

Biestabilidad óptica: Una panorámica

J. A. MARTIN-PEREDA

*E. T. S. Ing. Telecomunicación, UPM.
Ciudad Universitaria, 28040 Madrid - Spain*

I INTRODUCCION

Entre las aportaciones más significativas que ha hecho la Electrónica Cuántica en los últimos años, dentro del campo de los dispositivos con uso potencial en diferentes terrenos, se encuentra, sin duda, el de la Biestabilidad Óptica. Desde su planteamiento teórico por Szöke, en 1969 (1), hasta la primera aparición de un elemento que ofreciese en el laboratorio propiedades experimentales concordantes con dicha teoría, pasaron exactamente seis años. Desde 1969, Szöke no ha vuelto a publicar ningún artículo en este campo, pero los investigadores que desde 1975 comenzaron a trabajar en él, lo han hecho hasta nuestros días con una ley prácticamente exponencial. Si se analizan con un cierto detalle, por otra parte, las tendencias previas de los diferentes grupos puede verse que, la mayor parte de ellos, provienen de ramas de la Electrónica Cuántica dedicados al estudio de fenómenos no-lineales de interacción radiación-materia. Pero hay también un número muy apreciable de otros grupos que habían estado trabajando en problemas de transiciones de fase en sistemas fuera del equilibrio, en física de materiales, tanto semiconductores como no semiconductores, en física matemática y, ya recientemente, en comunicaciones ópticas y en tecnología de ordenadores.

Un hecho evidente se desprende de lo anterior. Y es el de que han de existir un número muy grande de fenómenos alrededor de la biestabilidad óptica (*BO* a partir de ahora) que justifiquen el interés de un conjunto tan dispar de investigadores. Como se presentará en este artículo de revisión, estos fenómenos abarcan desde el entendimiento de qué es lo que ocurre en la materia cuando se encuentra fuera del equilibrio, hasta efectos que pueden ser aplicados en los ordenadores ópticos del final de siglo.

Si a nivel de artículos publicados el crecimiento ha sido exponencial, otro tanto puede decirse de ponencias a Congresos Internacionales. De conferencias de Óptica y Electroóptica en 1980, con no más de cuatro o cinco contribuciones, se ha pasado a Simposiums monográficos de hasta tres días de duración. Así por ejemplo, y esto es también significativo, la primera, realizada en 1980, fue seguida por una segunda en junio de 1983, en Rochester (USA) y por una tercera, en marzo de 1984, en Londres. Como puede apreciarse, el intervalo entre ellas se ha ido acortando de una manera casi inversamente proporcional a la literatura existente, lo cual es lógico.

Todo lo anterior puede llevarnos a postular algo que ya fue anunciado hace algunos años por M.C. Bowden (2) y es que la *B.O.* puede significar en el campo de la Ciencia y la Tecnología algo equivalente a lo que el transistor

significó en la década de los cuarenta y el láser en la de los sesenta. De hecho, la B.O. Puede considererarse también un poco como la hija nacida de ambos ya que sin ellos, muy difícilmente habría hecho su aparición ésta. Bowden pronostica que los dispositivos biestables ópticos (DBO's) pueden ser el caballo de batalla de las nuevas tecnologías ópticas que sean empleadas en el futuro. Que esto sea o no cierto es algo que sólo dentro de algunos años se verá. El hecho real es el interés que ha despertado a nivel mundial y que aquí se va a intentar reflejar. El planteamiento que se hará tendrá, por una parte, una cierta componente de revisión de los trabajos más significativos realizados por los principales grupos y, por otra, de resumen de aquéllos realizados por el grupo de Electrónica Cuántica de la ETS. de Ing. de Telecomunicación de Madrid, del que el autor de este artículo forma parte. Las aplicaciones, por otra parte, se continuarán en el siguiente artículo, así como las perspectivas y limitaciones que, por el momento, se presentan.

II RECORDATORIO DE ALGUNOS CONCEPTOS BASICOS NECESARIOS.

Como ya es conocido de Optica Clásica un resonador de Fabry-Perot ofrece un comportamiento, sintetizado en las gráficas de la Fig. 1b-c, que puede resumirse en las relaciones que dan la transmisión y la reflexión del mismo, en función de los parámetros característicos del mismo, que son, la longitud de onda de la radiación incidente, λ , del índice de refracción de material contenido en dicho resonador, n , y de la separación, l , entre los espejos. Estas relaciones son

$$\frac{P_t}{P_i} = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \operatorname{sen}^2(\delta/2)} \quad (1)$$

$$\frac{P_r}{P_i} = \frac{4R \operatorname{sen}^2(\delta/2)}{(1 - R)^2 + 4R \operatorname{sen}^2(\delta/2)} \quad (2)$$

donde P_r , P_t y P_i son respectivamente, las potencias reflejada, transmitida e incidente y δ el desplazamiento de la fase en un camino de ida y vuelta, dentro de la cavidad, y cuyo valor viene dado por

$$\delta = 4\pi nl/\lambda \quad (3)$$

R es el valor de la reflectancia de los espejos.

Como puede apreciarse en la Fig. 1, el valor de δ es absolutamente crítico para los valores de la transmisión y la reflexión del resonador. Dejando aparte el valor de R , cuya influencia se refleja en la forma global de la curva, puede verse que los máximos de transmisión, o los mínimos de reflexión, cuyo valor es idealmente 1 ó 0 respectivamente, quedan fijados en aquellos

valores de δ que sean múltiplo de π . Este hecho ha sido aprovechado reiteradamente en *Optica Clásica* para la realización, por ejemplo, de filtros interferenciales, de interferómetros y, más recientemente, de cavidades láser. En todas estas aplicaciones se encontraba un hecho en común: la variación de δ era por variaciones de l ó de λ . El valor de n es constante, una vez fijadas las condiciones de trabajo. Esto, evidentemente, no era del todo cierto. Así, por ejemplo, en el caso del láser, puede encontrarse variaciones de n a lo largo del tiempo, hecho este que no vamos a detallar aquí, y que ya es sobradamente conocido por todos.

Lo anterior deja de tener vigencia en el caso de los DBO's, donde es ya n el parámetro fundamental de variación y en el que se se van a basar todos los fenómenos que veremos aquí.

III CONCEPTO DE BIESTABILIDAD OPTICA INTRINSECA.

De acuerdo con lo visto hasta aquí, queda plantearse el estudio de qué ocurrirá en un Fabry-Perot cuando el índice de refracción tiene un valor fuertemente dependiente de la intensidad óptica que existe en el interior del resonador. En su forma más sencilla, puede plantearse una relación lineal de dependencia como

$$n = n_0 + n_2 I \quad (4)$$

donde I es la intensidad en la cavidad. Esta relación puede expresarse también, en función de la intensidad de salida I_s , como

$$n = n_0 + \beta I_s \quad (5)$$

siendo β el factor de realimentación.

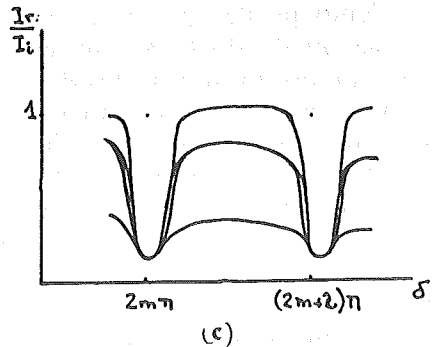
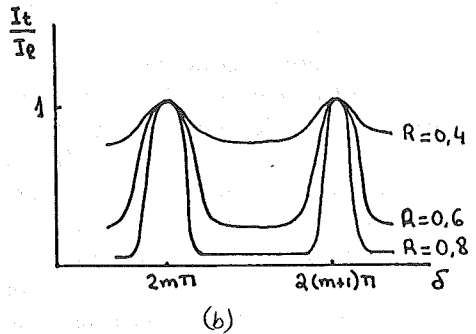
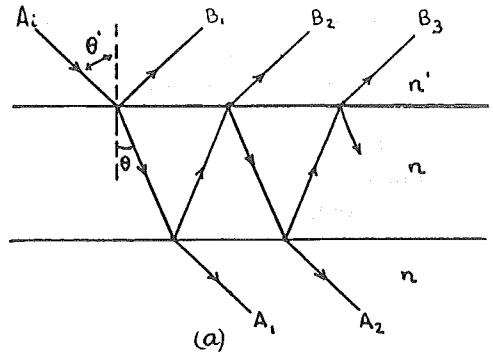


Figura 1.-

Las teorías que explican la BO parten de (4) o (5) y llegan a expresiones de cómo ha de variar, por ejemplo, la susceptibilidad u otros parámetros del material, de carácter macroscópico. Igualmente, otras teorías pasan a nivel microscópico estudiando sistemas atómicos a través de las ecuaciones de Maxwell-Bloch con aproximaciones de campo medio. No nos detendremos aquí en ellas ya que el objetivo final de este artículo no es éste, sino ver los diferentes tipos de sistemas que presentan BO. Por ello, a partir de (5) se desarrollará un sencillo modelo, desarrollado por nuestro grupo y que permite explicar, de una manera gráfica y muy elemental, el comportamiento global de un DBO.

Para ello, se puede expresar (5) en la forma

$$n = n_0 + \beta I_e \frac{I_s}{I_e} \quad (6)$$

que representada en el mismo sistema de ejes que teníamos la transmisión de un Fabry-Perot, no es sino una recta (Fig. 2) cuya pendiente depende directamente del producto de la realimentación, β , y de la intensidad de entrada, I_e . Intensidades pequeñas darán rectas casi perpendiculares al eje de abscisas y muy altas, casi paralelas. Puede apreciarse, igualmente, que el punto de corte con eje de abscisas, cuya variable ahora se ha tomado como n , es n_0 , esto es, el valor del índice de refracción para intensidad nula en la cavidad.

Si esta recta se une ahora a la curva característica de un Fabry-Perot, el o los puntos de corte de ambos determinarán la zona de trabajo del dispositivo. Esto es lo que se ha presentado en la Fig. 3.a donde las distintas rectas dibujadas se corresponden con diferentes valores de la intensidad de entrada, supuesto un valor de β constante. Como puede apreciarse, según se va incrementando I_e , se van teniendo como puntos de trabajo los *A*, *B* y *C*. Esto es, el sistema trabaja en la zona de la baja transmisión. Pero de *C*, un pequeño incremento de I_e le hará saltar al punto *D*, que ya es de transmisión alta. Un posterior aumento de la I_e hará pasar al resonador a una transmisión determinada por el punto *E*.

Si la intensidad comienza ahora a decrecer, los nuevos puntos de trabajo serán los *E*, *D*, *F*, hasta que vuelva a saltar el *B*. Todo esto queda representado en la Fig. 3.b, donde aparece en

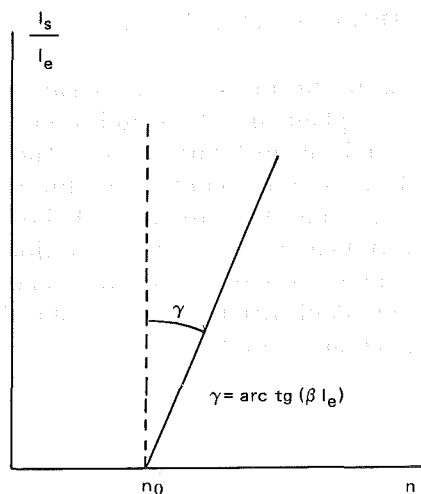


Figura 2.—

ordenadas el valor de la transmisión, I_s/I_e , y en abscisas el de la intensidad de entrada, I_e . La Fig. 3.c da, finalmente, la curva resultante en un sistema de ejes $I_s - I_e$. Como puede apreciarse, es un clásico ciclo de histéresis, análogo a los encontrados en otros campos de la Física. Toda la base de los BO's queda sintetizada en él.

El tipo de BO mostrada hasta aquí responde, esencialmente, al tipo que se conoce como dispersiva y fue observada, por vez primera, en vapor de sodio (3). Esta modalidad no era, en realidad, la que había propuesto Szöke, que era la que ahora se conoce como la absorción y en la que el medio no lineal es un absorbente saturable. Aunque este tipo de BO se ha encontrado en algunos materiales, es muy difícil su obtención ya que el absorbente debe saturarse a un nivel muy bajo de absorción residual (normalmente menor del 10%). Por ello el tipo dispersivo es, prácticamente, el único empleado en la actualidad.

Las dos modalidades descritas hasta aquí, dispersiva y la de absorción, constituyen lo que se denomina BO intrínseca ya que todos los fenómenos existentes son únicamente los basados en la interacción entre un material no lineal y un campo óptico, conjuntamente con la realimentación dada por el Fabry-Perot. Como es lógico, esta BO constituye el elemento básico del futuro empleo de los DBO's empleados en sistemas totalmente ópticos.

Pero estudiar los posibles fenómenos existentes y los tipos más idóneos de DBO's es bastante complejo por óptica necesaria en la mayor parte de los casos es muy elevada. Hasta que se encuentren nuevos materiales con una variación de n con I muy fuerte, parece aconsejable realizar una

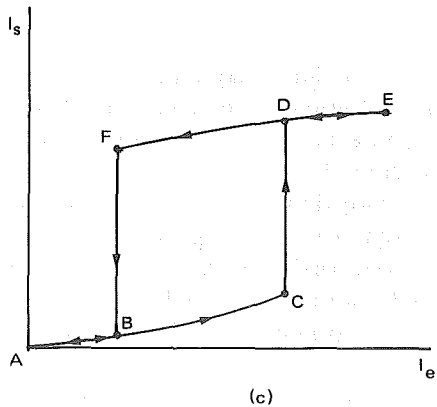
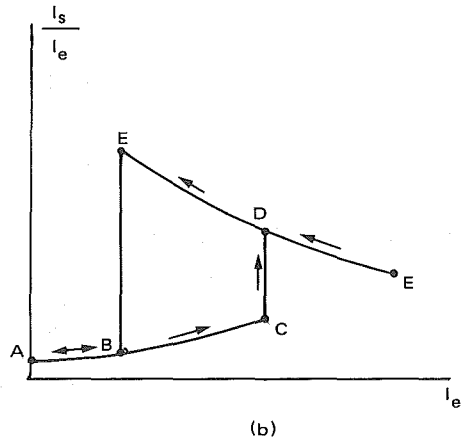
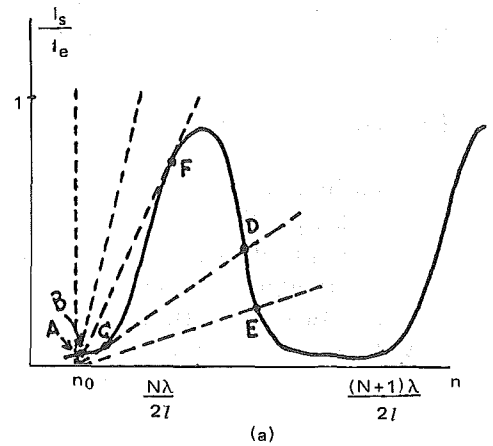


Figura 3.-

cierta modelización que permita seguir estudiando los diferentes fenómenos que se presenten. Y el camino seguido ha sido el basado en los BO's híbridos.

IV CONCEPTO DE BIESTABILIDAD OPTICA HIBRIDA.

La base de la biestabilidad óptica híbrida radica esencialmente en incrementar las no linealidades de un material mediante la aplicación al mismo de un campo eléctrico que sea proporcional a la intensidad óptica de salida. Con ello se logra, de una manera apreciable, reducir considerablemente la potencia óptica necesaria a la entrada. Asimismo, y esto será comentado posteriormente, es posible trabajar también con luz no coherente aunque, de hecho, no suele procederse así.

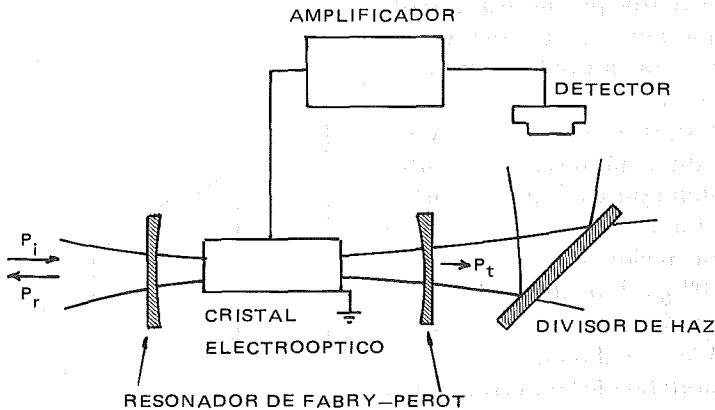


Figura 4.-

El primer esquema propuesto es el de la Fig. 4. Como puede apreciarse su configuración es análoga a la del intrínseco con la única diferencia de que parte de la radiación de salida es llevada a un fotodetector que la transforma en señal eléctrica. Esta señal, convenientemente amplificada, se lleva al cristal electroóptico situado en el interior del Fabry-Perot, y su aplicación sobre él origina los correspondientes cambios en el valor del índice de refracción. Su comportamiento es, a partir de aquí, análogo al visto anteriormente y queda sintetizado en la Fig. 5, donde se muestran las curvas de la transmisión en función del desplazamiento de fase, de la potencia transmitida en función de la incidente y de la reflejada en función, también, de ésta última. Esta última gráfica muestra un hecho que es significativo. Es el de que en la reflexión aparece también ciclo de histéresis. Y esto da pie para poder plantear un nuevo tipo de BO en el que la realimentación eléctrica se realiza a través de parte de la radiación reflejada a la entrada. Las curvas correspon-

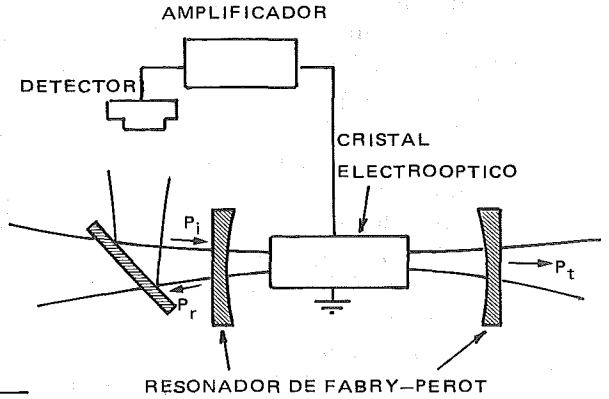
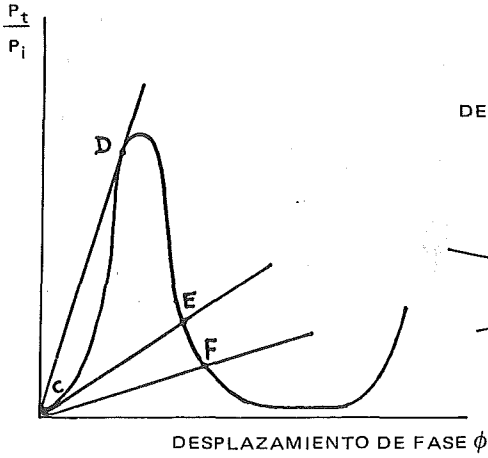


Fig. 6.—

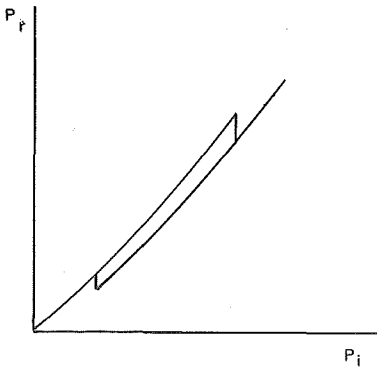
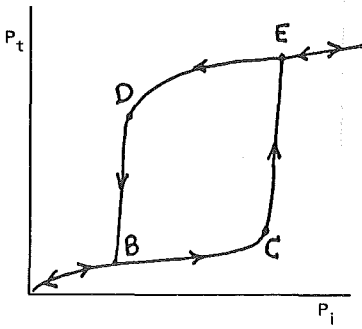


Fig. 5

dientes, así como el esquema del montaje aparecen en las Figs. 6 y 7. De ellas, conjuntamente con las anteriores, se puede inferir el que mediante la adecuada elección del camino de la realimentación, se pueden obtener ciclos de histéresis con formas adecuadas a la función que se pretenda. Ambos tipos de montajes fueron propuestos y demostrados por P. W. Smith en (4)-(5). Las ventajas de este tipo de dispositivos híbridos radica en los bajos niveles de potencia óptica necesaria, que pueden descender hasta los nanowatios. Por otra parte, pueden ser realizados también de forma integrada, como el presentado en la Fig. 8, y que fue planteado, igualmente por P. W. Smith, en 1978 (6). Está compuesto por un sustrato de Nb_3Li sobre el que, por difusión de titanio, se forma una guía óptica. A ambos lados de ella, y por procedimientos fotolitográficos, se depositan los electrodos de modulación. La anchura de la guía eran 4 micras, su longitud 1,3

cm y la separación entre electrodos 9 micras. El sustrato de NiO_3Li se talla de manera que las caras extremas constituyan ya el resonador. Como radiación de entrada, un sencillo láser de He-Ne, de 5 mw de potencia, es suficiente. La potencia de conmutación era del orden de 1 pj. Valores muy inferiores han sido obtenidos posteriormente.

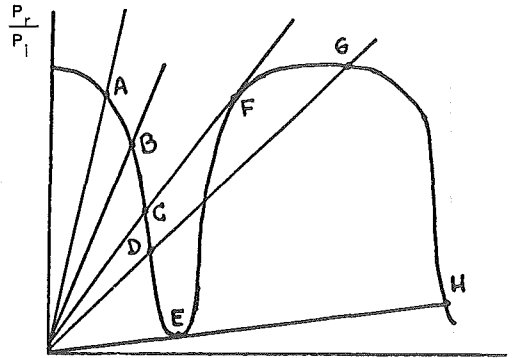
Como es lógico de todo lo anterior, el papel del Fabry-Perot no parece aquí tan esencial como lo era en el caso de los intrínsecos, ya que la realimentación fundamental viene, no a través de él, sino de la parte electrónica. Y así, ese mismo año, E. Garmire et al. (7), propusieron y demostraron un BO que no lo empleaba. La base era un modulador electroóptico tipo de polarización cuya transmisión, para el caso ideal, viene dada por

$$T(V) = -1 - F \cos (V + V_B + V_S) / V_h$$

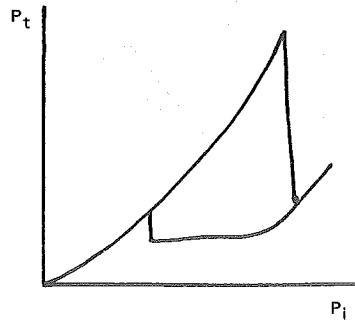
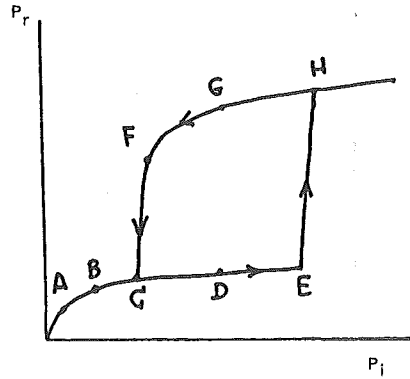
donde V_B es la tensión de polarización, V_h la de media onda y V_S procede de la birrefringencia residual. F es la unidad para el caso de cero perfecto en T para algunos valores de V . El material más comunmente empleado es NiO_3Li con un voltaje de media onda de unos 260 volts. La curva real de transmisión es la de la Fig. 9 en la que puede apreciarse que V_S es de 60 volts y el mínimo se corresponde con un 10% del valor en el pico. Dado que aquí la ecuación del sistema es

$$P/P_i = T(V_B + \alpha P)$$

con α como factor de conversión entre la potencia óptica detectada y el voltaje, que incluye, asimismo las posibles amplificaciones, las correspondientes



DESPLAZAMIENTOS DE FASE, ϕ



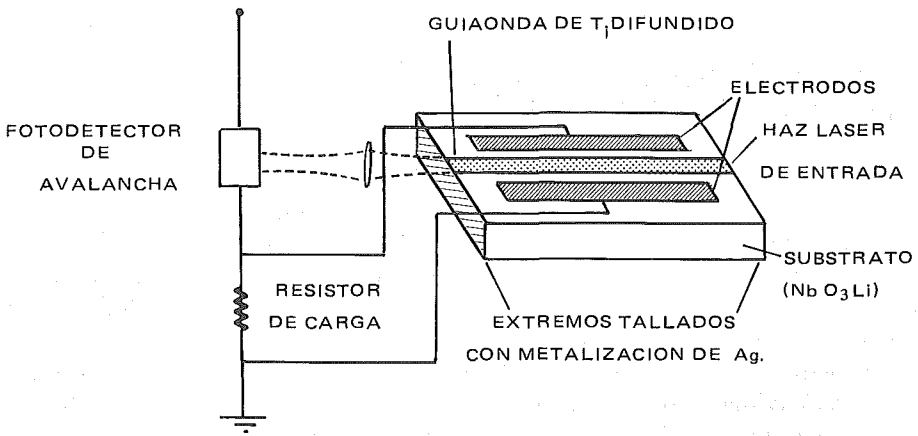


Figura 8

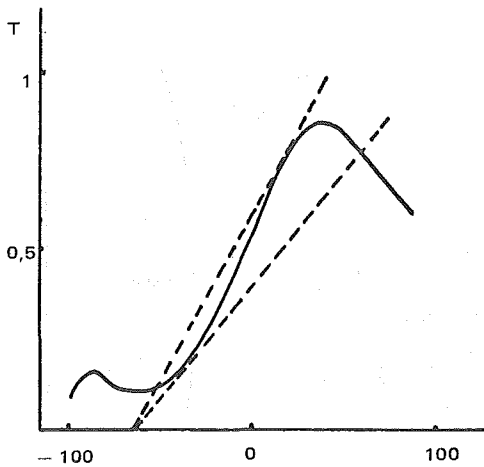


Figura 9

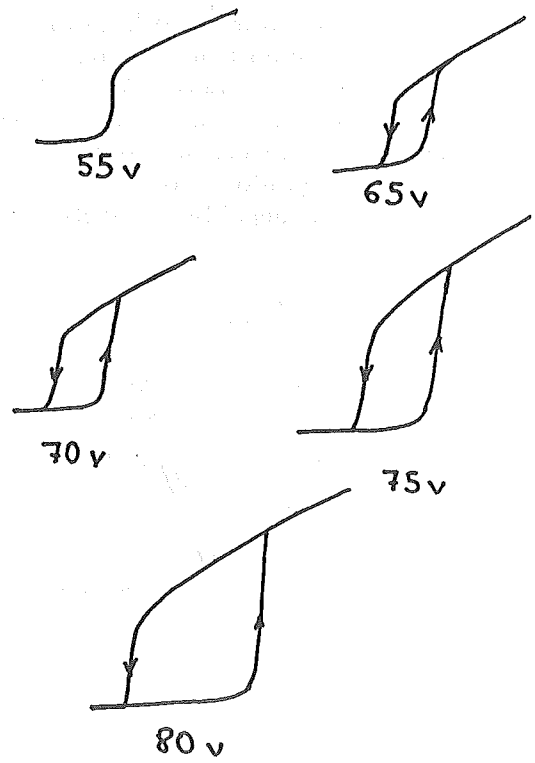


Figura 10

rectas de trabajo son las mostradas en la Fig. 9. Los ciclos de histéresis resultantes, dependientes de la polarización aplicada, aparecen en la Fig. 10.

V BIESTABILIDAD OPTICA EN SEMICONDUCTORES Y EN LASERES DE SEMICONDUCTOR.

Parecía lógico el que después de haberse demostrado *BO* en otros materiales se procediera a tratar de encontrarla en los semiconductores. Y de hecho, así se hizo. En 1979, (8) H. M. Gibbs et al. demostraron que existían una serie de factores que parecían implicar un conjunto de ventajas con respecto a las otras configuraciones y a los otros materiales. Entre ellos los más significativos eran la adecuada absorción ($\alpha L \approx 1$) que ofrecían en longitudes muy pequeñas (≈ 1 micra). Esta longitud conduce a un tiempo de ida y vuelta en la cavidad muy reducido y, en consecuencia, la posibilidad de una muy rápida conmutación. Las potencias de entrada y de conmutación son también muy pequeñas. Además, los semiconductores presentan unas líneas de absorción muy abruptas lo que sugiere intensidades de saturación pequeñas. En particular, la resonancia de los excitones libres en el AsGa procede de un par electrón-hueco ligado por unos 5 meV con relación a la banda de conducción de portadores libres.

La primera observación de *BO* en semiconductores se realizó con un dispositivo como el de la Fig. 11. Estaba compuesto por una capa de 4,1 micras de AsGa crecida entre otras dos de $\text{AsGa}_{0,58}\text{Al}_{0,42}$, de 0,21 micras de espesor. El conjunto se soporta en un sustrato de 150 micras de AsGa, y en el que se que se deja libre un orificio de 1-2 mm de diámetro para permitir el

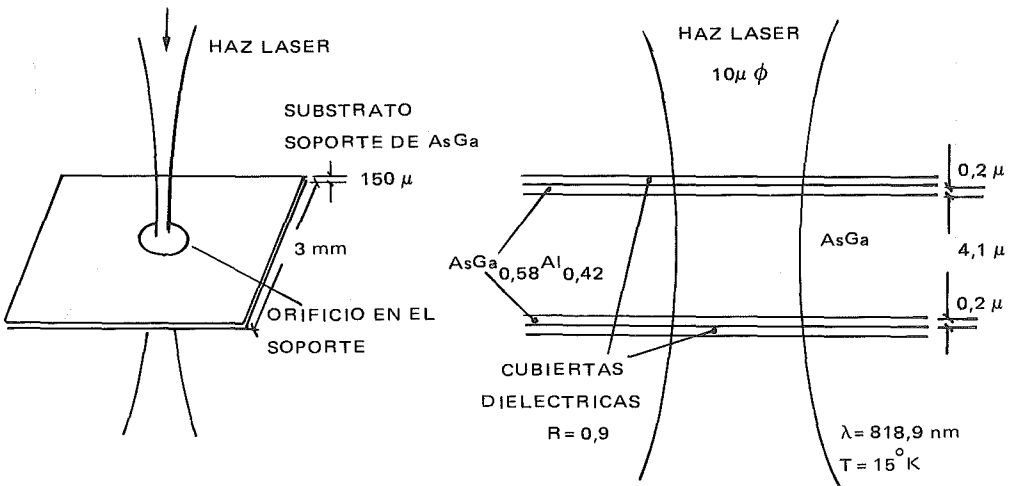


Figura 11

acceso óptico. El resultado fue la observación de DB entre 5 y 120°K para longitudes de onda de entre 10 y 25 angstroms mayores que los del pico del excitón libre. La intensidad de mantenimiento fue alrededor de $1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ y con tiempos de conmutación de unos 40 nseg. En dispositivos de espesor de la micra, este tiempo puede reducirse al picosegundo.

Queda el hecho de su trabajo a temperaturas muy por debajo de la ambiente. Afortunadamente, este problema ha quedado solventado en los últimos meses gracias a la introducción de los MQW que, además de poder operar a esta temperatura, requieren potencias de conmutación más reducidas aún. Como para justificar este comportamiento, sería preciso introducir aquí una serie de conceptos de estado sólido no vistos, por lo que no podemos detenernos más en ellos.

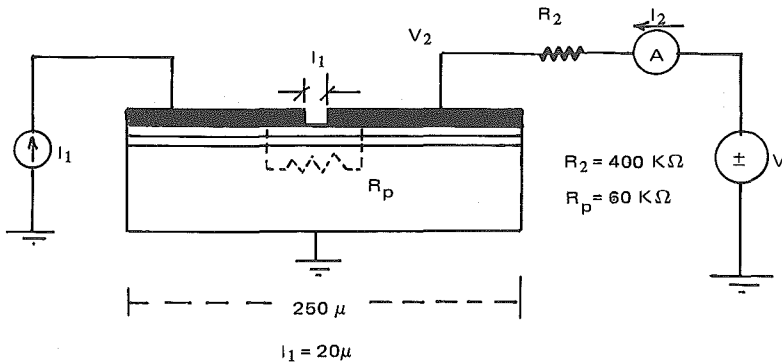


Figura 12

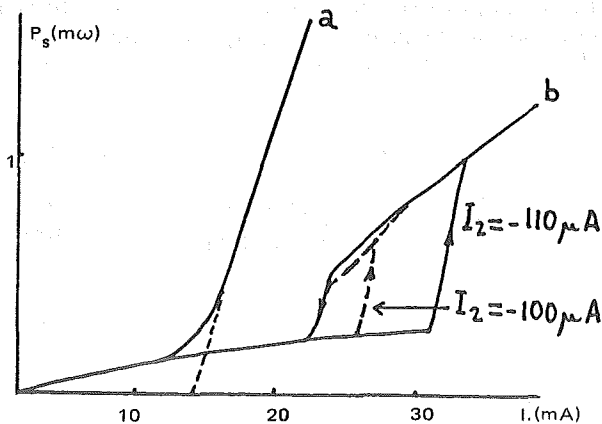


Figura 13

Finalmente, y dentro de los semiconductores, solo resta ya ofrecer una breve visión de lo realizado con láseres de semiconductor. La configuración más favorable de los empleados hasta la fecha (9) es la de una heteroestructura enterrada con excitación no homogénea, como la de la Fig. 12. En la Fig. 13 se dan las gráficas del funcionamiento para el caso de una excitación homogénea (a) y de una homogénea (b). Como puede apreciarse, el ciclo que se presenta en el segundo caso es fuertemente dependiente de la intensidad que pasa por la zona que carga a la láser.

Esta configuración puede hacerse trabajar con valores de corriente I_2 más reducidos si se hace interaccionar con una cavidad óptica externa (Fig. 14). Esta corriente puede reducirse así a valores por debajo de los $30 \mu A$.

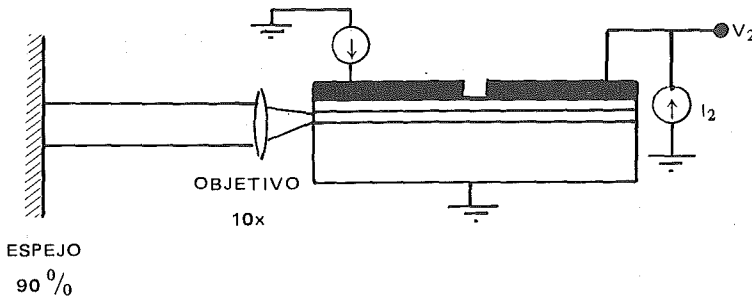


Figura 14.-

VI BIESTABILIDAD ÓPTICA EN INTERFASES NO LINEALES

Un nuevo concepto de biestabilidad óptica fue introducido por A. E. Kaplan (10) en 1976. Su base es esencialmente la estructura mostrada en la Fig. 15. Está compuesta por dos medios uno de los cuales presenta un índice de refracción que depende de la intensidad óptica que lo atraviesa. Si desde

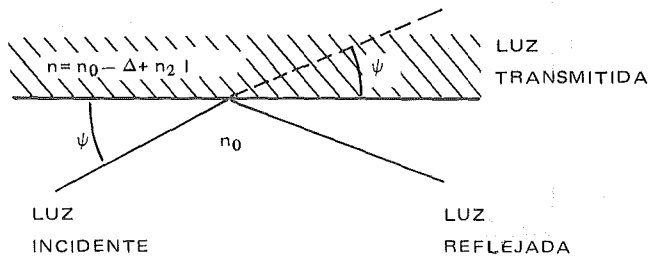


Figura 15.-

el medio con índice constante se hace incidir un haz sobre la interfase, de tal manera que su ángulo de incidencia sea igual al de reflexión, nos encontramos en una situación en la que en el medio no lineal sólo está presente el campo evanescente. Si los índices de refracción son n_0 para el medio lineal y

$$n = n_0 - \Delta + n_2 I(x, y, z)$$

para el lineal, el ángulo crítico para reflexión total dado por

$$\psi_c \equiv (2\Delta/n_0)^{1/2}$$

Según se ha demostrado, para el caso de una onda plana incidente, la intensidad crítica de entrada I_0 que puede llegar a hacer que su campo evanescente sea suficiente como para que varíe el valor de n y en consecuencia, parte de ella sea refractada en lugar de ser ella reflejada, viene dada por

$$\frac{n_2 I_0}{\Delta} = \begin{cases} \frac{1}{2} [1 - (\psi/\psi_c)^2], & 1/\sqrt{2} < \psi < \psi_c < 1 \\ \frac{1}{2} (\psi_c/\psi)^2, & 0 < \psi/\psi_c < 1/\sqrt{2} \end{cases}$$

Ahora bien con onda plana no parece posible la *BO*, y sí en cambio con onda gaussiana. Pero el problema teórico está casi sin hacer y los experimentos realizados hasta la fecha son muy escasos. Únicamente se ha hecho algo en CS_2 (11), en suspensión de partículas dieléctricas (12) y en cristales líquidos (13). Este tema está aún en estado embrionario y queda bastante por hacer. Su interés se basa, esencialmente, en que cuando se logre, los tiempos de conmutación serán muy inferiores a los de los otros dispositivos. Esto se debe al hecho de los mecanismos que están involucrados en el fenómeno y que hacen que este tipo de dispositivo *BO* intrínseco no resonante pueda considerarse como el más sofisticado de todos los planteados hasta hoy.

VII BIESTABILIDAD OPTICA EN GUIAONDAS.

La base de este tipo de *BO* es la de que en algunos medios no lineales, cuando la intensidad óptica que los atraviesa supera un cierto nivel, se produce un fenómeno conocido como autoenfoco. Mediante él, la luz se concentra en unos filamentos de muy reducido diámetro en lo que se concentra toda la potencia del haz. El esquema básico de operación es el de la Fig. 16. Como puede apreciarse en él, cuando la intensidad es pequeña, el haz, enfocado en el plano de entrada, se expande, de forma clásica, en el medio no lineal. Con ello, la potencia que se recibiría en un fotodetector situado en el eje del sistema sería pequeña. Pero a partir de una cierta intensidad crítica,

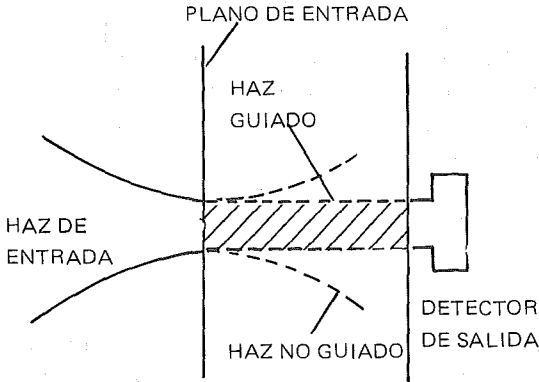


Figura 16.-

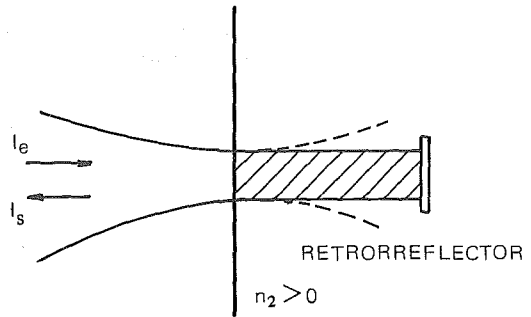


Figura 17.-

se produce autoenfoco y la intensidad recibida en el fotodetector sería considerablemente superior. Esto es, se habría producido una conmutación entre dos estados. Si en lugar del fotodetector se sitúa un retroreflector, el resultado es el de la Fig. 17, donde puede apreciarse la aparición de histéresis óptica.

Este tipo de dispositivo se encuentra también en sus primeras fases de estudio y los resultados aún no son muy concluyentes. Se ha investigado en suspensión de partículas dieléctricas, en CS_2 y en cristales líquidos. (14)(15).

VII CONCLUSIONES

De todas las experiencias y los estudio realizados hasta hoy, puede llegarse a la conclusión de que las características más importantes que debe satisfacer un material para que sea apto en un biestable óptico, son los siguientes:

- Han de poseer no linealidades ópticas muy fuertes
- Sus tiempos de respuesta han de ser muy rápidos
- Muy resistentes a ser dañados por una radiación óptica de alta intensidad.
- Han de tener muy elevada calidad óptica y
- Han de ser compatibles con la electrónica en uso.

El tipo de biestable óptico cuyo futuro es el más prometedor no está aún definitivamente establecido. Parece evidente que el material más aconsejable sea el semiconductor; esto de debe, como es lógico, al fuerte desarrollo tenido por la microelectrónica en los últimos años y que, de acuerdo con uno de los puntos anteriores, obliga al biestable óptico a que sea compatible con ella. Desde el punto de vista de velocidad, el derivado de la interfase no lineal

parece puede ser el que el futuro ofrezca un comportamiento más idóneo. Otros materiales, como los cristales líquidos, pueden ser aconsejables para modelizar fenómenos más complejos pero no para dispositivos reales. Otro tanto puede decirse de la suspensión de partículas dieléctricas. El uso de gases ha sido parcialmente olvidado en los últimos años, así como el de líquidos tipo CS_2 .

El resumen, el camino de la *B.O.* está aún bastante lejos de quedar concluído. Tanto desde el punto de vista teórico como experimental quedan aún muchos temas sin cerrar. Y si esto es así en un terreno puramente formal, mucho más es en el campo de las aplicaciones prácticas. En otro artículo se analizarán las más previsibles.

BIBLIOGRAFIA

- [1] SZOKE, A., DANEU, V., GOLDHAR, J. Y KURNIT, N. A.: (1969) *Appl. Phys. Lett.* 15, 376.
- [2] BOWEN, C. M. CLIFTAN, M. Y ROBL, H. R.: (1981). *Optical Bistability* (Plenum, New York).
- [3] GIBBS, H. M., MCCALL, S. L. y VENKATESAN, T. N. C.: (1976) *Phys. Rev. Lett.* 36, 1135
- [4] SMITH, P. W. Y TURNER, E. H.: (1977). *Appl. Phys. Lett.* 30, 280.
- [5] SMITH, P. W., TURNER, E. H. Y MUMFORD, B. B.: (1978). *Opt. Lett.* 2, 55.
- [6] SMITH, P. W., KAMINOW, I. P., MALONEY, P. J. Y STULZ, L. W.: 1978. *Appl. Phys. Lett.* 33, 24.
- [7] GARMIRE, E., MARBURGER, G. Y ALLEN, S. D.: (1978). *Appl. Phys. Lett.* 31, 320.
- [8] GIBBS, H. M., MCCALL, S. L., VENKATESAN, T. N. C., GOSSARD, A. C., PASSNER, A. Y WIEGMANN, W.: (1979). IEEE/OSA Conf. on Laser Eng. and Appl. (IEEE, New York).
- [9] HARDER, CH., LAU, K. Y. Y YARIV, A. (1982). *IEEE J. Quantum Electronics*, 18, 1351.
- [10] KAPLAN, A. E. (1976). *JETP LETT.* 24, 114.
- [11] SMITH, P. W., TOMLINSON, W. J. MALONEY, P. J. Y HERMANN, J. P.: (1981). *IEEE J. Quantum Electronics*, 17, 340.
- [12] SEMITH, P. W. Y TOMLINSON, W. J. (1984) *IEEE J. Quantum Electronics*, 20, 30.
- [13] MARTIN-PEREDA, J. A.. (1984). Comunicación WII 13. XIII International Conf. on Quantum Electronics. Anaheim. USA.
- [14] SMITH, P. W. Y TOMLINSON, W. J.: (1981). *Optical Bistability* (Plenum New York).
- [15] VACH, H., SEATON, C. T., STEGEMAN, G. I. Y KHOO, I. C.: (1984) Comunicación WII 5. XIII International Conf. on Quantum Electronics Anaheim. USA.