

### 8.1. Discusión preliminar

Las CLHT pueden ser completamente artificiales [Hni91, LG04, GWZZ03, Sca84, Pas86], pueden estar basadas en sistemas mecánicos [Buo78, Not84] o pueden seguir algún mecanismo de procesamiento de la información, donde cada elemento óptico actúe como una unidad lógica siguiendo un programa simple y flexible [MJDR11]. Esta lista es muy general y tampoco es completa.

En la descripción usual según la mecánica cuántica, el bombeo de la fluorescencia paramétrica pulsada [PCL<sup>+</sup>12] se escribe como una superposición de ondas monocromáticas. El estado del campo a la salida es una integral sobre el espectro del pulso:

$$|\Psi_{pulso}\rangle = \int d^3k |\Psi[F(k)]\rangle, \quad (8.1)$$

donde  $|\Psi_{pulso}\rangle$  es el estado para el caso monocromático siendo  $k$  el vector de onda y  $F(k)$  la amplitud del campo.

En nuestro dispositivo experimental, el ancho de banda  $\omega_p$  del bombeo es mucho más chico

que el ancho de banda de la fluorescencia paramétrica en los cristales y que el ancho de banda de los filtros interferenciales ( $\omega_f \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ). Por lo tanto, la probabilidad de detectar un fotón del par a un tiempo  $t$  y el otro a un tiempo  $t'$  es

$$P(t, t') \sim \exp[-\Delta\omega_f^2(t - t')^2] \times \exp\left[\frac{-\Delta\omega_p^2(t + t')^2}{2}\right]. \quad (8.2)$$

Esto significa que el tiempo de correlación de las detecciones está definido por la resolución de los filtros, mientras que los eventos sólo pueden ocurrir en los tiempos que determina el bombeo [PCL<sup>+</sup>12]. Por otro lado, de acuerdo con las CLHT, los tiempos de detección no se rigen por la ecuación 8.2 sino que están desplazadas en una escala determinada por el valor de  $T_w$ . En las CLHT, ningún fotón se pierde, todo lo que sucede es que las detecciones se corren en el tiempo para caer afuera o adentro de la ventana de coincidencias haciendo que el número de coincidencias pueda variar de forma conveniente para reproducir los resultados que predice la mecánica cuántica. La mayoría de las CLHT son capaces de reproducir los valores de la mecánica cuántica incluso considerando dispositivos ideales con detectores y óptica con una eficiencia del 100 %, y con polarizadores cuyas orientaciones cambien en forma aleatoria. En consecuencia, para testear el coincidence-loophole los valores de  $T_w$  se deben poder variar una vez que el experimento haya finalizado [GWZZ03].

Como se dijo anteriormente (sección 7.1), una propuesta alternativa consiste en usar un dispositivo “event-ready”. Es importante notar que, en nuestro experimento, la señal del fotodiodo (indicando la emisión de un pulso de bombeo) no es una señal “event-ready”. Aún si se usaran detectores y óptica perfectos, no todas las señales de alerta anunciarían la detección de un par. Esto se debe a que el campo generado en este dispositivo experimental no tiene un número de fotones bien definido (en la condición de trabajo, muchos pulsos de bombeo no producen ningún par). Sin embargo, aunque la emisión del pulso no permita predecir con certeza si un par de fotones debería ser detectado, sí se puede saber, con certeza, en que intervalo de tiempo *no* debe ser detectado. En un esquema de intercambio de entrelazamiento (*entanglement swapping*) [ZZHE93] tampoco se producen señales “event-ready” genuinas [JWPZ01]. No todas las señales event-ready anuncian la detección de un par debido a que la óptica y los detectores no son ideales. Estos experimentos involucran el uso de láseres de pulsos ultracortos (con una duración del orden de los femtosegundos y repeticiones de  $\approx 90$  MHz), cuatro SPCM y filtros muy angostos. Debido a las complicaciones experimentales y teóricas, y a la imposibilidad de medir la evolución del parámetro  $S_{CHSH}$  adentro de un pulso de femtosegundos, para los propósitos de este trabajo, se prefirió usar una fuente de fotones entrelazados producidos en pulsos de nanosegundos.

Como la eficiencia de los detectores y óptica usada, por supuesto, no son ideales, y las orientaciones de los polarizadores están fijas, para violar las desigualdades de Bell se debe asumir “fair sampling” y “no contextualidad” (ver sección 1.3). En este sentido, el experimento que se describe en este capítulo es complementario a los experimentos de [RKM<sup>+</sup>01, WJS<sup>+</sup>98, SUK<sup>+</sup>10]. Cada uno de estos experimentos cerró uno de los tres loopholes en forma separada, y en cada uno de ellos LR ha sido refutado siempre y cuando se asuma que los otros dos loopholes están cerrados.

## 8.2. Mediciones

Para el estudio experimental del coincidence-loophole y los efectos de memoria sobre los que se sustentan las CLHT se usaron dos fuentes de fotones entrelazados en polarización generados por fluorescencia paramétrica: en una de ellas el cristal no lineal generador de pares es un BBO tipo II (sección 7.2) y en la otra, un par de BBO tipo I (sección 7.3) con sus ejes ópticos rotados a  $90^\circ$ . Los dispositivos experimentales de estas dos configuraciones se describen en detalle en el capítulo 7. El láser de bombeo ( $\lambda_p = 355 \text{ ns}$ ) operó a una repetición de 60 kHz con pulsos de 35 ns de duración FWHM, cumpliendo así con los requerimientos de [LG04] (la duración del pulso debe ser mucho menor que la separación entre pulsos).

Con la técnica de time-stamping se almacenaron los tiempos de detección de los fotones emitidos por la fuente y los tiempos de emisión de los pulsos de bombeo (usando un fotodiodo rápido) como se muestra en la figura 8.1. La placa de conteo y el programa de control son los mismos que se usaron para registrar las mediciones del capítulo 6.

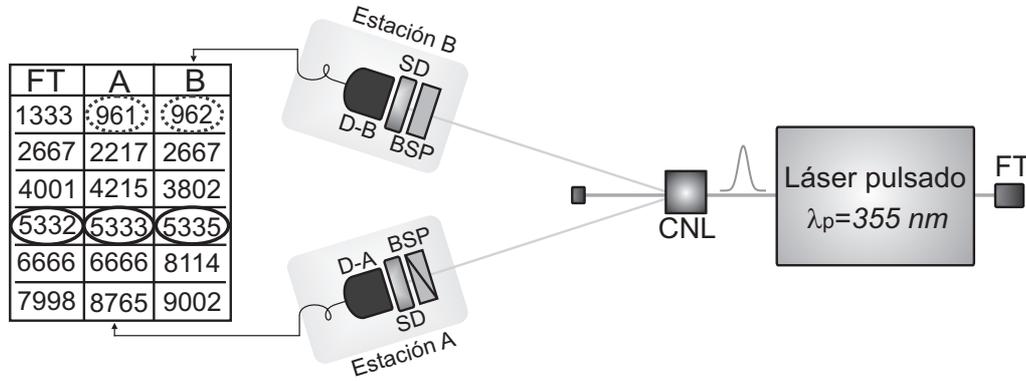


Figura 8.1: Esquema del dispositivo experimental. CNL: cristal no lineal. FT: fotodiodo. En las estaciones A y B se detectan los pares de fotones. Los tiempos de detección de cada fotón (A o B) y el tiempo de emisión de cada pulso (FT) se registraron con una resolución de 12.5 ns. El tiempo natural para la detección del fotón es un intervalo de 75 ns (duración completa del pulso) sincronizada con la señal de alerta del fotodiodo. Todos los delays y ventanas de coincidencias pueden variarse una vez que haya finalizado el experimento. La tabla muestra, a modo ilustrativo, los tiempos de detección de los 3 canales (en la base de tiempos de la placa de conteo). En la primera línea hay una coincidencia ( $T_w^{AB} = 25 \text{ ns}$ ) entre A y B pero cae afuera de  $T_{nat}$ . Recién puede observarse una coincidencia dentro de  $T_{nat}$  en la cuarta línea.

Para el estudio de interés se almacenaron un total de 672 archivos (336 con BBO tipo I y otros 336 con BBO tipo II) con los polarizadores orientados en  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  y  $135^\circ$  (estación A), y  $\beta = 22.5^\circ, 67.5^\circ, 112.5^\circ$  y  $157.5^\circ$  (estación B). Para cada combinación  $(\alpha, \beta)$  se registraron 7 series A, B y de los pulsos de Q-switch de una rampa. Debido a la gran cantidad de datos que tiene la lista de los pulsos de bombeo ( $6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  detecciones), se prefirió adquirir los datos en varias series temporales y analizar en forma individual cada una de ellas.

Con BBO tipo II las mediciones se realizaron en 5 horas aproximadamente (muchas series temporales debieron descartarse porque se interrumpía la adquisición de datos en alguno de los canales, ver sección 6.2). Durante las mediciones también se observaron fluctuaciones en la potencia del láser bombeo ( $\lambda_p = 355 \text{ nm}$ ) causadas por fluctuaciones térmicas en el láser de Nd:YVO<sub>4</sub>. Estas variaciones térmicas se originan en el sistema que refrigera el cabezal

del láser y son difíciles de controlar en un lapso de tiempo tan largo. Como la potencia del láser que incide en el cristal generador de pares es muy baja ( $\approx 4 \text{ mW}$ ), pequeños cambios en la potencia de bombeo son apreciables cuando se trabaja con módulos para conteo de fotones individuales. Esto provocó que el número de eventos detectados por cada SPCM no se mantuviera estable en el tiempo total de la medición, pero sí en un lapso de unas dos horas. En las mediciones descritas en la sección 7.2.3 este efecto no se observó porque la adquisición de todos los datos se realizó en una hora y media aproximadamente.

Para BBO tipo I la adquisición completa de las series temporales demandó más de 6 horas (muchas mediciones debieron descartarse por el mismo motivo de arriba). Sin embargo, a diferencia de lo que ocurrió en el esquema anterior, en este caso las fluctuaciones de la potencia del láser fueron notablemente menores, gracias a la instalación de un equipo de aire acondicionado en el laboratorio.

### 8.3. Análisis y resultados

La fluctuación descrita arriba para BBO tipo II hizo que el número de eventos de la serie A variara de  $\sim 18000$  (archivo: S6D21021,  $(\alpha, \beta) = (45^\circ, 22.5^\circ)$ ) a  $\sim 27000$  (archivo: S6D21320,  $(\alpha, \beta) = (135^\circ, 112.5^\circ)$ ). Análogamente, para la serie B se tienen fluctuaciones que van desde  $\sim 25000$  (archivo: S6D11021,  $(\alpha, \beta) = (45^\circ, 22.5^\circ)$ ) a  $\sim 36000$  (archivo: S6D11320,  $(\alpha, \beta) = (135^\circ, 112.5^\circ)$ ) eventos. Para tener en cuenta este efecto en el análisis de las series se adoptó como criterio fijar el número total de eventos en la serie A. En base a esta condición se determinó, para cada combinación  $(\alpha, \beta)$ , la cantidad de archivos (de una rampa) necesarios para el análisis (como máximo se disponen de 7 archivos de una rampa para cada par de ángulos). Por ejemplo, para  $(\alpha, \beta) = (0^\circ, 67.5^\circ)$  se requieren 5 archivos mientras que, para  $(\alpha, \beta) = (45^\circ, 67.5^\circ)$  deben considerarse los 7 archivos disponibles. En consecuencia, el tiempo total de medida es distinto (para cada par de ángulos) pero el número de eventos en A es el mismo. Esto puede hacerse porque las fluctuaciones provienen del láser de bombeo y no por desalineación del sistema de detección.

En el caso de BBO tipo I la fluctuación en el número de cuentas individuales fue menor, por este motivo en el análisis se consideraron todos los archivos disponibles. En la estación A se registraron  $(1400 \pm 45) \text{ s}^{-1}$  eventos y en la estación B,  $(1050 \pm 35) \text{ s}^{-1}$  eventos. La diferencia en los valores medios es causada por las cuentas de oscuridad de los SPCM (son distintas) y por una leve desalineación del sistema de detección. En la figura 8.2 se muestra la dependencia del número de eventos de cada SPCM con el tiempo, teniendo en cuenta el tiempo total de adquisición. Notar que las mediciones se realizaron para distintas orientaciones  $\alpha$  y  $\beta$ . Cuando el sistema de detección está correctamente alineado el número de fotones individuales en cada detector no depende de la orientación de los polarizadores. La variación que se observa en la figura 8.2 se origina principalmente por fluctuaciones en la potencia de salida del láser de bombeo (en este esquema las orientaciones  $(\alpha, \beta)$  se modificaron rotando láminas de media onda ubicadas delante de los polarizadores, esto causa una desalineación mucho menor que si se rotan los cubos polarizadores). Esta misma variación también se observó si se mantenían fijas las orientaciones de los polarizadores.

En este trabajo no se estudia experimentalmente cada una de las CLHT en detalle. Sin

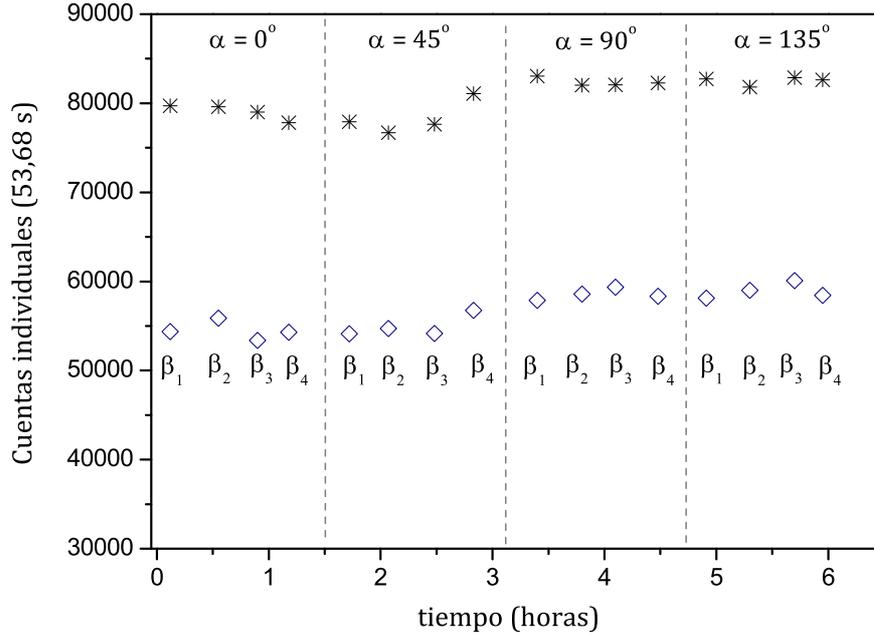


Figura 8.2: Dependencia del número de cuentas individuales en función del tiempo de medición. Las mediciones se realizaron para diferentes orientaciones de los polarizadores. Estación A (\*):  $\alpha$ . Estación B ( $\diamond$ ):  $\beta_1 = 22.5^\circ$ ,  $\beta_2 = 67.5^\circ$ ,  $\beta_3 = 112.5^\circ$ ,  $\beta_4 = 157.5^\circ$ .

embargo, a pesar de su diversidad, estas teorías tienen puntos en común que pueden testearse mediante algunos de los efectos que se describen a continuación. Este análisis es el mismo para las mediciones con BBO tipo I y tipo II (con las salvedades que se discutieron arriba). Para todos los archivos primero se calcularon los delays óptimos entre las series A, B y la de los pulsos de bombeo como se describe en la sección 6.3. Los tiempos asociados a cada evento se llaman  $t_A$  (serie A),  $t_B$  (serie B) y  $t_p$  (serie de los pulsos de bombeo).

### a) Coincidencias producidas por eventos fuera de $T_{nat}$

De acuerdo con las CLHT, las detecciones pueden estar desplazadas en el tiempo. La primera consecuencia de esta suposición es que un cierto número de cuentas individuales deberían aparecer afuera del intervalo del tiempo natural (definido como la duración completa del pulso de bombeo,  $T_{nat} \equiv 75 \text{ ns}$ ) y de la sincronía con la señal del fotodiodo. Por ejemplo, de acuerdo con la CLHT más simple [LG04], este número debería ser  $(3/\sqrt{2} - 1)$  ó  $\approx 12.13\%$  del total. Para testear este efecto se graficaron histogramas (como se explicó en la sección 6.3) del número de eventos registrados por cada SPCM en función del tiempo (cubriendo el período completo de un pulso al siguiente) como se muestra en la figura 8.3. En el mismo puede observarse que la mayoría de las cuentas individuales se encuentran adentro de  $T_{nat}$ . El histograma de la figura 8.3 tiene un total de 60108 eventos y sólo 5170 de ellos están afuera de  $T_{nat}$ . Esta cantidad es menor que la requerida por la CLHT considerada en el ejemplo ( $\approx 7290$ ), y además, corresponde a  $\approx 96 \text{ s}^{-1}$  cuentas, prácticamente igual a la tasa de cuentas de oscuridad del SPCM (medidas con el láser bloqueado).

Otras CLHT pueden sobrevivir a este test si el lugar de una fracción de las cuentas de oscuridad fuera ocupado por los fotones desplazados. Si existiera este efecto las coincidencias

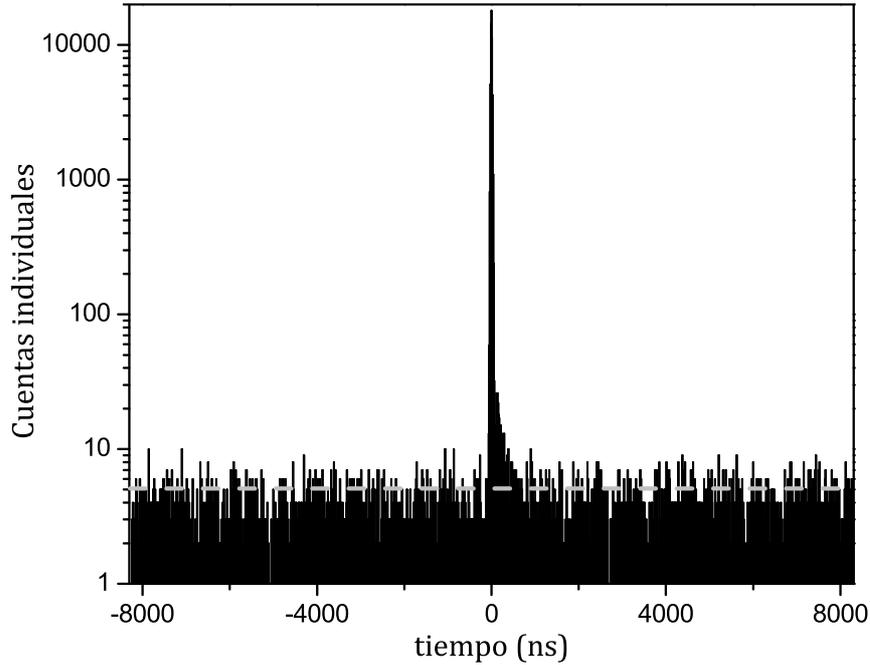


Figura 8.3: Distribución del número de cuentas individuales registradas por un SPCM ( $t = 0$  corresponde al pico del pulso de bombeo). Nótese que la mayoría de los eventos están dentro de la duración del pulso de bombeo que define el “tiempo natural”  $T_{nat}$ . La línea gris punteada señala el promedio de eventos que están afuera de  $T_{nat}$  (archivo: S7D21943). Esta figura es parecida, pero diferente, a la figura 6.5.

afuera de  $T_{nat}$  deberían mostrar alguna correlación, al menos para algún valor de  $T_w$  (es decir, el número de coincidencias debería variar con  $(\alpha, \beta)$ ). En cambio, si las coincidencias fueran causadas sólo por las cuentas de oscuridad de los detectores, éstas estarían completamente descorrelacionadas. Para este análisis se determinaron las cuentas individuales localizadas afuera de  $T_{nat}$  y con ellas se calcularon coincidencias variando  $T_w$ . En ningún caso se observó variación de las coincidencias con  $(\alpha, \beta)$ . En vez de presentar colecciones de gráficos del número de coincidencias versus  $(\alpha, \beta)$  con rectas horizontales, se prefiere mostrar el mismo resultado a través de la concordancia de la curva  $S_{CHSH}$  versus  $T_w$  medida, la que se obtiene de suponer que las coincidencias que se agregan al cálculo (a medida que  $T_w$  crece más allá de  $\tau_p$ ) están no correlacionadas (ver figura 8.4).

### b) $S_{CHSH}$ filtrado y no filtrado

El parámetro  $S_{CHSH}$  se calculó en dos situaciones diferentes:

- i.* a partir de las coincidencias sólo entre las series A y B. A este resultado se lo llama  $S_u$  (o valor no filtrado). Éste es el valor obtenido en todos los experimentos EPRB realizados.
- ii.* a partir de las coincidencias entre las series A y B filtradas con  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp}$ . Esta condición define listas parciales de A y B llamadas series  $A_f$  y  $B_f$ . La serie  $A_f$  contiene a la serie  $A_p$  pero además puede incluir eventos afuera de  $T_{nat}$ , dependiendo del valor de  $T_w^{Ap}$  (análogamente para la serie  $B_f$ ). En este caso el valor obtenido se lo llama  $S_f$  (o valor filtrado).

Si las CLHT son ciertas, entonces se debería satisfacer  $S_u > S_f$ . Esto se debe a que en el caso filtrado los eventos cumplen la restricción dada por  $T_{nat}$ , eliminando de esta manera

el grado de libertad que permite que las CLHT reproduzcan las predicciones dadas por la mecánica cuántica. En cambio, si la mecánica cuántica es cierta, se debería cumplir  $S_u = S_f$  o, a lo sumo,  $S_u < S_f$  porque la restricción reduce las coincidencias causadas por el ruido. Por ejemplo, la CLHT de [LG04] corre las detecciones (las adelanta o atrasa) para que  $S_u = 2\sqrt{2}$ . Si se tienen en cuenta sólo las detecciones que están adentro de  $T_{nat}$ ,  $S_f = (6\sqrt{2} + 32)/17 \approx 2.38 < S_u$ .

Hasta donde sabemos, nuestro experimento es el único realizado hasta la fecha capaz de discriminar entre  $S_f$  y  $S_u$ . Para procesar los datos en el caso no filtrado, las coincidencias se calculan usando sólo las series A y B para distintas  $T_w^{AB}$ . Se tiene una coincidencia entre A y B si  $|t_A - t_B| \leq T_w^{AB}$ . La estimación de las coincidencias accidentales se hizo en base a la ecuación 6.8. Aunque en el cálculo de las coincidencias entre A y B no se use la serie de los pulsos de bombeo, para el cálculo de  $N_{acc}$  deben tenerse en cuenta, por separado, las contribuciones provenientes de los eventos localizados adentro del pulso y de los que están afuera de éste.

Para el caso filtrado se calcularon coincidencias entre las series  $A_f$  y  $B_f$  variando la ventana de coincidencias. Se tiene una coincidencia entre A y los pulsos del bombeo si  $|t_A - t_p| \leq T_w^{Ap}$ . Análogamente, para B la condición es  $|t_B - t_p| \leq T_w^{Bp}$ . El procedimiento para obtener las series  $A_f$  y  $B_f$  se explica en la sección 6.3 (la única diferencia es que  $T_w^{Ap}$  y  $T_w^{Bp}$  no son necesariamente iguales a  $T_{nat}$ ). Para este análisis se escogió  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = T_w^{AB} = T_w$ . De esta manera se filtran los eventos de las series A y B con el pulso escogiendo una ventana de filtrado igual a la ventana de coincidencias. Puede notarse que (salvo para el caso  $T_w = T_{nat}$ ) las series A y B filtradas también tendrán información de eventos que están afuera del pulso. Para estimar las coincidencias accidentales se usó la ecuación 6.8. Como  $T_w \geq T_{nat}$ , en el término de  $N_{acc}^p$  se consideran los eventos localizados adentro del pulso (definido por  $T_{nat}$ ) mientras que en  $N_{acc}^c$  se tienen en cuenta el resto de los eventos ubicados afuera del pulso (de las series  $A_f$  y  $B_f$ ).

Los valores de  $T_w^{AB}$ ,  $T_w^{Ap}$  y  $T_w^{Bp}$  pueden elegirse a voluntad. En la figura 8.4 se muestra la dependencia de  $S_{CHSH}$  con la ventana de coincidencias para  $T_w^{AB} = T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = T_w$ , donde  $T_w$  va desde  $T_{nat}$  hasta el siguiente pulso de bombeo. Los resultados obtenidos con BBO tipo I y con BBO tipo II muestran que los valores de  $S_f$  y  $S_u$  son indistinguibles (los valores medios se encuentran dentro del rango de error y cumplen  $S_u \leq S_f$ ). Por ejemplo, para  $T_w = T_{nat} = 75 \text{ ns}$  se tiene que  $S_u = S_f = (2,635 \pm 0,009)$  (para BBO tipo I) y para  $T_w = 5,6 \mu\text{s}$ ,  $S_f = (2,579 \pm 0,009)$  y  $S_u = (2,576 \pm 0,009)$ . Éstos y otros resultados (por ejemplo, con  $T_w^{AB} \neq T_w^{Ap}$ ) verifican que  $S_u \leq S_f$  en todos los casos, confirmando las predicciones de la mecánica cuántica.

Los valores de  $S_{CHSH}(T_w)$  (figura 8.4) pueden ajustarse por una curva si se asume que las coincidencias que se suman por la estadística (a medida que  $T_w$  aumenta) están completamente descorrelacionadas. El modelo se basa en considerar que el conjunto de datos dentro de  $T_{nat}$  tiene un valor de  $S_{CHSH} = S_0 \neq 0$  y que el conjunto de datos afuera de  $T_{nat}$  está completamente descorrelacionado ( $S_{afuera} = 0$ ). De los archivos de datos se observa que el número

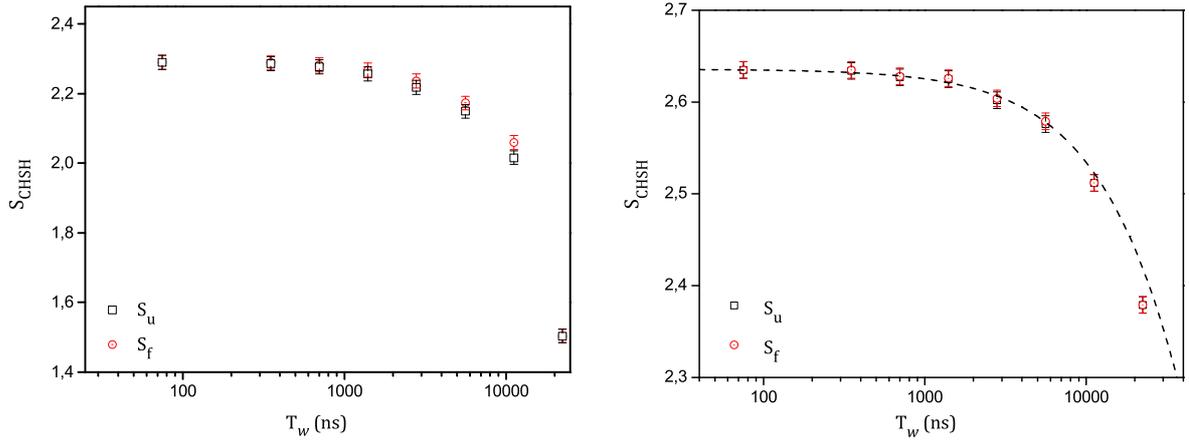


Figura 8.4: Dependencia del parámetro de Bell con la ventana de coincidencias para el caso filtrado ( $S_f$ ) y no filtrado ( $S_u$ ).  $T_w$  está en escala logarítmica. En todos los casos se verifica  $S_u \leq S_f$ . *Izquierda*: Para BBO tipo II. *Derecha*: Para BBO tipo I.

de coincidencias en el segundo conjunto crece linealmente:  $q(T_w - T_{nat})$ . Luego:

$$S_{total} = S_{CHSH}(T_w) = \frac{q(T_w - T_{nat})}{N_{total}} \cdot S_{afuera} + \frac{N_{nat}}{N_{total}} \cdot S_0, \quad (8.3)$$

donde  $N_{total} = N_{nat} + q(T_w - T_{nat})$ , y suponiendo que las coincidencias que ocurren fuera del tiempo natural  $T_{nat}$  están descorrelacionadas, es decir, que  $S_{afuera} = 0$ , entonces:

$$S_{CHSH}(T_w) = \frac{S_0}{1 + q \frac{(T_w - T_{nat})}{N_{nat}}}, \quad (8.4)$$

donde  $N_{nat}$  es el número de coincidencias adentro de  $T_{nat}$ . La línea punteada de la figura 8.4 se obtiene a partir de la ecuación 8.4, mostrando un excelente acuerdo con los valores medidos y confirmando que las coincidencias afuera de  $T_{nat}$  están completamente descorrelacionadas.

### c) Correlación entre pulsos sucesivos

Otra posibilidad (a favor de las CLHT) es que, para escapar de la detección en el intervalo entre pulsos, los fotones “salten” al pulso siguiente [LG04]. Si este efecto fuera real entonces habría algún tipo de correlación vinculando las coincidencias calculadas entre los pulsos  $n$  y  $n+1$ . Los datos adquiridos con time-stamping permiten verificar si las coincidencias obtenidas con los pulsos  $n$  (de la serie A) y  $n+1$  (de la serie B) están correlacionadas. Para  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = 75 \text{ ns} = T_w^{AB}$ , con  $t_A$  y  $t_B$  en pulsos consecutivos, la tasa de coincidencias medida fue de  $(12 \pm 1) \text{ s}^{-1}$  sin observar una variación detectable dependiente de las orientaciones  $(\alpha, \beta)$ . Usando estas coincidencias se obtuvo un valor nulo para el parámetro de Bell  $S_{CHSH} = (0.07 \pm 0.15)$ . Además, la tasa de coincidencias observadas es igual a la tasa de coincidencias accidentales estimada,  $12.5 \text{ s}^{-1}$ . Estos resultados indican que las coincidencias entre pulsos consecutivos están descorrelacionadas. Todos los cálculos se realizaron usando los mismos archivos que en a) y b), por lo tanto, si los fotones se corrieron temporalmente saltando al pulso siguiente (y de esta manera, escapando a la primera detección), este efecto no podría haber pasado

desapercibido aquí, y viceversa.

#### d) Variación temporal de $S_{CHSH}$ en el pulso de bombeo

Finalmente, algunas teorías [Buo78, Not84, MJDR11] requieren que el experimento dure algún tiempo o que un cierto número de pares atraviesen el dispositivo experimental para que el sistema (o algún hipotético eter que guarda en su memoria la historia del sistema [Buo78]) “aprenda” cómo reproducir los resultados de la mecánica cuántica. Si el proceso de aprendizaje pierde su memoria cuando se apaga la fuente (es decir, en el tiempo entre pulsos), entonces cada pulso es como un nuevo comienzo del proceso<sup>1</sup>. Debido a esto, el valor de  $S_{CHSH}$  debería ser más chico cuando se lo calcula con las coincidencias obtenidas al comienzo del pulso que si se usan las coincidencias obtenidas con los eventos del pico o los que están en la cola del pulso. De acuerdo con la mecánica cuántica, no se debería observar variación del parámetro  $S_{CHSH}$  con el tiempo.

Para procesar los datos se implementó un algoritmo para el cálculo de coincidencias triples que básicamente consiste en:

*i.* filtrar los eventos en A y B que coinciden con la detección del pulso.  $T_w^{Ap} = T_w^{Bp} = T_{nat} = 75$  ns.

*ii.* calcular coincidencias (entre las listas de tiempos filtradas en *i.*) empleando una ventana  $T_w = 12.5$  ns.

*iii.* ubicar temporalmente las coincidencias dentro del pulso de bombeo. Esto se hace guardando la posición, en el pulso, del evento de la lista A (ó B) que generó una coincidencia.

El procedimiento para estimar las coincidencias accidentales se describe en el capítulo 6 (ver secciones 6.1 y 6.5).

En la figura 8.5 se muestra la variación del parámetro  $S_{CHSH}$  adentro del pulso de bombeo. Hasta donde sabemos este es el primer estudio experimental de la variación temporal de la violación de las desigualdades de Bell. El perfil del pulso de bombeo se grafica para comparar. El tamaño de las barras de error varía porque la estadística es menor en los extremos del pulso. Puede observarse que el valor de  $S_{CHSH}$  no presenta una variación significativa (notar que es el mismo en los flancos de subida y de bajada del pulso).

Estos resultados se pueden interpretar de diferentes maneras:

- 1- no existe proceso de aprendizaje;
- 2- el proceso de aprendizaje tiene una memoria que perdura más tiempo que la separación entre pulsos ( $16.7 \mu s$ ) e incluso, más que el tiempo entre detecciones individuales ( $0.4 - 2 ms$ );
- 3- el proceso de aprendizaje es más rápido que  $12.5 ns$  (la resolución temporal de la placa de conteo usada), el cual es mucho más corto que la separación mínima promedio entre coincidencias ( $\approx 6 ms$ ) o incluso, entre detecciones individuales ( $\approx 0.9 ms$ ). Esto implica que el tiempo de aprendizaje (si tal fenómeno existiera) no está relacionado con la tasa de fotones detectados (no importa si son coincidencias o fotones individuales), en contradicción con la mayoría de las teorías de esta clase.

---

<sup>1</sup>También se propuso [Buo78] que, entre las mediciones, el dispositivo experimental sea iluminado por un destello de luz para reiniciar la hipotética memoria y asegurarse de que el proceso vuelva a comenzar. En nuestro experimento, entre dos detecciones consecutivas (del mismo SPCM) aproximadamente 50 pulsos (en promedio) iluminan el dispositivo experimental.

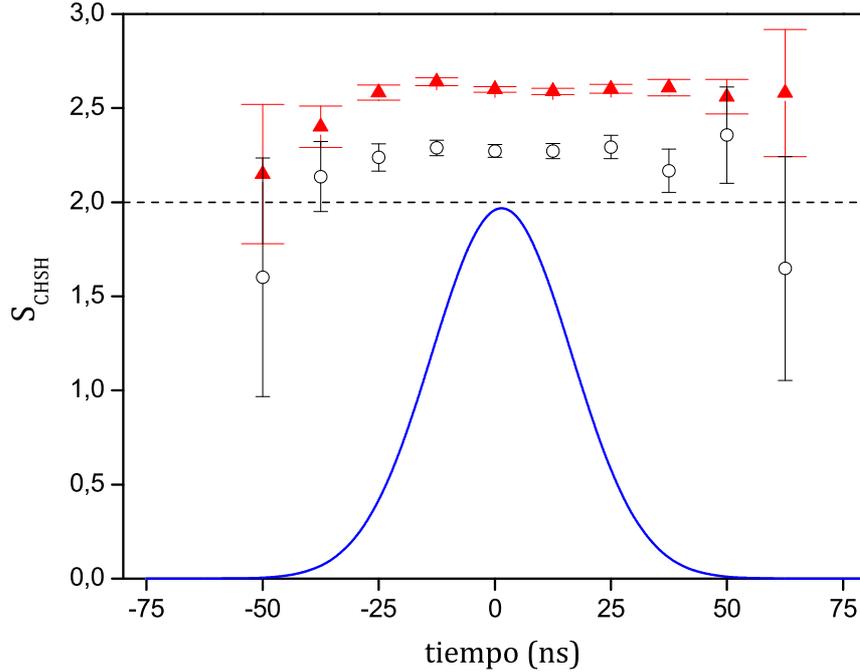


Figura 8.5: Variación de  $S_{CHSH}$  dentro de la duración del pulso de bombeo.  $\blacktriangle$  corresponden a las mediciones realizadas con dos cristales BBO tipo I.  $\circ$  corresponden a las mediciones realizadas con un cristal BBO tipo II. La línea continua es el ajuste Gaussiano del pulso de bombeo que se grafica para comparar.

En resumen, se testearon cuatro aspectos diferentes de los datos experimentales: el número de eventos que caen afuera de  $T_{nat}$ , la correlación de las coincidencias a través de  $S_u$  y  $S_f$  para cualquier valor de  $T_w$ , la correlación entre coincidencias de pulsos sucesivos y finalmente, la evolución temporal del parámetro  $S_{CHSH}$ . Estos tests no mostraron ninguna evidencia del coincidence-loophole o de efectos relacionados. Teniendo en cuenta que los loopholes de detección y localidad (o contextualidad) fueron cerrados en otros experimentos separados, es razonable decir que los resultados obtenidos en este trabajo completan la refutación de LR. Sin embargo, la historia de la controversia mecánica cuántica vs. LR ha demostrado que siempre es posible encontrar algún contraejemplo. Por este motivo, se prefiere ser prudente y decir que los resultados de este trabajo imponen nuevas y muy severas restricciones a las teorías basadas en el coincidence-loophole.

A partir de los datos experimentales (las series de tiempos obtenidas con la técnica de time-stamping) de este trabajo se puede extraer más información que la que se analiza en este capítulo (analizar cada CLHT propuesta, además de ser extenuante, llevaría muchísimo tiempo). De los datos de [WJS<sup>+</sup>98] se han realizado análisis no lineales [HKS07] y estudios sobre desviaciones de la homogeneidad estadística [AK07, Mor12] aportando nuevas perspectivas, muchos años después de que el experimento hubo finalizado. Teniendo en cuenta estos antecedentes, los datos del experimento descrito en este capítulo se encuentran disponibles en la web [sC] para quienes estén interesados en realizar sus propios tests.

---

# 9

## Conclusiones

En esta Tesis se estudiaron experimentalmente distintos aspectos en los que se sustentan algunas teorías realistas locales que aprovechan el coincidence-loop-hole y/o efectos de memoria. Es importante notar que experimentos para testear esta clase de teorías no se habían realizado antes de este trabajo.

Para testear estas teorías se emplearon pares de fotones entrelazados en polarización generados por fluorescencia paramétrica y se registraron series temporales con los tiempos de detección de cada fotón (time-stamping). Con estas mediciones se determinaron las coincidencias a posteriori, variando la ventana de coincidencias a voluntad, una vez finalizada la medición. Esta condición es necesaria para testear este tipo de teorías ya que, el coincidence-loop-hole es indistinguible de la mecánica cuántica si las coincidencias se cuentan con una ventana de coincidencias fija.

Para el primer test se armó y caracterizó una fuente continua de fotones entrelazados en polarización usando un par de cristales no lineales BBO en la condición de phase-matching tipo I. Con esta fuente se obtuvo un valor del parámetro  $S_{CHSH} = (2.72 \pm 0.08)$  lo que indica un alto grado de entrelazamiento entre el par de fotones. Este experimento constituye la primera verificación de la violación de la desigualdad de Bell realizada en nuestro país.

Con esta fuente se estudió un cierto conjunto de teorías no ergódicas que explota la definición de la ventana de coincidencias. En particular, se consideró en detalle las predicciones dadas por uno de los modelos más simples (modelo de Scalera). Para el análisis se calculó el valor de  $S_{CHSH}$  para distintas ventanas de coincidencias en base a las mediciones obtenidas con la técnica de time-stamping. Los resultados mostraron una variación de  $S_{CHSH}$  diferente a las predicciones dadas por las NETs del tipo de Scalera y en total acuerdo con la mecánica cuántica. También se midió el tiempo de separación promedio entre las detecciones de las estaciones A y B para cada valor del ángulo  $\theta$  entre los polarizadores. Los resultados indican que no existe ninguna correlación entre la separación temporal promedio en las detecciones coincidentes en A y B y el ángulo  $\theta$ , lo que es contrario a las predicciones de las NETs.

La serie temporal más larga obtenida (30 minutos) permitió estudiar la hipótesis de que los tiempos en que los fotones eran detectados no ocurrían totalmente al azar, sino que estaban regidos por algún proceso desconocido asociado a la existencia de una NETs. Según las NETs, el resultado de cada medición queda determinado (o, al menos, influido) por un proceso caótico subyacente. El análisis no lineal de los datos no arrojó un valor de la dimensión de embedding definido, por lo que se concluye que la serie de tiempos no está regida por una dinámica

subyacente. Este resultado también concuerda con la mecánica cuántica, que establece que la aleatoriedad observada de cada medición particular es una característica intrínseca del mundo microscópico. Este análisis permitió completar un estudio previo de búsqueda de dinámica subyacente en los datos del experimento de Innsbruck en los que se encontró dinámica de baja dimensión en las mediciones más largas. Un posible origen de la dinámica observada se atribuye a un desplazamiento entre los relojes de las dos estaciones de detección. En el experimento de esta Tesis, a diferencia del experimento de Innsbruck, se empleó un sólo reloj y no existe ambigüedad sobre la orientación de los polarizadores, por lo que los resultados obtenidos indican que la dinámica hallada en los datos de Innsbruck era un artefacto producido por un desplazamiento temporal entre los relojes. Este indicio no es completamente concluyente dadas las diferencias que existen entre ambos experimentos.

Para el análisis de otras NETs se diseñó, construyó y caracterizó un láser de estado totalmente sólido de Nd:YVO<sub>4</sub> con generación de tercer armónico. Este láser puede operar en el régimen continuo o pulsado con la técnica de Q-switch activo con una frecuencia de repetición variable de hasta 100 kHz. El diseño de este prototipo usa un prisma de Porro como espejo de fondo de la cavidad lineal para simetrizar los efectos térmicos de manera simple. Este elemento produce un efecto neto de simetrización de la ganancia y de la distorsión térmica que se reflejó en una mejora notable en la forma del modo del haz, principalmente cuando el láser opera en el régimen pulsado. El mejor desempeño del láser se obtuvo con una cavidad lineal de 27 cm y un espejo de salida con un radio de curvatura de 1 m y una reflectividad de 85 %. Teniendo en cuenta esta cavidad y el bombeo transversal con un único array de diodos, con acople directo de la radiación del bombeo al medio activo, se tiene como resultado un dispositivo compacto con una alineación estable y robusta. El pulso más corto es de 39 ns a una repetición de 10 kHz y una potencia media de 1.85 W en 1064 nm.

El láser cuenta con una etapa de doblado y triplicado de frecuencia usando cristales no lineales KTP y LBO, respectivamente, afuera de la cavidad. El tercer armónico se generó mediante dos procesos no lineales de segundo orden en cascada: generación del segundo armónico (usando el KTP) y suma de frecuencias del segundo armónico y la frecuencia fundamental (con el LBO). La máxima potencia alcanzada por el prototipo con un modo espacialmente homogéneo es de  $(506 \pm 5)$  mW en 532 nm y de  $(70 \pm 5)$  mW en 355 nm con el láser de Nd:YVO<sub>4</sub> operando a 10 kHz. A esta frecuencia de repetición, la longitud de coherencia del tercer armónico es de  $(6 \pm 1)$  mm. Ésta aumenta con la repetición hasta un máximo de  $(26 \pm 3)$  mm a 80 kHz. Este prototipo simple, robusto y económico, tiene muchas aplicaciones prácticas inmediatas y es un desarrollo original y valioso para la tecnología de nuestro país.

Con el láser operando en el régimen pulsado a una repetición de 60 kHz, se armó un experimento para estudiar las coincidencias producidas por fotones completamente descorrelacionados usando la técnica de time-stamping. Estas coincidencias se identifican con las coincidencias accidentales detectadas en experimentos EPRB en régimen pulsado y se calculan de forma diferente que en el caso de bombeo continuo. Con los tiempos de detección de cada fotón y los tiempos de emisión de los pulsos de Q-switch se calcularon las coincidencias accidentales totales variando la ventana de coincidencias, y las coincidencias accidentales en función del tiempo adentro del pulso de bombeo. En base a los resultados obtenidos se propuso un modelo que permite estimarlas en términos de los fotones detectados en cada estación

de medición. Este estudio de la contribución de las coincidencias accidentales en el régimen pulsado, considerando ventanas de coincidencias menores, iguales o mayores a la duración del pulso de bombeo, es el primer análisis experimental realizado sobre este problema hasta ahora.

Finalmente, en el último experimento realizado para evaluar algunos modelos de realismo local, que se sustentan en el coincidence-loophole o efectos de memoria, se utilizaron dos fuentes pulsadas de pares de fotones entrelazados en polarización. Los pares de fotones se generaron por fluorescencia paramétrica en cristales no lineales BBO (en las condiciones de phase-matching tipo I y tipo II) bombeados con el tercer armónico del láser de Nd:YVO<sub>4</sub> a 60 kHz. En particular, la longitud de coherencia del tercer armónico medida permitió usar un par de cristales BBO tipo I más largos que los que habitualmente se utilizan cuando el bombeo se realiza con un diodo láser. En el experimento se emplearon fotones correlacionados producidos en forma de pulsos de nanosegundos con una separación ( $\approx 20 \mu s$ ) mucho mayor que su duración ( $\approx 75 ns$ ), y una señal de “alerta” provista por el pulso de bombeo. Con la técnica de time-stamping se registraron los tiempos de detección de cada fotón y de la emisión de todos los pulsos de bombeo, y en base a estas mediciones se testearon cuatro efectos que tienen en común estas teorías. En los tests se calculó el número de eventos que caen afuera de  $T_{nat}$ , la correlación de las coincidencias a través de  $S_u$  y  $S_f$  para cualquier valor de la ventana de coincidencias, la correlación entre coincidencias de pulsos sucesivos y la evolución temporal del parámetro  $S_{CHSH}$ . Estos tests no mostraron ninguna evidencia del coincidence-loophole o de efectos relacionados. En particular, los resultados mostraron que  $S_u \leq S_f$  y no se observó ninguna variación del parámetro  $S_{CHSH}$  con el tiempo, en completo acuerdo con las predicciones de la mecánica cuántica.

Teniendo en cuenta que los loopholes de detección y localidad (o contextualidad) fueron cerrados en experimentos separados, es razonable decir que los resultados obtenidos en este trabajo completan la refutación del realismo local. Sin embargo, la historia de la controversia mecánica cuántica vs. realismo local ha demostrado que siempre aparece un contraejemplo. Por este motivo se prefiere decir que los resultados de este trabajo imponen nuevas y muy severas restricciones a las teorías realistas locales basadas en el coincidence-loophole.



## Desigualdad CHSH - Cálculos complementarios

A continuación se presenta la demostración de la siguiente igualdad (ecuación 1.4):

$$\int_{\Gamma_-} \rho(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2} \delta_e.$$

### **Demostración:**

$E(a', b)$  puede escribirse como (ecuación 1.2)

$$E(a', b) = \int_{\Gamma} A(a', \lambda) B(b, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda = 1 - \delta_e, \quad (\text{A.1})$$

pues se supone que la correlación no es perfecta ( $E(a', b) = 1 - \delta_e$ ).

$$E(a', b) = \int_{\Gamma_+} A(a', \lambda) B(b, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda + \int_{\Gamma_-} A(a', \lambda) B(b, \lambda) \rho(\lambda) d\lambda = 1 - \delta_e. \quad (\text{A.2})$$

Como  $\Gamma_+ = \{\lambda | A(a', \lambda) = B(b, \lambda)\}$  y  $\Gamma_- = \{\lambda | A(a', \lambda) = -B(b, \lambda)\}$  la expresión A.2 se puede reescribir como sigue

$$\int_{\Gamma_+} (B(b, \lambda))^2 \rho(\lambda) d\lambda + \int_{\Gamma_-} -(B(b, \lambda))^2 \rho(\lambda) d\lambda = 1 - \delta_e, \quad (\text{A.3})$$

y como los posibles resultados de las mediciones son  $A(a, \lambda) = \pm 1$  y  $B(b, \lambda) = \pm 1$

$$\int_{\Gamma_+} \rho(\lambda) d\lambda - \int_{\Gamma_-} \rho(\lambda) d\lambda = 1 - \delta_e. \quad (\text{A.4})$$

Además,

$$\int_{\Gamma_+} \rho(\lambda) d\lambda + \int_{\Gamma_-} \rho(\lambda) d\lambda = 1, \quad (\text{A.5})$$

entonces

$$\int_{\Gamma_+} \rho(\lambda) d\lambda = 1 - \int_{\Gamma_-} \rho(\lambda) d\lambda. \quad (\text{A.6})$$

Reemplazando la expresión A.6 en A.4 se tiene

$$1 - \int_{\Gamma_-} \rho(\lambda) d\lambda - \int_{\Gamma_-} \rho(\lambda) d\lambda = 1 - \delta_e. \quad (\text{A.7})$$

Y de esta manera se llega a que

$$\int_{\Gamma_-} \rho(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2} \delta_\epsilon, \quad (\text{A.8})$$

como se quería demostrar.

De forma similar puede demostrarse (expresión 1.5):

$$\int_{\Gamma} B(b, \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda = \int_{\Gamma} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda - 2 \int_{\Gamma_-} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda$$

**Demostración:**

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda &= \int_{\Gamma_+} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \\ &+ \int_{\Gamma_-} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Por otro lado, considerando las definiciones de  $\Gamma_+$  y  $\Gamma_-$ , se tiene

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} B(b, \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda &= \int_{\Gamma_+} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \\ &+ \int_{\Gamma_-} -A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Si de A.9 se despeja  $\int_{\Gamma_+} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda$  y se reemplaza en A.10, se cumple

$$\int_{\Gamma} B(b, \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda = \int_{\Gamma} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda - 2 \int_{\Gamma_-} A(a', \lambda) B(b', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda,$$

como se quería demostrar.

---

# B

## Interpretación no ergódica de la mecánica cuántica

La interpretación no ergódica es una visión realista local, alternativa a la interpretación de Copenhague de la mecánica cuántica. De acuerdo con la interpretación no ergódica, la historia del sistema es la que determina los resultados de los experimentos con estados entrelazados. Una secuencia de partículas no se comporta de manera independiente en sus interacciones con el aparato de medida, sino que pueden interactuar entre ellas a través de efectos de memoria en el medio [Buo88, Khr09, dM02a]. Así, la variación de los resultados obtenidos al repetir una medición sobre el mismo sistema en (aparentemente) idénticas condiciones, que en la interpretación de Copenhague se supone debida a la aleatoriedad intrínseca de los fenómenos microscópicos, se debería aquí, en cambio, a una compleja evolución dinámica, acaso determinista (en todo caso, limitada por LR) subyacente y aún desconocida.

El nombre viene de hacer notar la posible diferencia entre los promedios (de magnitudes físicas observables) obtenidos sobre los estados posibles de un sistema (*ensemble averages*) y los obtenidos siguiendo su evolución temporal (*time averages*). El ensemble average idealmente se obtiene usando un gran número de aparatos idénticos y haciendo exactamente la misma medida con cada aparato. En la práctica uno querría hacer una serie de medidas, con el mismo aparato, en forma consecutiva en el tiempo (time average) con la condición de que el aparato se encuentre en un estado aleatorio antes de cada medida [Buo78].

La igualdad entre ambos promedios es una hipótesis esencial en mecánica estadística, ya que es muchísimo más fácil calcular los primeros que los segundos, y se considera válida para sistemas en estado estacionario. La hipótesis no ergódica significa, en el fondo, que la mecánica cuántica usual describe correctamente estados estacionarios, mientras que para describir estados no estacionarios, como los que aparecerían al variar rápida e impredeciblemente  $(a, b)$ <sup>1</sup>, debería recurrirse a una teoría más compleja, que obedecería el LR.

---

<sup>1</sup>Las variables  $a$  y  $b$  representan parámetros del sistema de medición. Por ejemplo, la orientación de los polarizadores.

---

# C

## Fluorescencia paramétrica y entrelazamiento (complemento)

### C.1. Estado de dos fotones

En el proceso de fluorescencia paramétrica, cuando un fotón del bombeo incide sobre el cristal produce un par de fotones correlacionados de menor energía. Como el número inicial de fotones signal e idler es cero, esta emisión óptica no lineal sólo puede describirse apropiadamente con la cuantización de los campos, aunque el campo de bombeo intenso puede tratarse como una onda plana clásica monocromática [She03]. El proceso ocurre en forma espontánea y con una baja probabilidad.

El estado  $|\psi_{12}\rangle$  del sistema a la salida del cristal será, en general, una superposición del estado del vacío  $|0\rangle$  y los estados con cualquier número de pares de fotones [Obe02]

$$|\psi_{12}\rangle = |0\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_0^{\tau_c} dt H_{int}(t) |0\rangle, \quad (\text{C.1})$$

donde el Hamiltoniano de interacción  $H_{int}$  [RKSS94, MW95]

$$H_{int} = \epsilon_0 \int_V d^3r \chi^2 E_p^{(+)} E_\xi^{(-)} E_{\xi'}^{(-)} + h.c. \quad (\text{C.2})$$

se puede calcular aplicando una teoría perturbativa en el término de acople no lineal, que describe la interacción de la polarización del cristal con el campo eléctrico incidente, siempre y cuando  $\chi^{(2)} \ll \chi^{(1)}$  (ecuación 2.1).  $V$  es el volumen del cristal iluminado por el láser de bombeo.  $E_p$ ,  $E_\xi$  y  $E_{\xi'}$  representan los campos del bombeo, signal e idler (con polarizaciones  $\xi$  y  $\xi'$ ) y h.c. es el conjugado hermítico. Si el campo (clásico) de bombeo es una onda plana monocromática que se propaga en la dirección  $z$

$$E_p^{(+)} = E_0 e^{i(k_p z - \omega_p t)}. \quad (\text{C.3})$$

Los campos eléctricos de los fotones que emergen del cristal son campos cuantizados de la forma [RKSS94]

$$E_j^{(+)} = \int d\mathbf{k}_j E_{jk} a_{jk} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega_{jk}t)}, \quad (\text{C.4})$$

donde  $a_{jk}$  es el operador aniquilación para el modo con polarización  $j$  y número de onda  $\mathbf{k}$ .

$E^{(-)}$  es el conjugado hermítico de operador  $E^{(+)}$ .

Los pares de fotones multimodo emergen del cristal de manera coherente, en tiempos de emisión diferentes, siempre y cuando el tiempo de interacción de la onda de bombeo con el cristal sea menor que el tiempo de coherencia  $\tau_c$  de los fotones del bombeo. Por este motivo los límites de integración (ecuación C.1) se restringen al tiempo de interacción determinado por  $\tau_c$ .

Como las no linealidades del cristal son pequeñas, la expansión del estado  $\psi_{12}$  puede limitarse a dos términos, despreciando los términos de orden superior de la polarización. Pero además, como sólo interesa detectar fotones individuales o pares de fotones (coincidencias), se puede omitir el término de vacío de manera que

$$|\psi_{12}\rangle \approx \int d\mathbf{k}_\xi d\mathbf{k}_{\xi'} \delta(\omega(p) - \omega(\xi) - \omega(\xi')) \delta(k_\xi^\perp - k_{\xi'}^\perp) \frac{e^{i\Delta k_z L} - 1}{i\Delta k_z L} a_{k_\xi}^\dagger a_{k_{\xi'}}^\dagger |0\rangle, \quad (\text{C.5})$$

donde  $\Delta k_z = k_{pz} - k_{\xi z} - k_{\xi' z}$  es el *phase mismatch*,  $k^\perp$  es la componente transversal a la dirección de propagación del bombeo y  $a^\dagger$  es el operador creación de un modo del campo electromagnético en la superficie del cristal. Los vectores de onda se evalúan adentro del cristal. La componente  $z$  del vector número de onda para un fotón con polarización  $\xi$  ( $\xi = o$  si la polarización es ordinaria y  $\xi = e$  cuando es extraordinaria) está dada por la ecuación

$$k_z = \sqrt{\left(\frac{\omega n_\xi(\omega)}{c}\right)^2 - k^\perp{}^2}, \quad (\text{C.6})$$

donde  $n_e$  depende del ángulo entre el eje óptico del cristal y el haz de bombeo (ver ecuación C.8 más adelante).

En el caso de conversión paramétrica tipo I,  $\xi$  y  $\xi'$  son rayos ordinarios o rayos extraordinarios, mientras que para tipo II, uno es un rayo ordinario y el otro es extraordinario.

El término  $\delta(\omega(p) - \omega(\xi) - \omega(\xi'))$  surge de suponer que la longitud de coherencia del campo de bombeo es mayor que el largo del cristal  $L$  ( $l_c > L$ ). La aproximación  $\delta(k_\xi^\perp - k_{\xi'}^\perp)$  de phase-matching transversal vale cuando el diámetro  $D$  del haz de bombeo es grande ( $D \gg L \tan \theta_{i,s}$ , donde  $\theta_{i,s}$  es el ángulo de scattering de los fotones signal e idler [BCGK07]) y la sección transversal del cristal es infinita. La función  $\frac{e^{i\Delta k_z L} - 1}{i\Delta k_z L}$  proviene de la integrar sobre el largo de cristal y tiene en cuenta la longitud finita del mismo.

La condición  $\Delta k = 0$  se conoce como condición de phase-matching perfecto. Desde un punto de vista microscópico, cuando se cumple esta condición, los dipolos atómicos individuales que constituyen el material del sistema están apropiadamente en fase, por lo tanto el campo emitido por cada dipolo suma de manera coherente en la dirección de avance del haz de bombeo, y es posible extraer energía de las ondas incidentes de forma más eficiente [Boy03]. Cuando esta condición no se cumple, la intensidad de la radiación emitida es menor que en el caso de phase-matching perfecto.

Si se cumple  $\Delta k_z = \frac{2\pi}{L}$ , el término  $\frac{e^{i\Delta k_z L} - 1}{i\Delta k_z L}$  de la ecuación C.5 se anula. Por lo tanto la condición de phase matching es más rigurosa a medida que  $L$  crece. Para un dado mismatch  $\Delta k$ , la longitud de coherencia [ST07]

$$l_c = \frac{2\pi}{|\Delta k|} \quad (\text{C.7})$$

es una medida de la máxima longitud dentro del cual el proceso de interacción paramétrica es eficiente.

## C.2. Ajuste de ángulo para alcanzar las condiciones de phase-matching

Si la birrefringencia del cristal depende de la temperatura, la condición de phase-matching ( $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p = 0$ ) se puede alcanzar por el método de ajuste de temperatura (temperature tuning).

Otro método comúnmente usado para alcanzar la condición de phase-matching se basa en la relación que existe entre la polarización del bombeo y los índices de refracción del cristal. Para el caso de cristales uniaxiales, la luz con polarización ordinaria (luz polarizada perpendicular al plano que contiene al vector de propagación  $\mathbf{k}$  y al eje óptico  $\mathbf{c}$ ) experimenta un índice de refracción  $n_o$  que sólo depende de la longitud de onda del bombeo y del cristal. En cambio, la luz con polarización extraordinaria (luz polarizada en el plano que contiene a  $\mathbf{k}$  y al eje  $\mathbf{c}$ ) experimenta un índice de refracción  $n_e(\theta_p)$  que además depende del ángulo  $\theta_p$  que forma el eje óptico del cristal con la dirección del bombeo

$$\frac{1}{n_e(\theta_p)} = \frac{\text{sen}^2(\theta_p)}{\bar{n}_e^2} + \frac{\text{cos}^2(\theta_p)}{n_o^2}, \quad (\text{C.8})$$

donde  $\bar{n}_e$  es el índice de refracción extraordinario principal. Por lo tanto, en algunas situaciones será más fácil implementar el método de ajuste de ángulo (angle tuning) en el cual se elige apropiadamente el ángulo  $\theta_p$  de manera que  $n_e$  satisfaga la condición  $\Delta\mathbf{k} = 0$ . En la figura C.1 se ilustra el ángulo de phase-matching considerando el caso de fluorescencia paramétrica tipo I en un cristal uniaxial negativo.

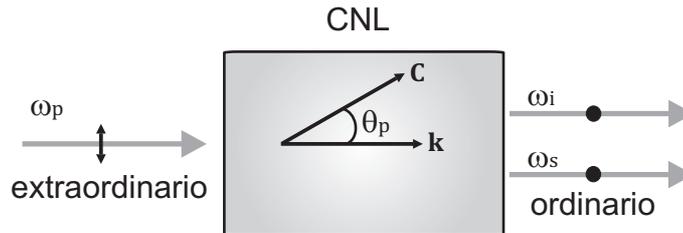


Figura C.1: Geometría del ajuste de ángulo para phase-matching tipo I en el caso de generación de pares de fotones por fluorescencia paramétrica.  $\mathbf{c}$ : eje óptico del cristal no lineal (CNL).  $\mathbf{k}$ : vector de propagación del haz de bombeo.

## C.3. Walk-off transversal

La birrefringencia de los cristales no lineales es esencial para alcanzar la condición de phase-matching. Sin embargo, esta característica también genera un desplazamiento relativo de los fotones señal e idler [KESC94]. Cuando una onda plana se propaga en un cristal uniaxial con un vector de onda  $\mathbf{k}$ , formando un ángulo  $\theta_p$  con respecto al eje óptico, si el campo eléctrico de la onda extraordinaria no es paralelo al eje principal entonces su vector de

Poynting tampoco es paralelo a la dirección de propagación. Este fenómeno se conoce como *walk-off transversal o espacial* [DGN99, Liu05]. Como en la onda ordinaria no hay efecto de walk-off, después de abandonar el cristal, las ondas ordinaria y extraordinaria se propagan en la misma dirección pero separadas una distancia

$$d = L \tan(\rho_o), \quad (\text{C.9})$$

donde  $L$  es la distancia de propagación en el cristal y  $\rho_o$  es el ángulo que separa los fotones ordinarios y extraordinarios, también adentro del cristal. Este ángulo de walk-off se puede calcular en base a los índices de refracción para las ondas ordinaria y extraordinaria ( $n_o(\lambda)$  y  $n_e(\lambda)$ ) y el ángulo  $\theta_p$  como [DGN99]

$$\rho_o(\theta_p) = \pm \arctan[(n_o/n_e)^2 \tan \theta_p] \mp \theta_p. \quad (\text{C.10})$$

El signo superior de la ecuación C.10 es para cristales uniaxiales negativos y el inferior es para los positivos.

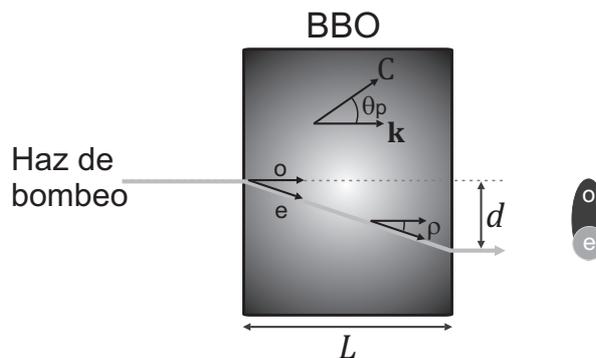


Figura C.2: Esquema del walk-off transversal en un cristal birrefringente. La birrefringencia del cristal causa que las direcciones de propagación de las ondas con polarizaciones ordinaria y extraordinaria sean diferentes adentro del mismo.

En la figura C.2 se presenta un esquema de este efecto. El haz formado por los fotones con polarización ordinaria que nacen en el cristal, adquiere una forma elíptica. El walk-off es más notorio a medida que aumenta el espesor del cristal.

#### C.4. Walk-off longitudinal

La birrefringencia del cristal también provoca una diferencia en las velocidades de grupo de los fotones con polarización ordinaria y extraordinaria. Ésto genera un corrimiento temporal  $\Delta t$  entre los fotones signal e idler que se mantiene una vez que éstos abandonan el cristal. Este efecto se conoce como *walk-off longitudinal o temporal* y reduce el tiempo  $\Delta t$  durante el cual los fotones con polarizaciones ordinaria y extraordinaria son indistinguibles. Este  $\Delta t$  depende del lugar donde se crean los fotones adentro del cristal y es máximo cuando esto ocurre en la primera cara del cristal, donde incide el haz de bombeo. El corrimiento temporal máximo

para un cristal birrefringente de espesor  $L$  esta dado por

$$\Delta t_{max} = \frac{L}{v_o} - \frac{L}{v_e} = L \left( \frac{n_o(\lambda)}{c} - \frac{n_e(\lambda, \theta)}{c} \right) = L \frac{\Delta n}{c}, \quad (\text{C.11})$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $v_o$  ( $v_e$ ) y  $n_o$  ( $n_e$ ) son la velocidad de grupo y el índice de refracción ordinario (extraordinario) de los fotones respectivamente.

El otro caso extremo ocurre cuando los pares de fotones son creados en la cara del cristal por donde sale el bombeo. En este caso el corrimiento relativo es nulo. En consecuencia, las combinaciones de pares de fotones  $|H\rangle_1|V\rangle_2$  y  $|V\rangle_1|H\rangle_2$  son verdaderamente indistinguibles y salen en un estado de polarización puro. Cuando se incluyen los pares de fotones creados en todos los sitios del cristal se produce un estado mixto. Si  $\Delta t_{max}$  es mayor que el tiempo de coherencia  $\tau_c$  de los fotones producidos por fluorescencia paramétrica, se generará distinguibilidad entre el fotón signal y el idler reduciendo notablemente el entrelazamiento en polarización.

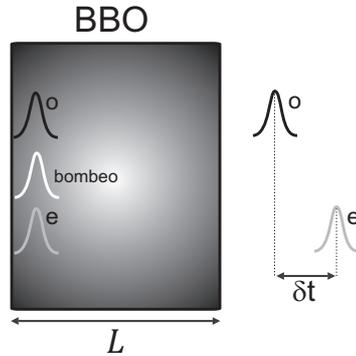


Figura C.3: Esquema del walk-off longitudinal para un cristal birrefringente. El corrimiento temporal  $\Delta t$  es causado por la diferencia en las velocidades de grupo de las ondas ordinaria y extraordinaria.

Es importante notar que este problema de distinguibilidad temporal entre los fotones no se elimina eligiendo una ventana de coincidencias más grande que el máximo corrimiento esperado [MW95]. La indistinguibilidad temporal está dada por el tiempo de correlación intrínseco  $\tau_c$  determinado por la inversa del ancho de banda de la luz generada por fluorescencia paramétrica. Hong, Ou y Mandel [HOM87] midieron este tiempo de coherencia, en el rango de los picosegundos o sub-picosegundos, usando técnicas interferométricas.

---

# D

## Electrónica de coincidencias

Este dispositivo detector de coincidencias [Fre09], emplea circuitos integrados de lógica TTL. Este circuito acepta como señales de entrada las salidas de los módulos SPCM (Perkin-Elmer SPCM-AQRH) y permite seleccionar entre 3 resoluciones temporales de coincidencia: 9 ns, 18 ns y el ancho del pulso de salida del SPCM (para coincidencias dobles).

En este diseño, el ancho de los pulsos de entrada determina la ventana de coincidencias. Por este motivo, para mejorar la resolución temporal del dispositivo, los pulsos de entrada se acortan antes de realizar la detección de coincidencias. Los pulsos de salida de los SPCM tienen un ancho de 30 ns aproximadamente y son acortados a un ancho que puede elegirse entre los 9 ns y 18 ns.

Para acortar los pulsos primero se genera una copia de la señal de entrada y se la retrasa un tiempo  $\delta t$ . Luego esta señal es negada y combinada con la original mediante una compuerta AND (figura D.1). De esta manera se obtiene un pulso cuyo ancho es igual a  $\delta t$ , independientemente del ancho del pulso de entrada (la implementación del retraso se basa en los retardos internos de las compuertas lógicas). Una vez acortados los pulsos de todas las entradas se

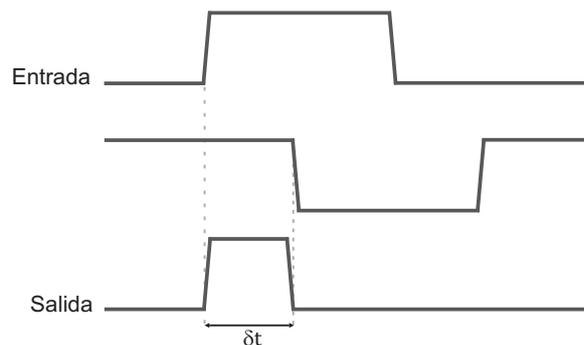


Figura D.1: Esquema del acortador de pulsos. Para implementar un retraso del orden de los nanosegundos se utilizan los retardos internos de las compuertas lógicas.

realiza la detección de coincidencias directamente con las compuertas AND.

La unidad de detección de coincidencias (figura D.3) tiene 4 entradas independientes: A, B, C y D y 8 salidas: A', B', C', D', AB, BC, CD y ABC. Las salidas A', B', C' y D' repiten las señales de A, B, C y D pero con los pulsos acortados. AB, BC y CD son las salidas de las compuertas AND que detectan coincidencias entre A y B, B y C, y C y D, respectivamente (figura D.2). La salida ABC es la salida de una compuerta AND que detecta coincidencias entre las señales de AB y BC, es decir, coincidencias triples entre A, B y C.

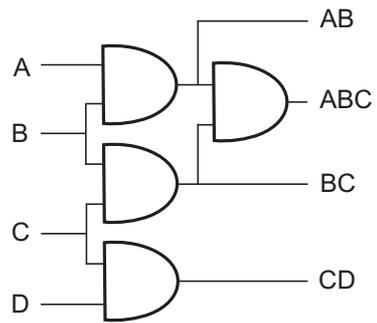


Figura D.2: Esquema del circuito de detección de coincidencias.

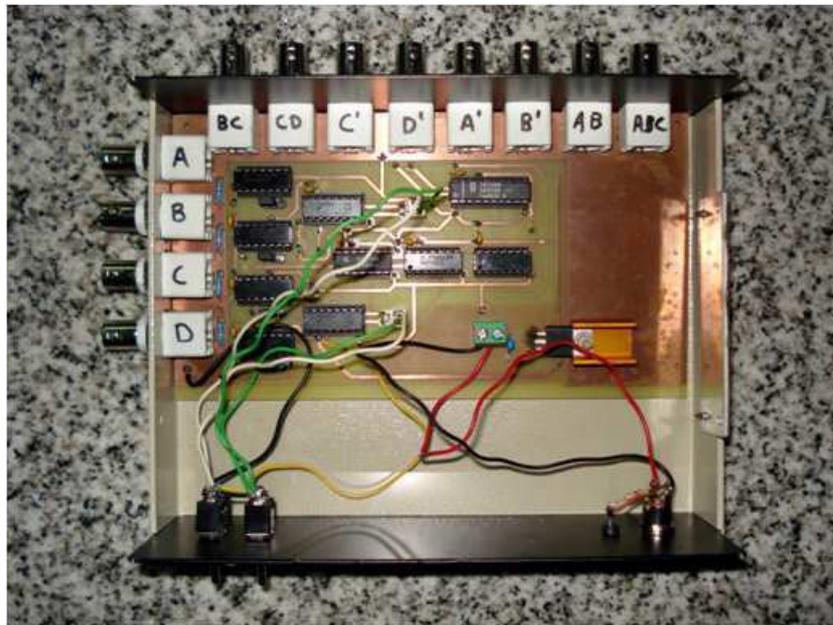


Figura D.3: Unidad de detección de coincidencias.

El plano del circuito de coincidencias se muestra en la figura D.4.

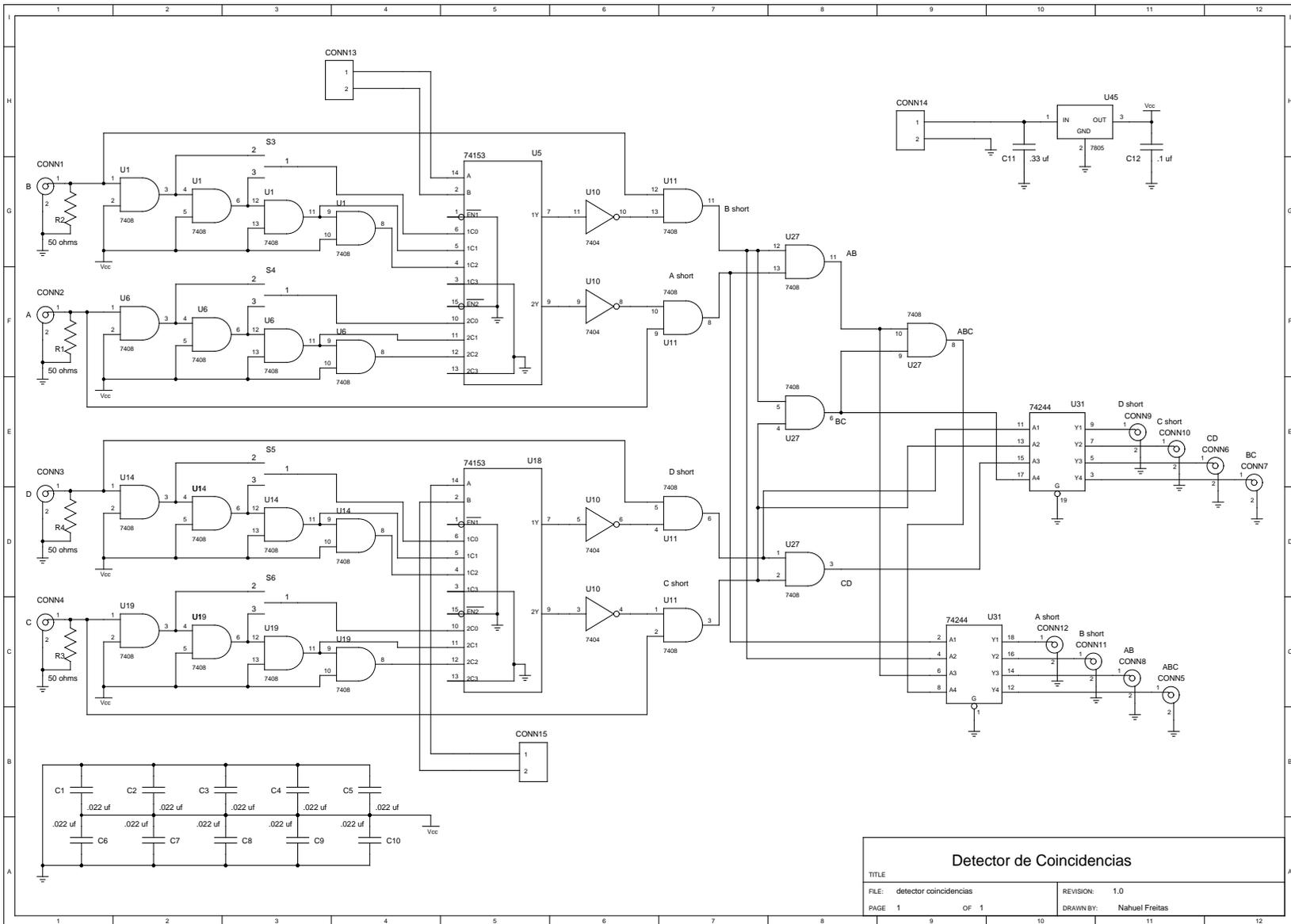


Figura D.4: Plano del circuito de coincidencias [Fre09].

---

# E

## Corrimiento de fase en una lámina de onda causado por variaciones en el ángulo de incidencia

Cuando la luz se propaga a través de un cristal uniaxial en una dirección normal al eje óptico se produce un corrimiento de fase entre las componentes del campo eléctrico paralela (componente extraordinaria) y perpendicular (componente ordinaria) al eje óptico cuya magnitud está dada por

$$\delta = kB_n h, \quad (\text{E.1})$$

donde  $B_n = n_e - n_o$  es la birrefringencia del cristal,  $h$  es el espesor del cristal,  $k$  es el número de onda en el vacío ( $2\pi/\lambda$ ) y  $\lambda$  es la longitud de onda en el vacío. Se dice que el retardo es de orden  $m$  si  $|\delta| = 2m\pi + \phi_r$ , donde  $m$  es un entero positivo y  $0 \leq \phi_r \leq 2\pi$ .

Si el haz no incide normal a la superficie del cristal la ecuación E.1 debe modificarse. El retardo se origina porque la longitud del camino óptico y el índice de refracción, para la componente extraordinaria, varían con la dirección de propagación. Cuando la birrefringencia es mucho menor que el índice de refracción (lo que ocurre casi siempre) se puede escribir una versión más general de la magnitud del cambio de fase [HD88]

$$\delta = kB_n \rho_r \text{sen}^2 \theta_o, \quad (\text{E.2})$$

donde  $\rho_r = h/\text{cos}\theta_{inc}$  es el camino óptico geométrico medio en el cristal,  $\theta_{inc}$  es el ángulo entre la normal a la superficie y la dirección de propagación adentro del cristal y  $\theta_o$  es el ángulo entre la dirección de propagación adentro del cristal y el eje óptico. El factor  $\text{sen}^2 \theta_o$  proviene del índice elipsoidal para cristales uniaxiales.

Asumiendo que el eje óptico está en el plano de la superficie, una rotación alrededor de su eje óptico ( $\theta_o = 90^\circ$ ) da un corrimiento de fase

$$\delta = kB_n h / \text{cos}\theta_{inc}. \quad (\text{E.3})$$

De esta manera, es posible ajustar la fase entre las componentes de polarización inclinando la lámina.

---

# F

## Códigos en Matlab

### F.1. Cálculo del delay óptimo entre dos series

ListaA y listaB representan las listas de tiempos de los SPCM (en la base de tiempos de la placa de conteo) en un lapso de tiempo de 53.68 s.

PASO 1: Cargar las series de datos

```
load listaA.dat;
```

```
load listaB.dat;
```

```
A=listaA;
```

```
B=listaB;
```

PASO 2: Fijar los parámetros del programa

```
delay = -100e-9 : 12.5e-9 : 100e-9; (rango de estudio para encontrar el delay óptimo.
```

Unidades: s)

```
cotad = max (size(delay));
```

```
ventp = 12.5e-9; (ventana de coincidencias en ns)
```

```
pico1 = length(A); (número total de datos de la lista A)
```

```
pico2 = length(B); (número total de datos de la lista B)
```

PASO 3: Cálculo de coincidencias para cada delay

```
for d = 1 : cotad;
```

```
  i = 1;
```

```
  j = 1;
```

```
  NAB(d) = 0; (número de coincidencias iniciales)
```

```
    while i <= pico1 && j <= pico2
```

```
      r1p = 12.5e-9*(A (i) - B (j)) + delay(d);
```

```
      if abs(r1p) > ventp
```

```
        if sign(r1p) == -1
```

```
          i = i + 1;
```

```
        else
```

```
          j = j + 1;
```

```
        end
```

```
      else
```

```
        NAB(d) = NAB(d) + 1; (contador de coincidencias)
```

```
        i = i + 1;
```

```

        end
    end
end
NABf = [delay, NAB']; (resultado final: [columna 1, columna 2] = [delay en s, coincidencias])

```

## F.2. Cálculo de coincidencias filtradas

ListaA y listaB representan las listas de tiempos de los SPCM y lista C corresponde a los pulsos de Q-switch (en la base de tiempos de la placa de conteo) en un lapso de 53.68 s.

PASO 1: Cargar las series de datos y los delays óptimos

```

load listaA.dat;
load listaB.dat;
load listaC.dat;
A=listaA;
B=listaB;
B=listaC;
load dABC.dat (archivo con todos los delays óptimos)

```

PASO 2: Fijar los parámetros del programa

```

na = length(A); (número total de datos de la lista A)
nb = length(B); (número total de datos de la lista B)
nc = length(C); (número total de datos de la lista C)
delayAp = dABC(1,4); (delay óptimo entre A y C. Unidades: s)
delayBp = dABC(1,5); (delay óptimo entre B y C. Unidades: s)
vent1=75.1e-9; (ventana de coincidencia entre las series de los SPCM y la serie de los pulsos.
Unidades: s)
vent2=12.51e-9; (ventana de coincidencia entre las series de los SPCM. Unidades: s)

```

```
i=1;
```

```
j=1;
```

```
tf=1;
```

```
NAp=0; (número de coincidencias iniciales entre eventos de las listas A y C)
```

```
NABp=0; (número de coincidencias triples iniciales)
```

PASO 3: Cálculo de coincidencias filtradas

```
while i<=na && j<=nc (cálculo de coincidencias entre A y C)
```

```
    r1=12.5e-9*(A(i)-C(j))+delayAp;
```

```
    if abs(r1)>vent1
```

```
        if sign(r1)==-1
```

```
            i=i+1;
```

```
        else
```

```
            j=j+1;
```

```
        end
```

```
    else
```

```
        NAp=NAp+1; (si se encuentra una coincidencia entre  $A_i$  y  $C_j$ , entonces se revisa si
```

la lista B tiene algún evento coincidente con el pulso  $C_j$ )

**for t=tf:nb** (cálculo de coincidencia entre el pulso  $C_j$  y algún evento de la lista B)

**r2=12.5e-9\*(B(t)-C(j))+delayBp;**

**if r2>vent1**

**break** (esta condición evita que se revise toda la lista B si los tiempos de B son mayores que el tiempo  $C_j$ , cuando la diferencia entre ellos es más grande que la ventana de coincidencias.)

**elseif abs(r2)>vent1**

**if sign(r2)==-1**

**tf=t+1;**

**end**

**else**

**r3=r1-r2;**

**if abs(r3)<=vent2**

**NABp=NABp+1;** (contador de coincidencias triples)

**tf=t+1;** (notar que el  $tf$  va acá, antes del break. Sino usa el mismo

t para el cálculo siguiente)

**break**

**end**

**end**

**end**

**i=i+1;**

**end**

**end**

**NAp**

**NABp**

### F.3. Distribución de eventos adentro del pulso

ListaA y listaB representan las listas de tiempos de los SPCM y lista C corresponde a los pulsos de Q-switch (en la base de tiempos de la placa de conteo) en un lapso de 53.68 s.

PASO 1: Cargar las series de datos y los delays óptimos

**load listaA.dat;**

**load listaB.dat;**

**load listaC.dat;**

**A=listaA;**

**B=listaB;**

**B=listaC;**

**load dABC.dat** (archivo con todos los delays óptimos)

PASO 2: Fijar los parámetros del programa

**delayp = dABC(1,4);** (delay óptimo entre A y C. Unidades: s)

**na = length(A);** (número total de datos de la lista A)

```
nc = length(C); (número total de datos de la lista C)
vent1=75.1e-9; (ventana de coincidencia entre las series de los SPCM y la serie de los pulsos.
Unidades: s)
k=1:14;
c(k)=0;
Maz=-62.5e-9:12.5e-9:100e-9;
i=1;
j=1;
tf=1;
NAp=0;
PASO 3: Cálculo de coincidencias entre A y C (también se determina su ubicación adentro
del pulso)
while i<=na && j<=nc
    r1=12.5e-9*(A(i)-C(j))+delayp;
    if abs(r1)>vent1
        if sign(r1)==-1
            i=i+1;
        else
            j=j+1;
        end
    else
        for k=1:14 (si se detecta una coincidencia, se la ubica adentro del pulso)
            r3=r1-Maz(k);
            if abs(r3)<6.5e-9
                c(k)=c(k)+1; (contador de coincidencias en la posición k adentro del pul-
so)
                break
            else k=k+1;
            end
        end
        NAp=NAp+1; (contador de coincidencias totales)
        i=i+1;
    end
end
NAp
cA=c';
```

## Componentes del cabezal del láser

G.1. Nd:YVO<sub>4</sub>

El Nd:YVO<sub>4</sub> es uno de los cristales más eficientes en el diseño de láseres de estado sólido bombeados por diodos, debido a sus altas secciones eficaces de absorción y emisión. Los diodos láser permiten un bombeo más eficiente pues, comparados con las lámparas de descarga, su espectro es mucho más angosto y puede ajustarse a las líneas de absorción del medio activo. Por lo tanto, la ventaja del bombeo con diodos incrementa el interés en estos cristales, sumando además, las reducidas dimensiones del conjunto.

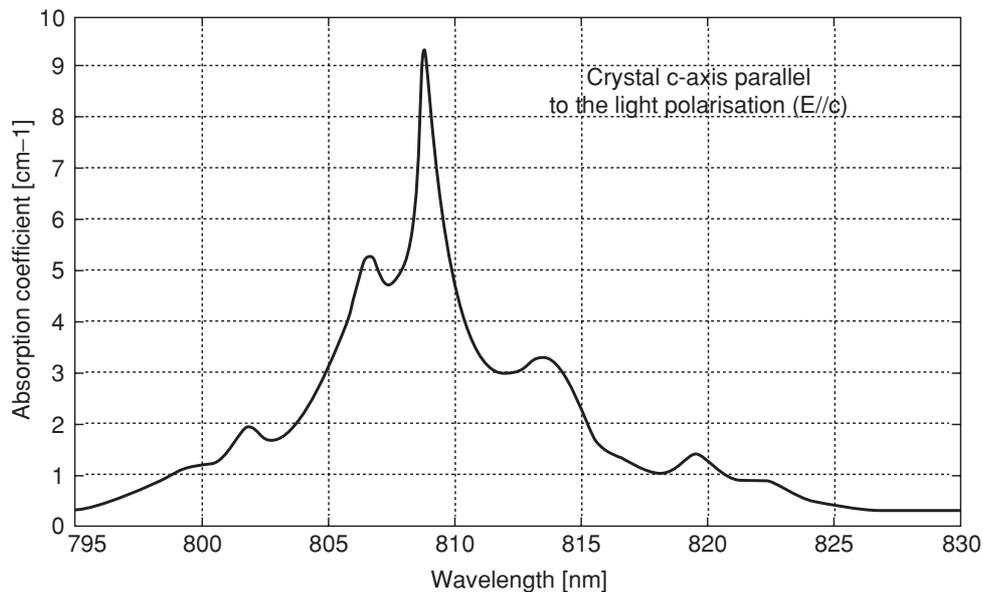


Figura G.1: Dependencia del coeficiente de absorción del Nd:YVO<sub>4</sub> (dopaje: 0.27%) con la longitud de onda del bombeo en el rango de 795 nm a 830 nm [Koe06].

En la figura G.1 se muestra el espectro de absorción del Nd:YVO<sub>4</sub> donde puede observarse un pico de absorción intenso entorno a los 808 nm. Debido a su estructura de niveles (figura G.2), ese bombeo provoca una excitación del estado fundamental al nivel  ${}^4F_{5/2}$  (con un tiempo de vida  $\sim 10$  ns)[Koe06, O'C66, LPT02]. En este nivel los átomos decaen rápidamente al nivel metaestable  ${}^4F_{3/2}$  por transiciones no radiativas. Como en el nivel metaestable el tiempo de vida es relativamente largo ( $\sim 90$   $\mu$ s), es posible lograr una inversión de población, respecto del nivel inferior. La transición láser típica ocurre desde el nivel  ${}^4F_{3/2}$  al nivel  ${}^4I_{11/2}$  emitiendo

do radiación en la longitud de onda de  $1064\text{ nm}$  (también pueden ocurrir otras transiciones láseres más débiles en  $914\text{ nm}$  y  $1342\text{ nm}$  desde el nivel metaestable a los niveles  ${}^4I_{9/2}$  y  ${}^4I_{13/2}$  respectivamente). Finalmente, los átomos en este nivel retornan rápidamente al estado fundamental ( ${}^4I_{9/2}$ ) por otras transiciones no radiativas. La emisión láser continuará produciéndose en relación a la cantidad de energía que se le suministre al medio activo.

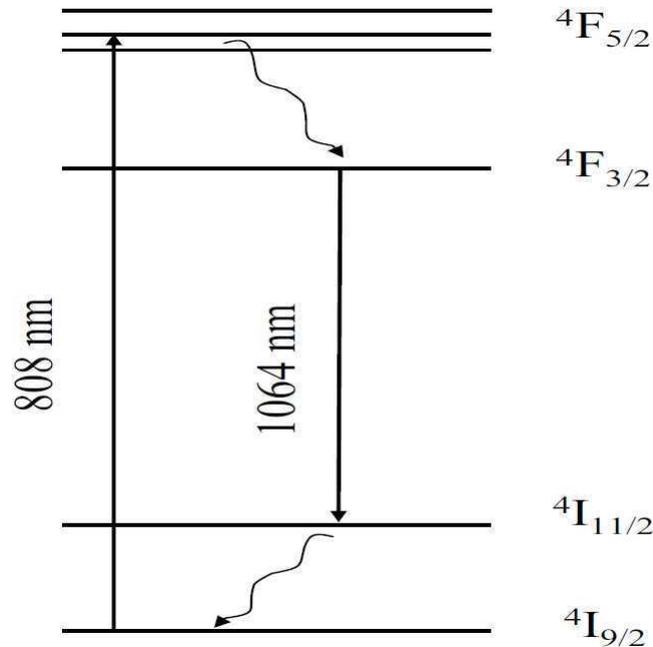


Figura G.2: Esquema simplificado de 4 niveles de energía para el Nd:YVO<sub>4</sub>.

El Nd:YVO<sub>4</sub> es un cristal naturalmente birrefringente, por lo tanto, algunas propiedades en el eje extraordinario ( $c$ ) son diferentes de las del eje ordinario ( $a$ ) (polarizaciones  $\pi$  y  $\sigma$  respectivamente). Entre ellas, la absorción del bombeo es dependiente de la polarización. En particular, la absorción más intensa ocurre cuando la luz del bombeo está polarizada a lo largo de la dirección  $c$  del cristal. Por este motivo, una barra láser típicamente está orientada con el eje de la barra a lo largo del eje  $a$  del cristal (tanto para bombeo longitudinal como para bombeo transversal). Y como el vanadato es un cristal uniaxial, la emisión láser está linealmente polarizada a lo largo de la dirección extraordinaria [Koe06]. Esto es especialmente conveniente si el láser va a ser empleado para generar frecuencias armónicas, como es el caso en este trabajo.

Además, el Nd:YVO<sub>4</sub> tiene varias propiedades espectrales que son particularmente relevantes en láseres bombeados por diodos. Entre ellas es importante destacar el amplio ancho de banda de absorción en torno a los  $808\text{ nm}$ . Esta característica hace que el funcionamiento del láser sea más tolerante a variaciones de la longitud de onda del diodo. Ésta es una gran ventaja cuando se trabajan con múltiples diodos dado que permite un bombeo eficiente aún si se presenta algún efecto de corrimiento en la longitud de onda de emisión de los mismos [FBF87]. Sin embargo, también presenta una baja conductividad térmica relativa, en comparación con el Nd:YAG.

En la tabla G.1 se presentan las principales propiedades del Nd:YVO<sub>4</sub> y del Nd:YAG (láser

de estado sólido muy eficiente y uno de los más difundidos). La sección eficaz de emisión  $\sigma_e$  en 1064 nm es más grande que el caso del Nd:YAG. Por otro lado, aunque el tiempo  $\tau_f$  de vida del nivel  $^4F_{3/2}$  (nivel láser superior) en el Nd:YVO<sub>4</sub> es casi 3 veces más corto que en el YAG, el producto  $\sigma_e \cdot \tau_f$  determina un bajo umbral de bombeo  $P_{th}$  ( $P_{th} \propto (\sigma_e \cdot \tau_f)^{-1}$ ) [LPT02, Koe06].

<i>Parámetros del material</i>	<i>Nd:YVO<sub>4</sub></i>	<i>Nd:YAG</i>
Fórmula química	Nd <sup>3+</sup> :YVO <sub>4</sub>	Nd:Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>
Estructura cristalina	tetragonal	cúbica
Longitud de onda de láser típica	1064 nm	1064 nm
Índice de refracción (a 1064 nm)	$n_o=1.96, n_e=2.17$	1.82
Sección eficaz de emisión estimulada $\sigma_e$ (a 1064 nm)	$25 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	$2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Ancho de línea (a 1064 nm)	0.8 nm	0.6 nm
Tiempo de fluorescencia $\tau_f$	90 $\mu\text{s}$	230 $\mu\text{s}$
Birrefringencia	uniaxial positiva	-
Coefficientes de conductividad térmica (a 300 °K)	//c: 5.23 W/mK, $\perp$ c: 5.10 W/mK	14 W/mK
Coefficientes termo-ópticos	$dn_o/dT=8.5 \times 10^{-6} /K, dn_e/dT=2.9 \times 10^{-6} /K$	$7.3 \times 10^{-6} /K$
Emisión láser polarizada	//c	-

Tabla G.1: Comparación de las principales propiedades del Nd:YAG y el Nd:YVO<sub>4</sub> [Koe06, Nor, Cas13]. c: eje óptico del cristal.

## G.2. Array de diodos

Los diodos láser son dispositivos robustos y compactos que pueden emplearse como fuente de bombeo en láseres de estado totalmente sólido. Estos láseres semiconductores son principalmente atractivos porque variando su composición química puede sintonizarse su longitud de onda de manera que coincida con la línea o líneas de absorción del medio activo. En particular, un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> presenta una alta eficiencia de bombeo cuando se lo excita con diodos láser de AlGaAs operando en la zona de 808 nm [SSH<sup>+</sup>88, FB88]. Como la longitud de onda de emisión de estos láseres de diodos es sensible a la temperatura, la eficiencia del bombeo en general depende de la temperatura de trabajo.

Los array de diodos son dispositivos que permiten escalar en potencia y son ideales para trabajar con bombeo transversal (side-pumped). Contienen un arreglo unidimensional de emisores generando típicamente decenas de watts de potencia. El tiempo de vida de estos dispositivos puede alcanzar miles de horas. Sin embargo, éstos pueden sufrir daños irreversibles si se los hace trabajar a altas temperaturas, ya sea por operar a corrientes altas o por contar con una refrigeración deficiente.

La radiación del bombeo de los array de diodos puede acoplarse directamente al medio activo sin ninguna óptica. Esto redundo en una reducción del tamaño, complejidad y costo de los dispositivos.

El array de diodos IMC (ASM808-20W2) que se utilizó en esta Tesis se ubicó sobre una pieza de cobre con un recubrimiento electrolítico de oro. Con el propósito de mejorar la disipación del calor, debajo del array se colocó una delgada lámina de indio. El diodo está alimentado por una fuente que se construyó en este laboratorio en base a un módulo Lumina Power modelo LDD-150-30-6. En las figuras G.3 y G.4 se muestran las características ópticas de este dispositivo y la medición de su curva de eficiencia, respectivamente.

PARAMETER	CONDITIONS	MIN	TYP	MAX	UNITS
CW Power Output	32A at 25°C Heat Sink <sup>(1)</sup>	20	---	---	W
Operating Current	20W at 25°C Heat Sink	---	28	30	A
Threshold Current	25°C Heat Sink	---	7.5	9.0	A
Slope Efficiency	25°C Heat Sink	0.9	1.1	---	W/A
Efficiency	20W at 25°C Heat Sink	35	42	---	%
Number of Emitters	---	---	46	---	
Emitter Size	---	---	80 x 1	---	μm
Emitter Pitch	---	---	200	---	μm
Center Wavelength	20W at 25°C Heat Sink	792	808	812	nm
Wavelength Tolerance	20W at 25°C Heat Sink	± 1	± 3	± 4	nm
Spectral Width	20W at 25°C Heat Sink	---	1.9	2.5	nm
Wavelength Shift	---	0.23	0.25	0.27	nm/°C
Beam Divergence FWHM <sup>(1)</sup>	---	---	40x10	42x12	° x °
Polarization	---	---	TE	---	---
Degradation Rate <sup>(2)</sup>	25°C Heat Sink	---	3	---	%/kHr

Figura G.3: Características ópticas del array de diodos (información extraída de la hoja de especificaciones).

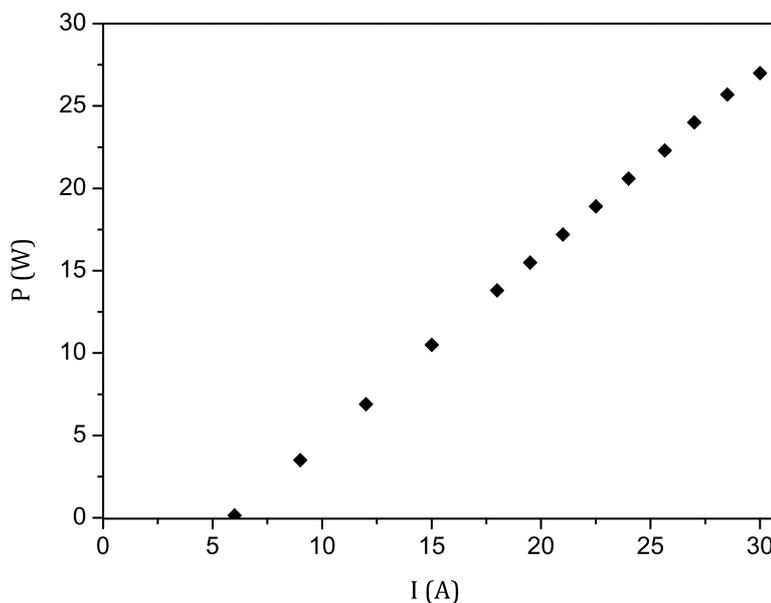


Figura G.4: Dependencia de la potencia de salida del array de diodos láser con la corriente de bombeo.

# H

## Modelo para el cálculo de la lente térmica

### H.1. Ecuación de difusión del calor

En este apéndice se describe el modelo propuesto para el cálculo de la lente térmica dentro del cristal de Nd:YVO<sub>4</sub>. Este modelo tiene la ventaja de poder aplicarse en configuraciones donde la distribución del calor en el medio activo no es simétrica.

Se considera una barra de sección cuadrada cuya longitud es mucho mayor que su sección y bombeo uniforme en  $z$  como se muestra en la figura H.1. En estas condiciones se aplica la aproximación bidimensional y no se incluyen los efectos en las puntas.

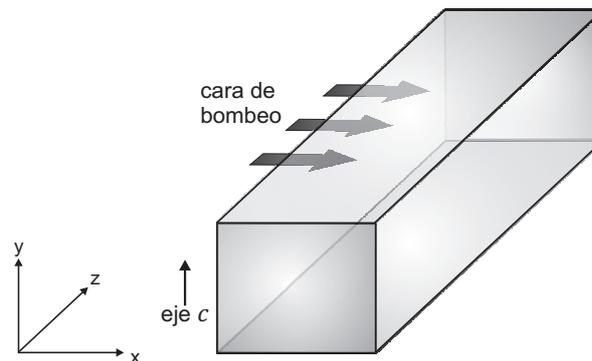


Figura H.1: Esquema de la geometría de la barra de Nd:YVO<sub>4</sub>.

Si las condiciones de contorno térmicas sobre las coordenadas  $x$  e  $y$  son independientes de la coordenada  $z$  y del tiempo, la distribución de temperatura en el medio se reduce a resolver un problema gobernado por la siguiente ecuación

$$\nabla^2 T(x, y) = -\frac{Q(x, y)}{\Lambda} \quad T|_{\text{contorno}} = T_c, \quad (\text{H.1})$$

donde  $T(x, y)$  y  $Q(x, y)$  representan la temperatura (°K) y la densidad de calor ( $\text{W}/\text{mm}^3$ ) en el cristal, respectivamente.  $\Lambda$  es la conductividad térmica del Nd:YVO<sub>4</sub> a temperatura ambiente ( $\sim 5.2 \text{ W}/\text{m}^\circ\text{K}$ ) y  $T_c$  es la temperatura del agua que lo refrigera (283 °K en este caso).

El término fuente de calor  $Q(x, y)$  en el medio activo se puede expresar en función de la

fluorescencia como sigue [Agu07]

$$Q(x, y) = \frac{P_{bombeo}}{V_{barra}} \frac{I(x, y)}{C}, \quad (\text{H.2})$$

donde  $P_{bombeo}$  representa la potencia de bombeo,  $V_{barra}$  es el volumen del medio activo,  $I(x, y)$  es su fluorescencia y  $C$  es una constante que resulta de pedir

$$\int_{V_{barra}} Q(x, y) dv = P_{bombeo}. \quad (\text{H.3})$$

Una vez conocida la expresión para la distribución de calor en la barra  $Q(x, y)$ , se calcula el perfil de temperaturas resolviendo numéricamente la ecuación diferencial parcial H.1. Ésta es una ecuación elíptica con condiciones de contorno tipo Dirichlet que se resuelve empleando el método de elementos finitos. Los cálculos se realizaron con el software Matlab. En el esquema que se implementó para encontrar la solución aproximada, se describe la geometría del dominio y las condiciones de contorno. Luego se construye una malla triangular sobre el dominio y se discretiza la ecuación diferencial parcial y las condiciones de contorno para obtener un sistema lineal.

En el modelo se consideró que la temperatura sobre la cara de la barra por donde incide el bombeo era de 297 °K y en resto de las caras laterales, de 283 °K (temperatura del agua que refrigera la barra). Además, se supuso que la temperatura en el contorno no cambiaba con el bombeo.

## H.2. Aproximación para la distancia focal de la lente térmica

Dentro de la aproximación paraxial, la matriz ABCD para un haz que se propaga a través de una barra láser cuyo índice de refracción  $n(r)$  varía radialmente, es de la forma [Sie86]

$$M_B = \begin{pmatrix} \cos(\gamma.z) & \frac{1}{n_0.\gamma} \text{sen}(\gamma.z) \\ -n_0.\gamma.\text{sen}(\gamma.z) & \cos(\gamma.z) \end{pmatrix} \quad (\text{H.4})$$

donde

$$\gamma z = \sqrt{\frac{n_2.z^2}{n_0}}, \quad n(r) = n_0 - \frac{1}{2}.n_2.r^2, \quad \gamma.z = \sqrt{\frac{n_2.z^2}{n_0}}, \quad (\text{H.5})$$

siendo  $z$  el largo de la barra. Si  $\gamma.z \ll 1$ , la matriz se puede aproximar como

$$M_B \simeq \begin{pmatrix} 1 & \frac{z}{n_0} \\ -z.n_2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{H.6})$$

Para una lente delgada (distancia focal  $f$ ) se tiene

$$M_l = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{H.7})$$

mientras que para una propagación  $z$  a través de un medio con índice de refracción  $n_0$ , su matriz se escribe como

$$M_p = \begin{pmatrix} 1 & \frac{z}{n_0} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{H.8})$$

$M_B$  es la matriz de un medio que se comporta como una lente. Si  $\frac{z}{n_0} \ll f$ , la propagación a través de una barra descrita por  $M_B$  es equivalente a la propagación a través de una lente delgada y un medio con índice de refracción  $n_0$  y largo  $z$ . Bajo esta aproximación se puede relacionar la distancia focal efectiva  $f$  con propiedades del medio ( $n_2$  y  $z$ )

$$f = \frac{1}{n_2 \cdot z}. \quad (\text{H.9})$$

Por otro lado, una variación radial del índice de refracción  $n(r)$  causada por gradientes de temperatura se puede escribir de la forma

$$n(r) \sim n_0 + \epsilon \cdot \frac{dn}{dT} \cdot r^2, \quad (\text{H.10})$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción en el centro de la barra,  $\frac{dn}{dT}$  es el coeficiente termo-óptico del material y  $\epsilon$  es el coeficiente del término cuadrático del perfil de temperaturas del medio activo. Suponiendo que la temperatura en el medio varía cuadráticamente con la distancia

$$T(r) \propto \epsilon \cdot r^2. \quad (\text{H.11})$$

Si se compara  $n(r)$  de las ecuaciones H.5 y H.10 se llega a que

$$n_2 = -2 \cdot \epsilon \cdot \frac{dn}{dT}. \quad (\text{H.12})$$

Finalmente, reemplazando la ecuación H.12 en H.9 se obtiene la expresión final que permite estimar la distancia focal de la lente térmica

$$f = \frac{-1}{2 \cdot \epsilon \cdot \frac{dn}{dT} \cdot z}. \quad (\text{H.13})$$

Las incertezas se calculan mediante propagación de errores.

---

# I

## Láser de Nd:YVO<sub>4</sub> multimodo

En base a los cálculos de la distancia focal de la lente térmica se estudiaron diferentes cavidades lineales, por ser las más simples. Para el análisis se planteó un modelo sencillo considerando una lente equivalente en el centro de la barra como se muestra esquemáticamente en la figura I.1. El estudio incluyó la evaluación de los límites de estabilidad de la cavidad y del tamaño del haz dentro de la misma para diferentes potencias de bombeo. El problema se resolvió numéricamente usando el software Mathematica.

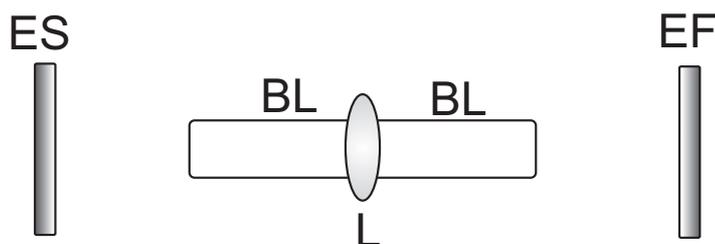


Figura I.1: Esquema de una cavidad lineal considerando un modelo simple de lente térmica en el centro del medio activo. BL: barra láser con índices de refracción  $n_o = 1.96$  y  $n_e = 2.16$  para  $1064 \text{ nm}$ . L: lente térmica. EF: espejo de fondo. ES: espejo de salida.

En todos los casos el espejo de fondo fue uno de alta reflectividad (HR) a  $1064 \text{ nm}$ , mientras que el espejo de salida fue uno con reflectividad parcial para la misma longitud de onda.

Como el Nd:YVO<sub>4</sub> es un cristal birrefringente y la distancia focal de la lente térmica en el eje ordinario es diferente que en el extraordinario, se debieron resolver dos problemas de forma independiente. La solución común a ambos permitió establecer el largo óptimo de la cavidad.

Se armaron diversas cavidades lineales en base a los resultados previos obtenidos. Sin embargo, aunque la eficiencia de conversión *bombeo - emisión láser* era buena, en todos los casos el haz de salida tenía una pobre calidad espacial. En la figura I.2 se muestra, a modo de ejemplo, una imagen del spot del haz para una cavidad de  $27 \text{ cm}$  de largo. Los espejos tenían un radio de curvatura de  $3 \text{ m}$  (EF) y de  $1 \text{ m}$  (ES) y la reflectividad de este último era del 85%.

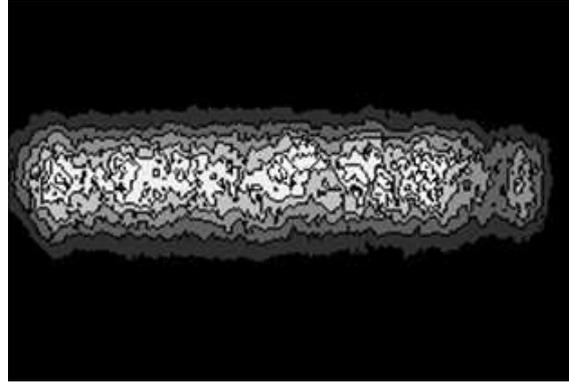


Figura I.2: Spot del láser en la región de campo lejano (curvas de nivel). Largo de la cavidad: 27 cm. EF: 3 m HR. ES: 1 m 85%.  $P_b = 20.6$  W.

La máxima potencia de salida fue de 7 W con un bombeo de 24 W (el array de diodos estaba a una temperatura de 23 °C) como se observa en la figura I.3.

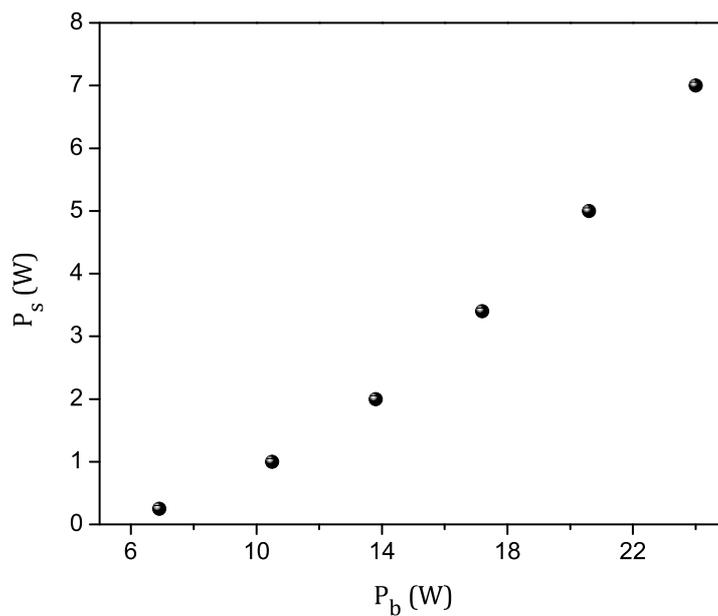


Figura I.3: Dependencia de la potencia de salida  $P_s$  del láser con la potencia de bombeo  $P_b$ . Largo de la cavidad: 27 cm. EF: 3 m HR. ES: 1 m 85%.

Al variar la temperatura en el láser tampoco se logró mejorar la calidad del modo espacial del haz y la potencia de salida varió menos del 10%.



en el cual la energía puede ser almacenada es del orden de  $\tau_f$  (tiempo de vida del nivel superior de la transición láser).

Cuando el obturador se abre, las pérdidas son reducidas repentinamente y la energía acumulada se libera súbitamente, generando un pulso láser intenso. El pulso luego decae con el tiempo de vida del fotón en la cavidad [Koe06, Sie86]. La evolución del pulso de Q-switch se presenta esquemáticamente en la figura J.1. En láseres de Nd:YVO<sub>4</sub>, la duración del pulso se encuentra típicamente en el rango de las decenas de los nanosegundos.

## J.2. Modulador acusto-óptico

Las pérdidas en la cavidad pueden ser controladas de diferentes maneras dependiendo de las características del láser y de la duración deseada del pulso. En esta Tesis, las pérdidas son introducidas empleando un modulador acusto-óptico (AOM). Estos dispositivos están basados en el efecto acusto-óptico: modulación del índice de refracción de un material ópticamente transparente por medio de oscilaciones mecánicas de una onda de sonido (figura J.2).

Los AOM cuentan con un cristal transparente a la radiación láser y un transductor piezoeléctrico que se emplea para generar una onda de sonido de radio frecuencia (RF) del orden de los MHz [Koe06]. El transductor, en contacto con el material acusto-óptico, se expande y se contrae en función de la variación del voltaje aplicado, emitiendo una onda acústica que viaja a través del cristal. Las propiedades elasto-ópticas del medio responden a las ondas acústicas produciendo una variación de su índice de refracción. De esta manera, un haz de luz que incide sobre el AOM es difractado sólo cuando la onda acústica está presente (las pérdidas debido a esta difracción deben ser suficientes para mantener al láser por debajo del umbral). Cuando la señal de RF se apaga, el haz pasa a través de la cavidad sin pérdidas generándose el pulso de Q-switch.

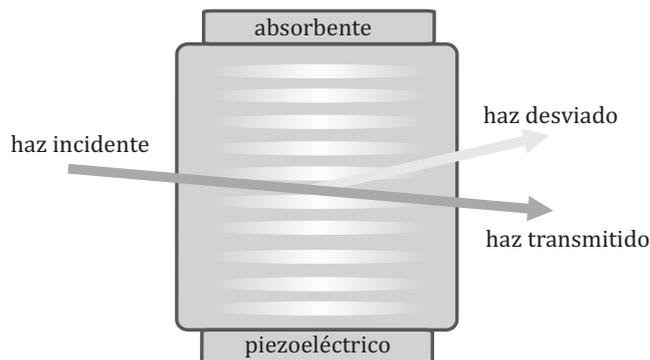


Figura J.2: Esquema de un modulador acusto-óptico.

En particular, el modulador acusto-óptico utilizado está formado por un cristal de cuarzo con un transductor de niobato de litio. En la tabla J.1 se presentan las principales características que tiene el modelo Gooch & Housego modelo R33027-50-5-I-HGM-W (no se requiere que la luz que lo atraviesa esté polarizada).

<i>Parámetros</i>	<i>Especificaciones</i>
Material	crystal de cuarzo
Modo acusto-óptico	longitudinal
Longitud de onda de operación	1064 nm
Configuración de la ventana	recubrimiento AR
Tamaño de la abertura acústica	5 × 10 mm
Frecuencia de operación	27.12 MHz
Ángulo de deflexión	5 mrad@27MHz
Nivel de potencia RF	50 Watts
Enfriamiento	agua fría@0.1GPM<30°C

Tabla J.1: Principales características del modulador acusto-óptico (datos extraídos de la hoja de especificaciones del dispositivo).

---

# K

## Conversión de frecuencias ópticas

### K.1. Generación del segundo armónico

La generación del segundo armónico o doblado de frecuencia (caso especial de suma de frecuencias) es un proceso óptico no lineal de segundo orden mediante el cual se produce emisión láser con el doble de la frecuencia del haz incidente. De esta manera, dos fotones en 1064 *nm* que interactúan con el material no lineal producen un nuevo fotón con el doble de la energía en 532 *nm*.

La intensidad del segundo armónico puede expresarse como [Koe06, Yar75]

$$I_{2\omega} = C^2 L^2 I_{\omega}^2 \frac{\text{sen}^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2}, \quad (\text{K.1})$$

donde  $C$  es una constante no lineal,  $L$  es el largo del cristal e  $I_{\omega}$  es la intensidad del haz incidente.

Por lo tanto, la eficiencia de conversión  $\eta_{SHG}$  del proceso es de la forma

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \frac{C \cdot L^2 \cdot P_{\omega}}{A} \frac{\text{sen}^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2}, \quad (\text{K.2})$$

siendo  $P_{\omega}$  ( $P_{2\omega}$ ) la potencia de la onda fundamental (segundo armónico) y  $A$  el área del spot del láser.

Las ecuaciones K.1 y K.2 muestran que el doblado de frecuencia es sensible a la fase, por lo tanto, para que el proceso sea eficiente se requiere que se satisfagan las condiciones de phase-matching. Si  $\Delta k = 0$ , la eficiencia es máxima.

Como en el caso de fluorescencia paramétrica (apéndice C), la longitud de coherencia  $l_c$  (ecuación C.7) es una medida del máximo largo del cristal útil para producir emisión láser del segundo armónico.

### K.2. Generación del tercer armónico

El tercer armónico es un proceso no lineal de tercer orden en el cual se triplica la frecuencia del haz incidente. En general, mientras mayor sea el orden de un proceso no lineal que se quiere generar, mayor debe ser la intensidad que debe tener el haz incidente. Esto representa una limitación en la generación de armónicos de orden superior con altos niveles de energía.

Una manera eficiente de triplicar frecuencias ópticas es mediante un proceso doble en cascada de generación del segundo armónico y suma de frecuencias (del segundo armónico y la frecuencia fundamental) como se muestra la figura K.1.

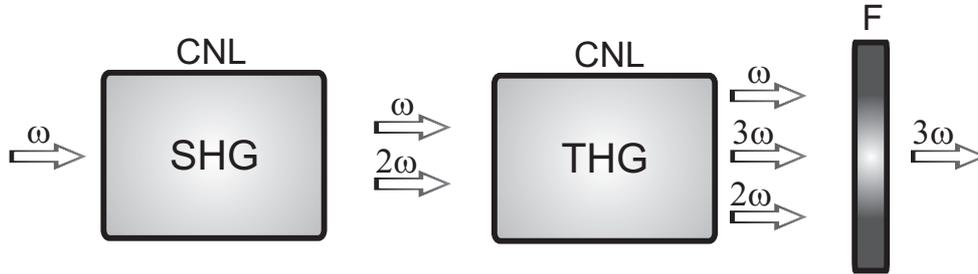


Figura K.1: Generación del tercer armónico por suma de frecuencia del segundo armónico y la frecuencia fundamental. CNL: cristal no lineal. SHG: generación del segundo armónico. THG: generación del tercer armónico. F: filtro.

Cuando se satisfacen las condiciones de phase-matching, la potencia  $P_{3\omega}$  generada por la suma de las tres ondas es proporcional al producto de las potencias de la onda fundamental ( $P_\omega$ ) y del segundo armónico ( $P_{2\omega}$ ) [She03]

$$P_{3\omega} \propto L^2 \frac{P_\omega P_{2\omega}}{A}, \quad (\text{K.3})$$

donde  $A$  es el área del spot del láser y  $L$  es el largo del cristal.

### K.3. Doblado y triplicado de frecuencias ópticas con KTP y LBO

El KTP (fosfato de titanio y potasio) es un cristal muy usado para la generación del segundo armónico en láseres de neodimio por su elevado coeficiente óptico no lineal, alto umbral de daño y amplio rango de aceptación angular [Koe06]. En particular, el coeficiente óptico no lineal efectivo de este cristal en la configuración de phase-matching tipo II es un orden de magnitud mayor que en la de tipo I. Por este motivo, el KTP para generación del segundo armónico típicamente está cortado para phase-matching tipo II.

Si el KTP se usa para generar el segundo armónico de un láser con una longitud de onda de  $1064 \text{ nm}$ , el phase-matching sólo se satisface si  $\theta_{cc} = 90^\circ$  y  $\varphi_{cc} = 23,5^\circ$ , donde  $\theta_{cc}$  es el ángulo entre la dirección del haz incidente y el eje  $Z$  del cristal y  $\varphi_{cc}$  es el ángulo entre la dirección del haz incidente y el eje  $X$  en el plano  $XY$ .

El KTP usado en esta Tesis (sección 5.3.1) está cortado para phase-matching tipo II (plano  $XY$ ) con el haz del láser incidiendo normal a la cara de entrada y polarizado linealmente paralelo a la diagonal. Con esta geometría, las dos componentes del campo eléctrico de la onda fundamental coinciden con las direcciones ordinaria (eje  $Z$ ) y extraordinaria (en el plano  $XY$ ) del cristal doblador, generando un campo con polarización extraordinaria ( $e_{1064} + e_{1064} \rightarrow e_{532}$ ). Como la onda fundamental tiene polarización ordinaria y extraordinaria, estas componentes experimentan diferentes índices de refracción y emergen del cristal en un estado de polarización elíptico que depende de la longitud del cristal y de su orientación.

El LBO (triborato de litio) es un cristal con excelentes propiedades ópticas para generar emisión láser en  $355\text{ nm}$ . En la figura K.2 se muestra el esquema empleado en esta Tesis para triplicar la frecuencia de un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> que emite pulsos de Q-switch. El LBO está cortado para phase-matching tipo II con ángulos  $\theta_{cc} = 42,5^\circ$  y  $\varphi_{cc} = 90^\circ$  (plano YZ,  $o_{1064} + e_{532} \rightarrow o_{355}$ ).

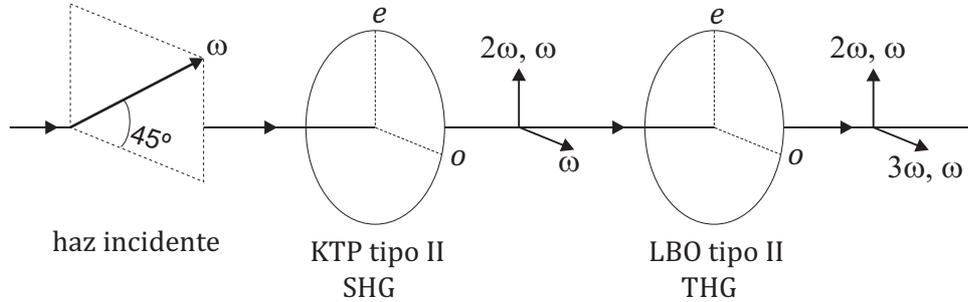


Figura K.2: Direcciones de polarización de las ondas con frecuencias  $\omega$  ( $1064\text{ nm}$ ),  $2\omega$  ( $532\text{ nm}$ ) y  $3\omega$  ( $355\text{ nm}$ ) en un experimento de generación del segundo armónico (SHG) y del tercer armónico (THG) con cristales cortados para phase-matching tipo II.

Debe tenerse en cuenta que cuando se usa un cristal KTP tipo II para doblar la frecuencia y un LBO tipo II para triplicarla, la polarización del láser de bombeo a la salida del KTP no está optimizada para generar la tercera armónica. En la figura K.2 puede verse que una fracción de la onda fundamental no interviene en el proceso de sumas de frecuencias, reduciendo la eficiencia de la generación del tercer armónico. Esto se puede corregir colocando láminas de onda especiales (*dual wavelength waveplate*) entre los cristales. Sin embargo, la configuración implementada es más sencilla, compacta y estable, y la potencia del haz en  $355\text{ nm}$  obtenida es suficiente para realizar los experimentos de interés en esta Tesis.

En la tabla K.1 se resumen las propiedades de los cristales usados.

<i>Parámetros</i>	<i>KTP</i>	<i>LBO</i>
	$o_{1064} + e_{1064} \rightarrow e_{532}$	$o_{1064} + e_{532} \rightarrow o_{355}$
Rango de transparencia	$350 - 4500\text{ nm}$	$160 - 2600\text{ nm}$
Cristal higroscópico	no	si
Ángulo PM	$\theta_{cc}=90^\circ, \varphi_{cc}=23.5^\circ$	$\theta_{cc}=42.5^\circ, \varphi_{cc}=90^\circ$
Aceptancia angular	$20\text{ mrad/cm}$	$15.27\text{ mrad/cm}$
Aceptancia térmica	$25^\circ\text{C/cm}$	$7.5^\circ\text{C/cm}$
Ángulo de walk-off	$4.5\text{ mrad}$	$2.1\text{ mrad}$
Umbral de daño	$450\text{ MW/cm}^2$ *	$500\text{ MW/cm}^2$ **
Dimensiones del cristal	$3 \times 3 \times 5\text{ mm}^3$	$3 \times 3 \times 12\text{ mm}^3$
Recubrimiento antirreflejo	AR/AR $1064/532\text{ nm}$	AR/AR $1064+532/355\text{ nm}$

Tabla K.1: Propiedades del cristales KTP (SHG) y LBO (THG) cortados para phase-matching (PM) tipo II (información extraída de la hoja de datos de los cristales y el catálogo de Castech [Cas13]). \*  $1064\text{ nm}$ ,  $10\text{ ns}$ ,  $10\text{ Hz}$ . \*\*  $1064$  y  $532\text{ nm}$ ,  $10\text{ ns}$ ,  $10\text{ Hz}$ .

---

# L

## Efecto del ángulo de incidencia en filtros interferenciales

Los filtros interferenciales están formados de múltiples capas delgadas de un material dieléctrico con diferentes índices de refracción, que permiten seleccionar longitudes de onda gracias a los efectos de interferencia que ocurren entre las ondas incidente y reflejada entre cada par de capas.

En general estos filtros están diseñados para incidencia normal. Sin embargo, si la luz forma un ángulo distinto de cero con la normal del filtro, su banda de transmisión se corre hacia longitudes de onda más cortas, su transmisión disminuye y su ancho de banda aumenta. Si este ángulo es menor a  $25^\circ$  los efectos en la transmisión y en el ancho de banda son mínimos, pero no en el corrimiento en la longitud de onda, lo que permite sintonizarlos en un cierto rango. Esto fue necesario en nuestro caso pues los filtros disponibles no cumplían las especificaciones y no estaban exactamente centrados en la longitud de onda de trabajo ( $710 \text{ nm}$ ).

El corrimiento de la longitud de onda central es función de los índices de refracción de las capas depositadas y del ángulo de incidencia. Para  $\theta_{inc} < 25^\circ$  se tiene [Coh, Ori]

$$\lambda_{\theta_{inc}} = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_{inc}}, \quad (\text{L.1})$$

donde  $\lambda_{\theta_{inc}}$  es la longitud de onda al ángulo de incidencia  $\theta_{inc}$ ,  $\lambda_0$  es la longitud de onda central a incidencia normal ( $\theta_{inc} = 0$ ),  $n_0$  es el índice de refracción del medio que rodea al filtro y  $n$  es el índice de refracción efectivo del filtro.

Para medir la variación de la longitud de onda central en función del ángulo  $\theta_{inc}$  primero se hizo incidir el haz de un láser de He-Ne sobre el filtro montado en un posicionador angular con paso micrométrico. Sobre una pantalla se midió el desplazamiento lateral que sufrió la reflexión del haz a medida que se inclinaba el filtro. De esta manera se caracterizó el ángulo con respecto a la normal en función del número de vueltas del tornillo micrométrico del posicionador (figura L.1, izquierda).

Luego se reemplazó el láser de He-Ne por una lámpara incandescente (espectro de emisión continuo) para iluminar el filtro y registrar su espectro en función de la longitud de onda. La medición se realizó para distintos ángulos de incidencia  $\theta_{inc}$ , como se muestra en la figura L.1 (derecha), usando un espectrómetro con acople a fibra AvaSpec-3648-USB2 (rango:  $200 - 1100 \text{ nm}$ , resolución:  $1 \text{ nm}$ ). Finalizadas las mediciones, se retiró el filtro del dispositivo



Figura L.1: Esquemas de los dispositivos experimentales montados para medir la transmisión del filtro variando el ángulo de inclinación del mismo. *Izquierda*: Esta configuración permite caracterizar el ángulo que forma el filtro con respecto a la normal a medida que se varía su inclinación. *Derecha*: Mediante esta configuración se mide la transmisión del filtro usando un espectrómetro.

y se registró el espectro de la lámpara. Esta última medición es necesaria para calcular la transmisión del filtro por diferencia. En la figura L.2 se presenta, a modo de ejemplo, las curvas

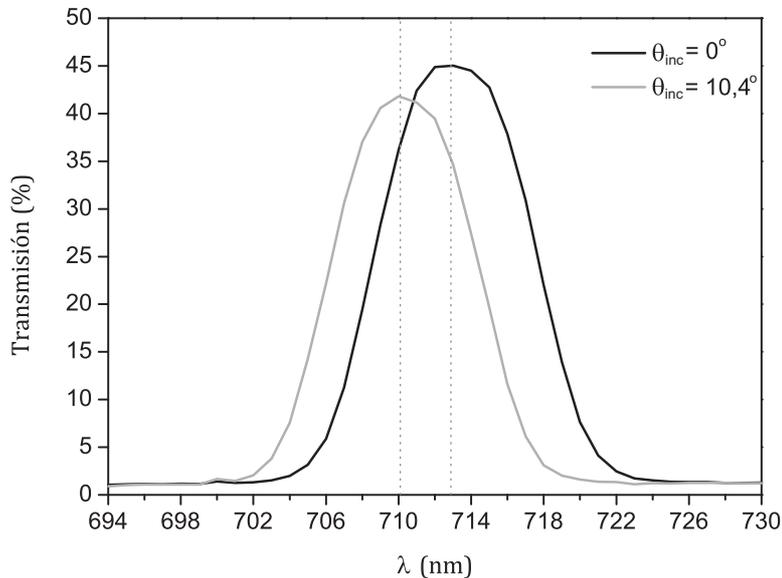


Figura L.2: Comparación de las curvas de transmisión medidas en las condiciones de incidencia normal ( $\theta_{inc} = 0^\circ$ ) e incidencia oblicua ( $\theta_{inc} = 10,4^\circ$ ). Con línea punteada se indica la ubicación de la longitud de onda central para cada curva. La transmisión disminuye un 7%.

obtenidas para uno de los filtros interferenciales usados en el experimento. La corrección de la longitud de onda central ( $713 \text{ nm} \rightarrow 710 \text{ nm}$ ) se consigue inclinado el filtro  $\sim 10^\circ$ . También se observa que la transmisión y el ancho de banda prácticamente no se ven afectados.

- [Aba96] H. Abarbanel. *Analysis of observed chaotic data*. Springer-Verlag, New York, 1996.
- [ADR82] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger. Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers. *Physical Review Letters*, 49:1804–1807, 1982.
- [AFKC67] S. Akhmanov, V. Fadeev, R. Khokhlov, and O. Chunaev. Quantum noise in parametric light amplifiers. *JETP Letters*, 6:575–578, 1967.
- [AGR81] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger. Experimental test of realistic local theories via Bell's theorem. *Physical Review Letters*, 47:460–463, 1981.
- [AGR82] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger. Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: a new violation of Bell's inequalities. *Physical Review Letters*, 49:91–94, 1982.
- [Agu07] M. Aguero. *Efectos térmicos en láseres sólidos bombeados por diodos de alta potencia*. Tesis de Licenciatura - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, 2007.
- [AJK05] J. Altepeter, E. Jeffrey, and P. Kwiat. Photonic state tomography. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 52:105–159, 2005.
- [AK07] G. Adenier and A. Khrennikov. Is the fair sampling assumption supported by EPR experiments? *Journal of Physics B*, 40:131–142, 2007.
- [ALRS92] H. Ajer, S. Landro, G. Rustad, and K. Stenersen. Efficient diode laser side pumped TEM<sub>00</sub> mode Nd:YAG laser. *Optics Letters*, 17:1785–1787, 1992.
- [AS99] A. Alfrey and E. Sinofsky. *High efficiency high repetition rate, intra-cavity tripled diode pumped solid state laser*. U.S. Patent No. 6002695, 1999.
- [BCGK07] G. Brida, M. Chekhova, M. Genovese, and L. Krivitsky. Generation of different Bell states within the spontaneous parametric down-conversion phase-matching bandwidth. *Physical Review A*, 76:053807, 2007.
- [BCH<sup>+</sup>02] J. Barrett, D. Collins, L. Hardy, A. Kent, and S. Popescu. Quantum nonlocality, Bell inequalities, and the memory loophole. *Physical Review A*, 66:042111, 2002.
- [Bel64] J. Bell. On the Einstein Podolsky and Rosen paradox. *Physics*, 1:195–200, 1964.
- [Bel89] J. Bell. *Speakable and unspeakable in quantum mechanics: Collected papers on quantum philosophy*. Cambridge University Press, USA, 1989.
- [BG11] J. Barrett and N. Gisin. How much measurement independence is needed to demonstrate nonlocality? *Physical Review Letters*, 106:100406, 2011.
- [BH68] R. Byer and S. Harris. Power and bandwidth of spontaneous parametric emission. *Physical Review*, 168:1064–1068, 1968.

- [BLEW06] R. Bennink, Y. Liu, D. Earl, and Grice W. Spatial distinguishability of photons produced by spontaneous parametric down-conversion with focused pump. *Physical Review A*, 74:023802, 2006.
- [Boy03] R. Boyd. *Nonlinear optics*. Second Edition, Elsevier Science, USA, 2003.
- [Buo78] V. Buonomano. A limitation on Bell's inequality. *Annales de l'Institut Henri Poincaré, Section A*, 29:379–394, 1978.
- [Buo88] V. Buonomano. *Quantum Mechanics vs. Local Realism*. Plenum, New York, 1988.
- [BW70] D. Burnham and D. Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Physical Review Letters*, 25:84–87, 1970.
- [Cas13] Castech. *Catálogo de cristales*. 2013.
- [CH74] J. Clauser and M. Horne. Experimental consequences of objective local theories. *Physical Review D*, 10:526–535, 1974.
- [CHSH69] J. Clauser, M. Horne, A. Shimony, and R. Holt. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Physical Review Letters*, 23:880–884, 1969.
- [Coh] Coherent Inc. Interference filters [online]. URL: [http://www.coherent.com/downloads/InterferenceFilters\\_DS\\_0410.pdf](http://www.coherent.com/downloads/InterferenceFilters_DS_0410.pdf).
- [CR11] R. Colbeck and R. Renner. No extension of quantum theory can have improved predictive power. *Nature Communications*, 2, 2011.
- [CS78] J. Clauser and A. Shimony. Bell's theorem: experimental tests and implications. *Reports on Progress in Physics*, 41:1881–1927, 1978.
- [dE84] B. d'Espagnat. Nonseparability and the tentative descriptions of reality. *Physics Reports*, 110:201–264, 1984.
- [DGN99] V. Dmitriev, G. Gurzadyan, and D. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 3rd edition, 1999.
- [dM02a] W. de Muynck. *Foundations of Quantum Mechanics, an Empiricist Approach*. Kluwer, Boston, 2002.
- [DM02b] D. Dehlinger and M. Mitchell. Entangled photons apparatus for the undergraduate laboratory. *American Journal of Physics*, 70:898–902, 2002.
- [DM02c] D. Dehlinger and M. Mitchell. Entangled photons, nonlocality and Bell inequalities in the undergraduate laboratory. *American Journal of Physics*, 70:903–910, 2002.
- [EPR35] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Physical Review*, 47:777–780, 1935.

- [FB88] T. Fan and R. Byer. Diode laser-pumped solid-state lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24:895–912, 1988.
- [FBF87] R. Fields, M. Birnbaum, and C. Fincher. Highly efficient Nd:YVO<sub>4</sub> diode-laser end-pumped laser. *Applied Physics Letters*, 51:1885–1886, 1987.
- [FC72] S. Freedman and J. Clauser. Experimental test of local hidden-variable theories. *Physical Review Letters*, 28:938–941, 1972.
- [Fre09] N. Freitas. *Construcción de una unidad de detección de coincidencias*. Informe de Laboratorio 6 - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, 2009.
- [FT76] E. Fry and R. Thompson. Experimental test of local hidden-variable theories. *Physical Review Letters*, 37:465–468, 1976.
- [GHW09] D. Greenberger, K. Hentschel, and F. Weinert. *Compendium of Quantum Physics: Concepts, Experiments, History and Philosophy*. Springer, USA, 2009.
- [Gil03] R. Gill. *Time, finite statistics, and Bell's fifth position*. EURANDOM, 2003.
- [GLLL<sup>+</sup>11] I. Gerhardt, Q. Liu, A. Lamas-Linares, J. Skaar, V. Scarani, V. Makarov, and C. Kurtsiefer. Experimentally faking the violation of Bell's inequalities. *Physical Review Letters*, 107:170404, 2011.
- [GMR<sup>+</sup>13] M. Giustina, A. Mech, S. Remelow, B. Wittmann, J. Kofler, J. Beyer, A. Lita, Calkins B., T. Gerrits, S. Woo Nam, R. Ursin, and A. Zeilinger. Bell violation using entangled photons without the fair-sampling assumption. *Nature*, 497:227–230, 2013.
- [GT68] T. Giallorenzi and C. Tang. Quantum theory of spontaneous parametric scattering of intense light. *Physical Review*, 166:225–233, 1968.
- [GWZZ03] R. Gill, G. Weihs, A. Zeilinger, and M. Zukowski. Comment on exclusion of time in the theorem of Bell by K Hess and W Philipp. *Europhysics Letters*, 61:282–283, 2003.
- [Hal10] M. Hall. Local deterministic model of singlet state correlations based on relaxing measurement independence. *Physical Review Letters*, 105:250404, 2010.
- [HD88] P. Hale and G. Day. Stability of birefringent linear retarders (waveplates). *Applied Optics*, 27:5146–5153, 1988.
- [HH88] F. Hanson and D. Haddock. Laser diode side pumping of nd laser rods. *Applied Optics*, 27:80–83, 1988.
- [HHHH09] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, and K. Horodecki. Quantum entanglement. *Reviews of Modern physics*, 81:865–942, 2009.

- [HKS07] A. Hnilo, M. Kovalsky, and G. Santiago. Low dimension dynamics in the EPRB experiment with random variable analyzers. *Foundations of physics*, 37:80–102, 2007.
- [Hni91] A. Hnilo. Hidden variables with directionalization. *Foundations of Physics*, 21:547–567, 1991.
- [Hni05] A. Hnilo. Three-photon frequency down-conversion as an event-ready source of entangled states. *Physical Review A*, 71:033820, 2005.
- [HOB67] S Harris, M. Oshman, and R. Byer. Optical parametric scattering in ammonium dihydrogen phosphate. *Physical Review Letters*, 18:732–734, 1967.
- [HOM87] C. Hong, Z. Ou, and L. Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Physical Review Letters*, 59:2044–2046, 1987.
- [Hoo07] G. Hooft. The free-will postulate in quantum mechanics. *arXiv:quant-ph/0701097*, 2007.
- [HPS02] A. Hnilo, A. Peuriot, and G. Santiago. Local realistic models tested by the EPRB experiment with random variable analyzers. *Foundations of Physics Letters*, 15:359–371, 2002.
- [Jae07] G. Jaeger. *Quantum Information: An Overview*. Springer, USA, 2007.
- [JWPZ01] T. Jennewein, G. Weihs, J. Pan, and A. Zeilinger. Experimental nonlocality proof of quantum teleportation and entanglement swapping. *Physical Review Letters*, 88:017903, 2001.
- [KB00] P. Kok and S. Braunstein. Limitations on the creation of maximal entanglement. *Physical Review A*, 62:064301, 2000.
- [KESC94] P. Kwiat, P. Eberhard, A. Steinberg, and R. Chiao. Proposal for a loophole-free Bell inequality experiment. *Physical Review A*, 49:3209–3220, 1994.
- [Khr09] A. Khrennikov. *Interpretations of probability*. Walter de Gruyter, Berlin, 2009.
- [KKHM96] K. Kono, M. Koashi, T. Hirano, and M. Matsuoka. Controlling the correlation between the signal and idler mode photons. *Optics Communications*, 127:237–242, 1996.
- [Kle68] D. Kleinman. Theory of optical parametric noise. *Physical Review*, 174:1027–1041, 1968.
- [KLG<sup>+</sup>99] S. Kaczmarek, T. Lukasiewicz, W. Giersz, R. Jablonski, J. Jabczynski, M. Swirkowicz, Z. Galazka, W. Drozdowski, and M. Kwasny. Growth and optical properties of Nd:YVO<sub>4</sub> laser crystals. *Opto-Electronics Review*, 7:149–152, 1999.

- [Kly88] D. Klyshko. *Photons and nonlinear optics*. Gordon and Breach Science Publishers, 1988.
- [Kme98] J. Kmetec. *Solid state laser with trapped pump light*. U.S. Patent No. 5774488, 1998.
- [KMW<sup>+</sup>95] P. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. Sergienko, and Y. Shih. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Physical Review Letters*, 75:4337–4341, 1995.
- [Koe06] W. Koechner. *Solid-state laser engineering*. Springer, New York, USA, 6th edition, 2006.
- [Kov04] M. Kovalsky. *Dinámica de un láser de Ti:Zafiro de femtosegundos*. Tesis de doctorado - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, 2004.
- [KOW01a] C. Kurtsiefer, M. Oberparleiter, and H. Weinfurter. Generation of correlated photon pairs in type-II parametric down conversion- revisited. *Journal of Modern Optics*, 48:1997–2007, 2001.
- [KOW01b] C. Kurtsiefer, M. Oberparleiter, and H. Weinfurter. High-efficiency entangled photon pair collection in type-II parametric fluorescence. *Physical Review A*, 64:023802, 2001.
- [KW08] O. Kuzucu and F. Wong. Pulsed Sagnac source of narrow-band polarization-entangled photons. *Physical Review A*, 77:032314, 2008.
- [KWW<sup>+</sup>99] P. Kwiat, E. Waks, A. White, I. Appelbaum, and P. Eberhard. Ultrabright source of polarization-entangled photons. *Physical Review A*, 60:773–776, 1999.
- [LG04] J. Larsson and R. Gill. Bell’s inequality and the coincidence-time loophole. *Europhysics Letters*, 67:707–713, 2004.
- [Liu05] Jia-Ming Liu. *Photonic Devices*. Cambridge University Press, New York, 2005.
- [Lou00] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford Science Publications, 3rd edition, 2000.
- [LPT02] V. Lupie, N. Pavel, and T. Taira. Highly efficient laser emission in concentrated Nd:YVO<sub>4</sub> components under direct pumping into the emitting level. *Optics Communications*, 201:431–435, 2002.
- [LvEW05] P. Lee, M. van Exter, and J. Woerdman. How focused pumping affects type-II spontaneous parametric down-conversion. *Physical Review A*, 72:033803, 2005.
- [MHS<sup>+</sup>12] X. Ma, T. Herbst, T. Scheidl, D. Wang, S. Kropatschek, W. Naylor, B. Wittmann, A. Mech, J. Kofler, E. Anisimova, V. Makarov, T. Jennewein, R. Ursin, and A. Zeilinger. Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward. *Nature*, 489:269–273, 2012.

- [Mig] Migdall, A and Ware, M. Noncollinear phase matching in uniaxial and biaxial crystals [online]. URL: <http://www.nist.gov/pml/div684/grp03/phasematching.cfm>.
- [MJDR11] K. Michielsen, F. Jin, and H. De Raedt. Event-based corpuscular model for quantum optics experiments. *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, 8:1052–1080, 2011.
- [MM67] D. Madge and H. Mahr. Study in ammonium dihydrogen phosphate of spontaneous parametric interaction tunable from 4400 to 16000 Å. *Physical Review Letters*, 18:905–907, 1967.
- [Mor12] P. Morgan. A graphical presentation of signal delays in the datasets of Weihs et al. *arXiv:1207.5775 [quant-ph]*, 2012.
- [MW65] J. Midwinter and J. Warner. The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization. *British Journal of Applied Physics*, 16:1135–1142, 1965.
- [MW95] L. Mandel and E. Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995.
- [Nor] Northrop Grumman. Neodymium: Yttrium Orthovanadate - Nd:YVO<sub>4</sub> [online]. URL: <http://www.northropgrumman.com/BusinessVentures/SYNOPTICS/Products/LaserCrystals/Documents/pageDocs/Nd-YV04.pdf>.
- [Not84] S. Notarrigo. A Newtonian separable model which violates Bell’s inequality. *Lettere al Nuovo Cimento*, 83:173–187, 1984.
- [Obe02] M Oberparleiter. *Effiziente Erzeugung verschraenkter Photonenpaare*. PhD thesis, LMU, 2002.
- [O’C66] J. O’Connor. Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of YVO<sub>4</sub> : Nd. *Applied Physics Letters*, 9:407–409, 1966.
- [OM88] Z. Ou and L. Mandel. Violation of Bell’s inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment. *Physical Review Letters*, 61:50–53, 1988.
- [Ori] Oriel Instruments. Filter characteristics [online]. URL: <http://ecee.colorado.edu/~mcleod/pdfs/AOL/labs/10030.pdf>.
- [Pas86] S. Pascazio. Time and Bell-type inequalities. *Physics Letters A*, 118:47–53, 1986.
- [PBWZ98] J. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Experimental entanglement swapping: entangling photons that never interacted. *Physical Review Letters*, 80:3891–3894, 1998.
- [PCL<sup>+</sup>12] J. Pan, Z. Chen, C. Lu, H. Weinfurter, A. Zeilinger, and M. Zukowski. Multiphoton entanglement and interferometry. *Reviews of Modern Physics*, 84:777–838, 2012.

- [PDG<sup>+</sup>01] J. Pan, M. Daniell, S. Gasparoni, G. Weihs, and A. Zeilinger. Experimental demonstration of four-photon entanglement and high-fidelity teleportation. *Physical Review Letters*, 86:4435–4438, 2001.
- [Per] PerkinElmer Optoelectronics. SPCM-AQR Data Sheet [online]. URL: [http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-12462DTS\\_SPCM%20AQRH.pdf](http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-12462DTS_SPCM%20AQRH.pdf).
- [RKM<sup>+</sup>01] M. Rowe, D. Kielpinski, C. Meyer, V. Sackett, W. Itano, C. Monroe, and D. Wineland. Experimental violation of a Bell’s inequality with efficient detection. *Nature*, 409:791–794, 2001.
- [RKSS94] M. Rubin, D. Klyshko, Y. Shih, and A. Sergienko. Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion. *Physical Review A*, 50:5122–5133, 1994.
- [SA88] Y. Shih and C. Alley. New type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26:2921–2924, 1988.
- [San91] E. Santos. Does quantum mechanics violate the Bell inequalities? *Physical Review Letters*, 66:1388–1390, 1991.
- [SB03] C. Sliwa and K. Banaszek. Conditional preparation of maximal polarization entanglement. *Physical Review A*, 67:030101, 2003.
- [sC] Láseres sólidos CITEDEF. Time stamping (nanosecond pulse pumped type-I SPDC) [online]. URL: <http://www.laserscitedef.blogspot.com.ar>.
- [Sca83] G. Scalera. On a local hidden-variable model with unusual properties. *Lettere al Nuovo Cimento*, 38:16–18, 1983.
- [Sca84] G. Scalera. Local models violating Bell’s inequality by time delays. *Lettere al Nuovo Cimento*, 40:353–354, 1984.
- [She03] Y. Shen. *The principles of nonlinear optics*. John Wiley and Sons, USA, 2003.
- [Sie86] A. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [SSH<sup>+</sup>88] W. Streifer, D. Scifres, G. Harnagel, D. Welch, J. Berger, and M. Sakamoto. Advances in diode laser pumps. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24:883–894, 1988.
- [ST07] B. Saleh and M. Teich. *Fundamentals of photonics*. John Wiley and Sons, USA, 2007.
- [SUK<sup>+</sup>10] T. Scheidl, R. Ursin, J. Kofler, S. Ramelow, X. Ma, T. Herbst, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, N. Langford, T. Jennewein, and A. Zeilinger. Violation of local realism with freedom of choice. *Proceedings of the National Academy of Sciences of USA*, 107:19708–19713, 2010.

- [TND<sup>+</sup>04] J. Thorn, M. Nell, V. Donato, G. Bergreen, R. Davies, and M. Beck. Observing the quantum behavior of light in an undergraduate laboratory. *American Journal of Physics*, 72:1210–1219, 2004.
- [WJS<sup>+</sup>98] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Violation of Bell’s inequality under strict Einstein locality conditions. *Physical Review Letters*, 81:5039–5043, 1998.
- [Yar75] A. Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley and Sons, 2nd edition, 1975.
- [ZZHE93] M. Zukowski, A. Zeilinger, M. Horne, and A. Ekert. “Event-ready-detectors” Bell experiment via entanglement swapping. *Physical Review Letters*, 71:4287–4290, 1993.