

CONJUGACION DE FASE

ANGELA M. GUZMAN

Departamento de Física.
Universidad Nacional de Colombia. Bogotá.

I. INTRODUCCION

En 1972 B. Y. Zel'dovich y sus colaboradores publicaron sus observaciones del frente de onda de luz retrodispersada por dispersión estimulada de Brillouin [1]. En su experimento, los frentes de onda de la luz proveniente de un láser de rubí, distorsionados por el paso a través de una lámina de vidrio bruñida, fueron enfocados en una celda de gas metano. Al observar la luz retrodispersada registraron un hecho sorprendente: después de atravesar la lámina de vidrio, la luz retrodispersada poseía prácticamente la misma divergencia del haz láser incidente. La distorsión introducida por el paso del láser a través de la lámina había sido corregida en la luz retrodispersada. Por el contrario, si la celda de metano era reemplazada por un espejo común, la luz reflejada en vez de ser "corregida" en su paso por el vidrio, sufría al atravesarlo una distorsión adicional.

La "corrección" del frente de onda efectuada por el mismo vidrio que había distorsionado la luz láser incidente sólo puede ser explicada si la parte espacial de la onda retrodispersada es proporcional al complejo conjugado de la parte espacial de la onda incidente. Para ver con mayor claridad este punto consideremos un haz de luz descrito por

$$E_1(\vec{r}, t) = \text{Re} [\Phi(\vec{r}) \exp\{i(\omega t - k z)\}] \quad (1)$$

propagándose de izquierda a derecha a través de un medio distorsionante caracterizado por una constante dieléctrica $\epsilon(\vec{r})$. Suponemos que el medio no produce pérdidas, de modo que $\epsilon(\vec{r})$ es real. Entonces la ecuación de onda para el campo puede escribirse

$$\nabla^2 E + w^2 \mu \epsilon(\vec{r}) E = 0. \quad (2)$$

Insertando (1) en (2) obtenemos una ecuación para la amplitud compleja $\Phi(\vec{r})$ del campo E_1 que expresa la distorsión sufrida por la onda debido a la variación de ϵ con \vec{r} :

$$\nabla^2 \Phi + [w^2 \mu \epsilon(\vec{r}) - k^2] \Phi - 2ik \partial \Phi / \partial z = 0. \quad (3)$$

La onda $E_2(\vec{r}, t) = \text{Re} [\Phi^*(\vec{r}) \exp(i(\omega t + kz))]$ cuya amplitud compleja $\Phi^*(\vec{r})$ es solución de la ecuación compleja conjugada de (3), tiene en cualquier punto del espacio frentes de onda idénticos a la onda E_1 y se propaga en dirección opuesta. Tal onda es la reflejada conjugada de E_1 y un dispositivo que la genera cuando la onda E_1 incide sobre él, se denomina espejo conjugado.

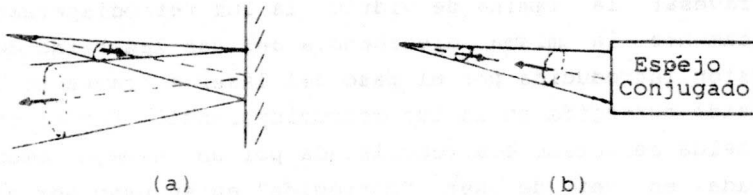


Figura 1 : (a) Reflexión en un espejo común. (b) Reflexión en un "espejo conjugado".

El esquema de la Figura 1 muestra la diferencia cualitativa entre la reflexión común y la reflexión conjugada; En la reflexión común de un haz divergente con ángulo de incidencia θ el haz reflejado se propaga en la dirección $-\theta$ y continúa divergiendo. En un "espejo conjugado" el haz reflejado se propaga exactamente en la dirección opuesta del haz incidente (cualquiera que esta sea) y reproduce a este en todo el espacio recorriendo su trayectoria en sentido inverso como si hubiéramos invertido el sentido del tiempo. En consecuencia si la onda incidente al atravesar el medio distorsionante ha adquirido propiedades espaciales no deseables, su complejo conjugado al atravesar el medio en la dirección opuesta, emerge con las propiedades iniciales del haz no distorsionado (ver Figura 2).

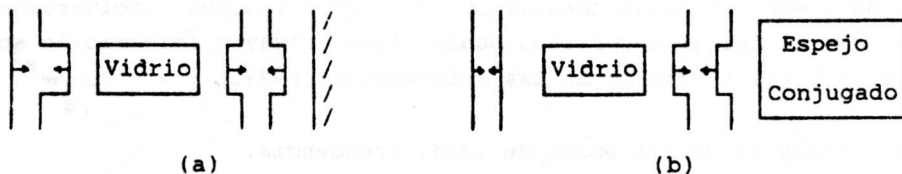


Figura 2 : (a) Una onda plana atraviesa un medio distorsionante. La onda reflejada por un espejo común sufre al atravesar el medio una distorsión adicional. (b) Un espejo conjugado refleja un frente de onda idéntico al de la onda incidente que al atravesar el medio distorsionante reproduce el frente de onda inicial.

En las siguientes secciones haremos una discusión de los procesos ópticos no lineales más importantes que dan origen a la generación de la onda conjugada y describiremos algunas de sus múltiples aplicaciones.

II. GENERACION DE UNA ONDA CONJUGADA.

En el experimento de Zel'dovich la celda de metano actúa como un "espejo conjugado", produciendo el haz conjugado por dispersión estimulada de Brillouin. Un fenómeno similar había sido observado por I. Stepanov [2] en un experimento de holografía en tiempo real que utiliza la misma geometría que los experimentos de mezcla de cuatro ondas. Este proceso de conjugación fue redescubierto en el contexto de la óptica no lineal por R. Hellwarth años más tarde [3]. La comprobación experimental fue casi inmediata [4] y desde ese entonces, dadas sus múltiples aplicaciones [5], la investigación en este campo se ha multiplicado enormemente. La Mezcla de cuatro ondas de la misma frecuencia (DFWM = Degenerated Four-Wave Mixing) y la Dispersión estimulada de Brillouin (SBS = Stimulated Brillouin Scattering) constituyen, conjuntamente con la inducción Brillouin de la Mezcla de cuatro ondas (BEFWM = Brillouin-Enhanced Four - Wave Mixing) [6] y el efecto foto-refractivo [7], las interacciones ópticas no lineales más utilizadas en la actualidad para la generación del frente de onda conjugado. A continuación

discutimos en algún detalle los fenómenos físicos involucrados en ellos. El lector interesado puede obtener mayor información sobre estos y otros métodos en las referencias [6-8].

a) Mezcla de cuatro ondas de igual frecuencia.

La mezcla de cuatro ondas (FWM) es un proceso no lineal de tercer orden que involucra cuatro ondas electromagnéticas interactuantes. A diferencia de los procesos de segundo orden, los de tercer orden son permitidos en medios isotrópicos y, aunque son en general más débiles, pueden ser fácilmente observados con láseres de alta intensidad. Como método de reflexión conjugada será discutido aquí el caso degenerado, en que todas las ondas tienen la misma frecuencia. Un medio caracterizado por una polarización no lineal de tercer orden, es irradiado por tres ondas de la misma frecuencia ω :

$$\vec{E}_i(r, t) = \vec{A}_i(\vec{r}) \exp[i(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})] + \text{c. c.}, \quad i=1, 2, 3 \quad (4)$$

Las ondas 1 y 2 se escogen de modo que viajen en direcciones opuestas ($\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$). La tercera onda incide en alguna dirección arbitraria que designaremos z . La polarización no lineal efectiva puede escribirse [9]:

$$\vec{P}_4^{(3)}(\omega) = \chi^{(3)}(\omega): \vec{E}_1 \vec{E}_2 \vec{E}_3 \quad (5)$$

donde $\chi^{(3)}(\omega)$ es la susceptibilidad no lineal de tercer orden. Suponemos el medio isotrópico de tal modo que $\chi^{(3)}(\omega)$ es un escalar, entonces los términos relevantes a la conjugación de fase en la polarización tienen la forma

$$\vec{P}_4^{(3)}(\omega) = A(\theta)(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_3^*) \vec{E}_2 + A(\pi - \theta)(\vec{E}_2 \cdot \vec{E}_3^*) \vec{E}_1 + B(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \vec{E}_3^* \quad (6)$$

donde θ es el ángulo entre \vec{E}_1 y \vec{E}_3 . Los productos $(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_3^*)$ y $(\vec{E}_2 \cdot \vec{E}_3^*)$ describen redes de difracción estáticas formadas por la interferencia de las ondas de bombeo con la onda de prueba (ver Figuras 3 a y b), mientras el producto $(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2)$ representa una red de difracción oscilante con frecuencia 2ω . Los dos primeros términos pueden ser visualizados con un modelo holográfico:

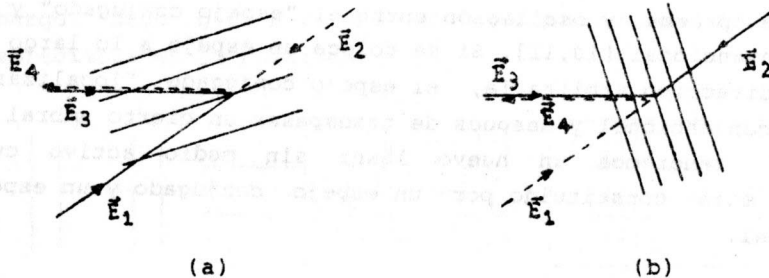


Figura 3
 Generación del conjugado de \vec{E}_3 por dispersión
 (a) de \vec{E}_2 en la red de difracción formada por \vec{E}_1 y \vec{E}_3
 (b) de \vec{E}_1 en la red de difracción formada por \vec{E}_2 y \vec{E}_3
 El proceso de dispersión se indica con líneas punteadas.

la interferencia de una de las ondas de bombeo con la prueba crea un patrón de interferencia que modula espacialmente el índice de refracción del medio no lineal; este patrón es simultáneamente "leído" por la otra onda de bombeo que al ser dispersada genera el complejo conjugado de la onda prueba. La onda conjugada \vec{E}_4 debe propagarse en dirección opuesta a la onda de prueba \vec{E}_3 , de modo que $\vec{k}_4 = -\vec{k}_3$.

Las magnitudes relativas de los coeficientes A y B dependen de las propiedades del medio no lineal. En particular si el medio tiene una transición resonante por absorción de un fotón de frecuencia ω , los dos primeros términos dan contribuciones mucho mayores que en medios no resonantes. La interacción resonante crea una modulación espacial de la población del nivel superior de la transición respecto a la del inferior, creando una "red de población". A su vez el tercer término contribuye grandemente si el medio es resonante a la frecuencia 2ω por absorción de dos fotones de frecuencia ω . Por elección adecuada de las polarizaciones de las ondas incidentes es posible estudiar separadamente las contribuciones de los diferentes términos en (6).

Desde el punto de vista de las aplicaciones una de las ventajas de DFWM sobre SBS es la posibilidad de producir amplificación de

la onda de prueba y oscilación entre el "espejo conjugado" y un espejo convencional [10,11]. Si se coloca un espejo a lo largo de cualquier dirección arbitraria, el espejo conjugado "localizará" el espejo convencional y después de transpasar un cierto umbral de intensidad tendremos un nuevo láser sin medio activo cuyo resonador está constituido por un espejo conjugado y un espejo convencional.

b) Dispersión estimulada de Brillouin

En un proceso de dispersión estimulada, ya sea dispersión Raman o de Brillouin, tenemos dos campos viajando en un medio: un campo $\vec{E}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{A}_L(\vec{r}) \exp[-i(\omega_L t - \vec{k}_L \vec{r})] + c.c.$ que denominaremos de bombeo y un campo $\vec{E}_S(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{A}_S(\vec{r}) \exp[-i(\omega_S t - \vec{k}_S \vec{r})] + c.c.$ usualmente denominado campo Stokes. La diferencia de frecuencia $\Omega = \omega_L - \omega_S > 0$ es cercana a alguna frecuencia propia del medio. Además debe haber algún mecanismo mediante el cual esta oscilación del medio a frecuencia Ω sea excitada por el término $\vec{A}_L^* \vec{A}_S \exp[i(\Omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})]$ resultante de la interferencia de las dos ondas, donde $\vec{q} = \vec{k}_L - \vec{k}_S$. En el caso de la dispersión Raman esta frecuencia propia corresponde a una transición dipolar del medio. En la dispersión de Brillouin las oscilaciones excitadas en el medio corresponden a ondas sonoras de alta frecuencia ($\Omega/2\pi \sim 10^9$ Hz) producidas por fuerzas de electrostricción que aumentan la densidad del medio en lugares con mayor intensidad local del campo. El resultado es una modulación espacial del índice de refracción del medio que actúa como red de difracción y dispersa la onda \vec{E}_L . Dentro de la teoría semiclásica la onda dispersada es generada por una polarización no lineal de tercer orden:

$$\vec{P}^{(3)} = \chi^{(3)} : \vec{E}_L \vec{E}_L^* \vec{E}_S \quad (7)$$

Resolviendo la ecuación de onda se obtiene una ganancia máxima para el campo Stokes cuando $\vec{k}_S = -\vec{k}_L$. Experimentalmente se irradia el medio con un láser y la onda Stokes es generada a partir de la dispersión espontánea del láser por ondas sonoras fluctuantes (ver Figura 4). La onda resultante viaja en la dirección opuesta al láser y tiene una frecuencia ω_S inferior a la frecuencia del láser en Ω , la frecuencia de la onda sonora excitada en el medio. Sin-

embargo, dado que $\Omega \ll \omega_L$, el corrimiento de frecuencia es despreciable en la práctica.

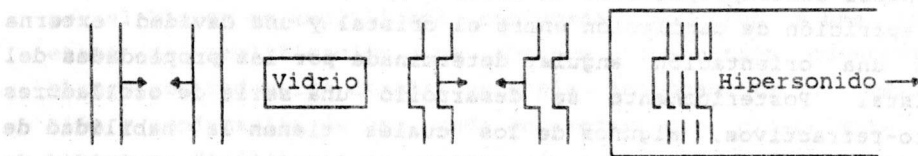


Figura 4
Conjugación de fase por dispersión estimulada de Brillouin.

En este momento el lector se preguntará qué tiene que ver todo esto con conjugación de fase? La generación de la onda conjugada no es tan evidente aquí como por DFWM. En su experimento Zel'dovich et al. [1] observaron que el medio generaba la onda conjugada del campo distorsionado mas si se retiraba la lámina de vidrio bruñida, la onda retrodispersada por SBS no poseía las propiedades del conjugado del campo incidente. La explicación básica de Zel'dovich et al. se basa en el análisis de la dispersión estimulada de Brillouin de la onda distorsionada. De este análisis concluyeron que la configuración de campo con mayor ganancia espacial es la réplica del conjugado de la onda láser incidente. Es decir, el campo Stokes generado por retrodispersión estimulada de Brillouin de una onda distorsionada es proporcional al conjugado complejo de la onda incidente distorsionada.

Más recientemente [6,12], se ha demostrado que una combinación de los dos procesos descritos anteriormente, FWM y SBS, denominada BEFWM permite obtener reflectividades extremadamente altas ($>10^5$) y umbral muy bajo ($<10^{-9}J$) para la reflexión de fase conjugada. El método BEFWM es básicamente una forma no degenerada de FWM en que se utilizan dos haces de bombeo de igual frecuencia (ω) y una señal corrida en la frecuencia acústica Ω asociada con el proceso SBS. Si la señal tiene la frecuencia Anti-Stokes ($\omega + \Omega$), la señal conjugada generada tiene una frecuencia $\omega - \Omega$. La referencia [6] es una revisión reciente de los avances realizados en este campo.

La óptica foto-refractiva ha sido también objeto de intensa actividad investigativa. Bombeando un cristal de BaTiO_3 con un par de haces contrapropagantes se observó por primera vez en 1980 [13] la aparición de oscilación entre el cristal y una cavidad externa con una orientación angular determinada por las propiedades del cristal. Posteriormente se desarrolló una serie de osciladores foto-refractivos, algunos de los cuales tienen la habilidad de autogenerar la imagen conjugada de una señal sin necesidad de haces de bombeo externo. Tales conjugadores de fase pasivos pueden utilizarse como espejos de una cavidad láser para corregir las distorsiones de fase que tienen lugar dentro de la cavidad. Mayor información sobre diseño y aplicación de elementos foto-refractivos al manejo de haces, esquemas de control y procesamiento de imágenes puede encontrarse en la referencia [7].

III. Y PARA QUE SIRVE LA CONJUGACION DE FASE?

La característica determinante de la conjugación de fase es su habilidad para restaurar ondas fuertemente distorsionadas. Ello permite transmitir energía o imágenes minimizando los efectos de distorsión que tienden a dispersar el haz, reducir la densidad de energía en el receptor, o deformar la imagen. Las posibilidades de aplicación de un proceso de reflexión conjugada en comunicaciones vía satélite y por fibras ópticas, en fotolitografía, en procesamiento de imágenes, en localización y seguimiento de objetos en movimiento, en resonadores láser novedosos, sistemas láser de alta energía y/o alto brillo y por ende en armas láser, son inmensas [5]. A continuación mencionaremos algunas.

a) Fusión nuclear por irradiación con láseres y transmisión de energía: La fusión nuclear por láseres ha sido investigada intensamente como una posible fuente de energía, libre de desechos radiactivos. Para lograr este propósito se requiere concentrar grandes cantidades de energía en un blanco compuesto de una mezcla de deuterio y tritio que por efecto de la radiación debe

comprimirse hasta fusionarse. Ello involucra la utilización de amplificadores que introducen grandes distorsiones dificultando el enfoque de la radiación en el blanco. Si la radiación dispersada por el blanco es amplificada, conjugada y sometida a una segunda etapa de amplificación, se obtiene iluminación coherente del blanco con radiación de alta potencia. Análogamente, la amplificación y conjugación de una onda de referencia proveniente de un receptor, facilitaría la entrega sin distorsiones de energía láser a un satélite a través de una atmósfera turbulenta, o la transmisión precisa de radiación electromagnética de alta potencia desde un generador espacial a tierra, garantizando la seguridad de zonas aledañas.

b) Resonadores ópticos: Qué ocurre si reemplazamos uno de los espejos de un resonador por un "espejo conjugado"? La consecuencia más obvia es la compensación de aberraciones en la cavidad. Además tal resonador no posee modos longitudinales que dependan de la longitud de la cavidad y por tanto puede oscilar a cualquier longitud de onda consistente con el ancho de la ganancia del medio activo y ser estable incluso si el espejo ordinario es divergente.

c) Telecomunicaciones y transmisión de información: En la Sección anterior se discutió DFWM en que todas las ondas interactuantes tienen la misma frecuencia. Sin embargo, cuando la frecuencia del haz de prueba es ligeramente distinta a la de los láseres de bombeo, el patrón de interferencia formado por la onda de prueba y uno de los láseres de bombeo no es estacionario sino viajero como en SBS. La onda dispersada sufre un corrimiento Doppler respecto a la onda incidente. Si la frecuencia de la onda incidente es ligeramente mayor que la del láser de bombeo, la onda dispersada es de frecuencia ligeramente menor.

Este hecho puede utilizarse para corregir la dispersión sufrida por un pulso propagándose en un medio dispersivo como una fibra óptica. La dispersión se manifiesta en un ensanchamiento del pulso debido a que sus distintas componentes de frecuencia viajan con diferente velocidad. En comunicaciones y transmisión de datos este

ensanchamiento limita la rata de transmisión de información a través de la fibra porque pulsos muy cercanos se sobreponen haciéndose indistinguibles. Pero si un conjugador de fase por FWM se coloca al final de la primera mitad de la fibra óptica, por el proceso descrito en el párrafo anterior, las componentes de frecuencia más alta son reflejadas con la frecuencia más baja y viceversa de modo que en su viaje a través de la segunda parte de la fibra el pulso es comprimido, recobrando su forma original en el lugar de recepción.

No hemos agotado la descripción de las posibles aplicaciones de la conjugación de fase, pero las aquí enumeradas son motivación suficiente para la intensa investigación que desde comienzos de los setenta se ha desarrollado en este campo. El punto final no se ha puesto, qué nuevas perspectivas se abrirán en el futuro?

REFERENCIAS

1. B.Y. Zel'dovich, V.I. Popovichev, V.V. Ragul'skii, and F.S. Faizullov, Sov. Phys. JEPT 15, 109 (1972).
2. I. Stepanov, E.V. Ivakin, A.S. Rubanov, Sov. Phys. Doklady 16, 46 (1971).
3. R.W. Hellwarth, J. Opt. Soc. Amer. 67, 1 (1977).
4. D.M. Bloom, G.C. Bjorklund, Appl. Phys. Lett. 31, 592 (1977).
5. Ver por ej. C.R. Giuliano, Physics Today, Abril 1981, p.27. y D.M. Pepper, Scientific American, Febrero 1986, p.74.
6. A.M. Scott y K.D. Ridley, IEEE Journal QE-25, 438 (1989) y referencias citadas allí.
7. B. Fischer, S. Sternklar y S. Weiss, IEEE Journal QE-25, 550 (1989) y referencias citadas allí.
8. "Principles of Phase Conjugation", B.Ya. Zel'dovich, N.F. Pilipetsky, V.V. Shkunov, ed. Springer Verlag (1985).
9. "Nonlinear Optics", R. Shen, Wiley (1984).
10. A. Yariv y D.M. Pepper, Opt. Lett. 1, 16 (1977); D.M. Bloom, P.F. Liao y N.P. Economu, Opt. Lett. 2, 158 (1978).
11. A. Yariv, IEEE Journal QE-14, 650 (1978).
12. N.F. Andreev, V.I. Bepalov, A.M. Kiselev, and A.Z. Matveev, G.A. Pasmanik, and A.A. Shilov. JETP Lett. 32, 625 (1980).
13. J. Feinberg and R. W. Hellwarth, Opt. Lett. 5, 519 (1980).