

Z-scan (pueden consultar el paper Sheik-Bahae, 1990)

El efecto de autofoco permite utilizar una técnica llamada Z-SCAN para medir el índice de refracción no lineal.

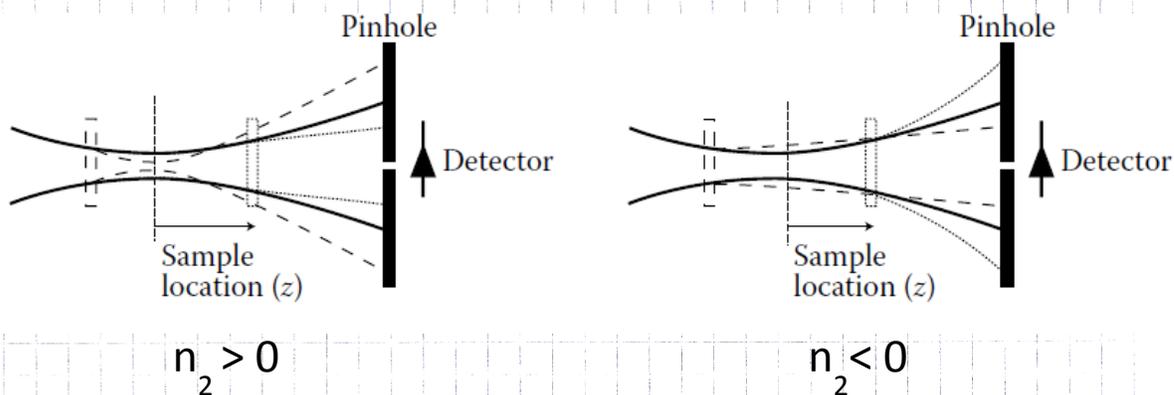
Recuerden de clase 10 y 11 que $R_{NL} \propto \frac{1}{I_0}$
(ec. 10.42)

$$R_{NL} = -\frac{n_0 \sqrt{I_0}^2}{4n_2 I_0} L \approx f \text{ (distancia focal)}$$

Si uno cambia la intensidad de entrada se logra 2 cosas:

- ↓ cambio en la potencia entregada → En Z-SCAN se mantiene la potencia cte y se enfoca para conseguir $\neq I_0$
- ↓ cambio en la divergencia del autofoco (por 10.42) debido a la no linealidad

Así se arma el experimento:



La muestra se traslada en z (de ahí el nombre de la técnica)

- Si la muestra no exhibe no linealidad $\chi^{(3)} \Rightarrow$ trasladarla sobre el eje z no tiene ningún efecto.
- Si es no lineal \Rightarrow cambia la divergencia del haz cuando se la mueve \Rightarrow detrás del pinhole (apertura) se mide un cambio de potencia

En el panel (a) $\underline{n_2 > 0}$ \rightarrow si la muestra se coloca en $\underline{z < 0}$ (antes del foco) el haz se enfoca más \Rightarrow diverge más \Rightarrow la potencia detrás del pinhole disminuye

en (b) $\underline{n_2 < 0}$ \rightarrow si se coloca en $\underline{z < 0}$ disminuye el enfoque \Rightarrow la divergencia es menor \Rightarrow la potencia detrás del pinhole aumenta

el caso de poner la muestra en $z > 0$ es el opuesto

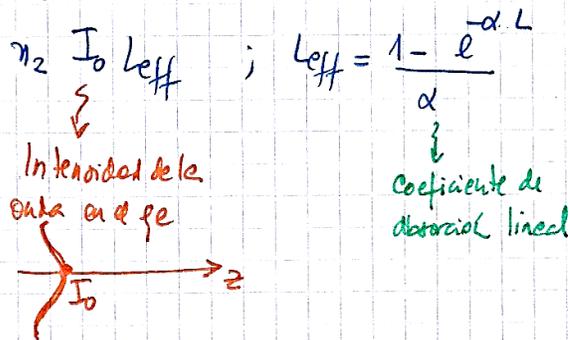
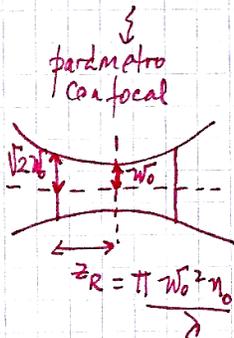
En general se usan pulsos para tener señales apreciables, pero vamos a hacer el caso CW (continuo) para simplificar. Sección 8.8.2 del Power está hecho los cálculos para un haz gaussiano

Para un haz gaussiano (como el de clase 10.8.11, ee 10.41), escribiendo la intensidad ($A \cdot A^*$) y utilizando las expresiones para la modulación de fase de la clase pasada, se puede calcular la transmisión T a través del pinhole.

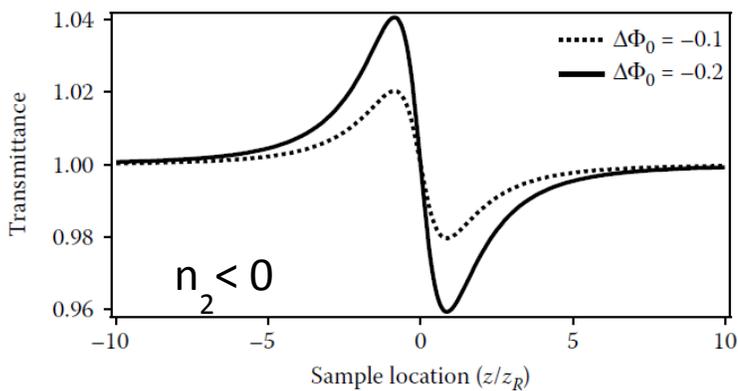
$$* \quad T(z, \Delta\phi_0) \approx 1 + \frac{4 \Delta\phi_0 x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \quad (12.1)$$

(la transmitancia por una intensidad me da la intensidad transmitida)

donde $x = \frac{z}{z_R}$; $\Delta\phi_0 = \frac{\omega}{c} n_2 I_0 L_{eff}$; $L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}$



* aproximación para aperturas pequeñas y $\Delta\phi_0$ pequeñas



Donde una cantidad importante es el contraste entre máximo y mínimo, porque de ahí se puede sacar n_2

$$\Delta T \equiv T_{\max} - T_{\min} = 0.406 \Delta \phi_0$$

→ aproximación para $\Delta \phi_0 < \pi$
(hecho en el paper)

Pero a la vez que ocurre la modulación de fase, debido a que estamos enfocando y la potencia es muy alta, también se produce TPA de manera que

$$\frac{dT}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 \quad \rightarrow \text{two-photon absorption (TPA)}$$

⇒ la figura anterior se deforma si hay TPA, incrementando los valles y disminuyendo los picos. Ahora T va a depender de β ⇒ para extraer n_2 hay que tener un método para medir β

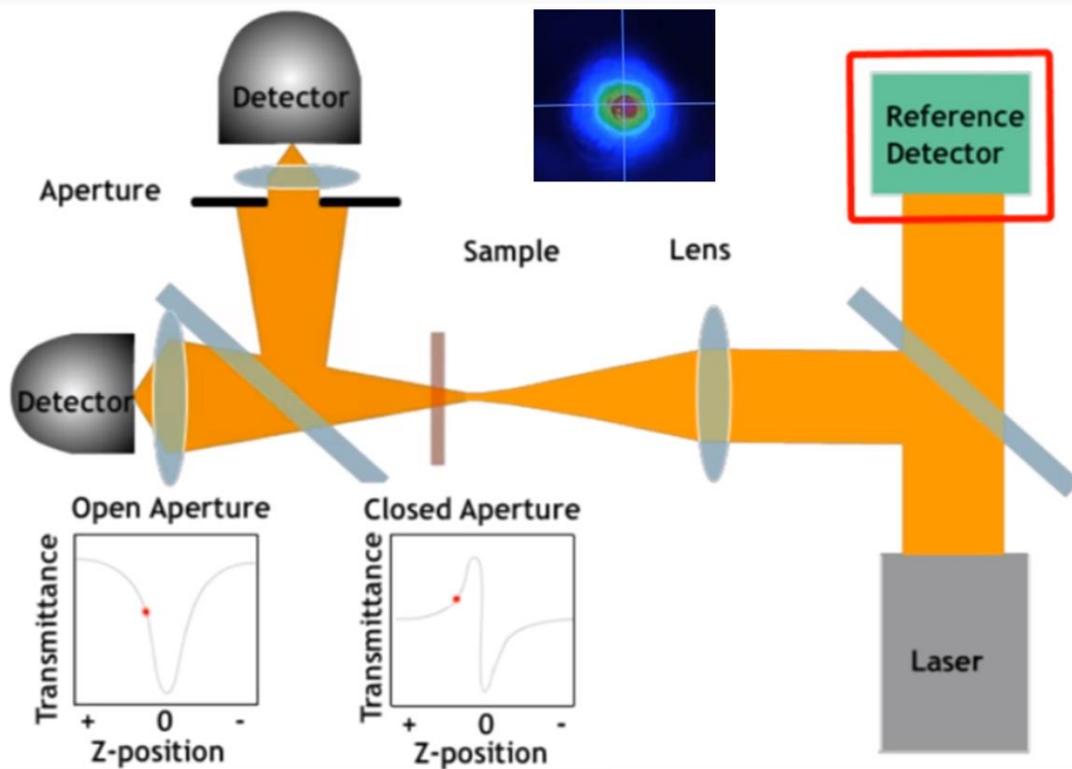
El método es hacer Z-SCAN integrando en todo el detector
se llama "open aperture"

De nuevo, considerando un haz gaussiano con TPA queda:

$$* \quad T = \frac{e^{-\alpha L}}{\beta I_0 L_{\text{eff}}} (1+x^2) \ln \left(1 + \frac{\beta I_0 L_{\text{eff}}}{1+x^2} \right) \quad (12.2)$$

* Transmisión integrada en el detector para muestras delgadas ($L \ll z_R$) que depende sólo de β (y de la absorción lineal α)

Aquí que en realidad el experimento se arma así:



El método es dentro de todo sencillo (!?) pero tiene algunas desventajas:

- Se necesita a la entrada un modo TEM₀₀ bien difundido para poder extraer cuantitativamente n_2 de las expresiones para haz gaussiano
- Si la muestra se inclina un poco y/o hay ciertas distorsiones en la superficie \Rightarrow el haz pueda "caminar" un poco sobre el pinhole
- No es fácil usarla para medir la dependencia temporal de la no linealidad

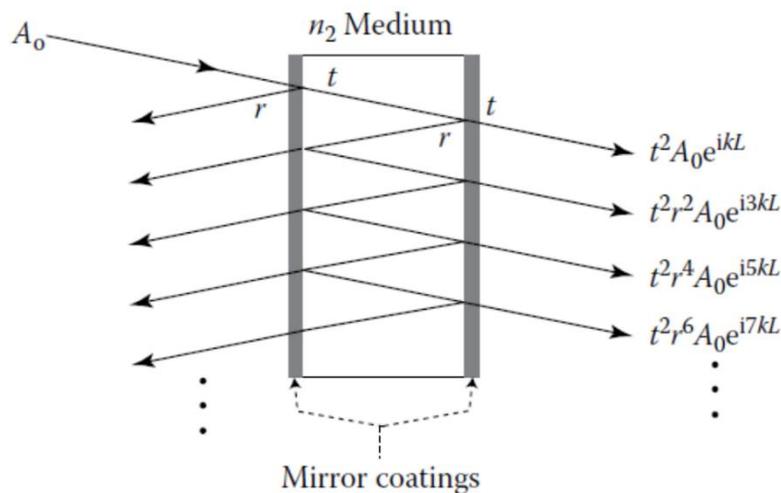
Ver video de Georgia Tech

<https://www.youtube.com/watch?v=jMhNLL1Yb5w>

Biestabilidad óptica

La biestabilidad óptica que es consecuencia del corrimiento de fase NL por n_2 , se refiere a que el sistema posee 2 salidas para una dada única entrada. El sistema tiene memoria de la historia, es decir que presenta histéresis. Es interesante para construir switch ópticos relevantes en comunicaciones.

La primera observación de biestabilidad se hizo usando un interferómetro Fabry Perot etalon (que es un filtro de transmisión ultradelgado) con un material no lineal entre 2 espejos en una cavidad



La reflectancia R y la transmitancia T están relacionados con las respectivas amplitudes por $R = |r|^2$ y $T = |t|^2$

Se puede observar de la figura la sucesión de reflexiones y transmisiones y la amplitud de la onda transmitida

Podemos escribir la amplitud compleja A_T de la onda como:

$$A_T = t^2 A_0 e^{ikL} \left[1 + r^2 e^{i2kL} + r^4 e^{i4kL} + \dots \right] \quad (12.3)$$

usando la serie $\sum_{n=0}^{\infty} (r^2 e^{i2kL})^n \equiv \sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x}$

$$\Rightarrow \boxed{A_T = \frac{t^2 A_0 e^{ikL}}{1 - r^2 e^{i2kL}}} \quad (12.4)$$

Es la función de Airy para el Fabry Perot

Sabemos que para un medio no lineal $\chi^{(2)}$ tenemos

$$(12.5) \quad k = k_0 \cdot n = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 + n_2 I_{int})$$

Esta es la intensidad dentro de la cavidad

Podemos calcular la intensidad transmitida I_T usando (12.4)

$$\begin{aligned} I_T &= 2n_0 \epsilon_0 c |A_T|^2 & I_0 &= 2n_0 \epsilon_0 c |A_0|^2 \\ A_T \cdot A_T^* &= t^2 A_0 \left(\frac{e^{ikL}}{1 - r^2 e^{i2kL}} \right) \cdot t^2 A_0^* \left(\frac{e^{-ikL}}{1 - r^2 e^{-i2kL}} \right) \\ &= t^4 A_0^2 \frac{1}{1 - r^2 e^{i2kL} - r^2 e^{-i2kL} + r^4} \end{aligned}$$

Con un paso de álgebra y $(1-r^2) = t^2$

$$\Rightarrow \frac{I_T}{I_0} = \frac{T^2 A_0^2}{T^2 + 4R \sin^2(kL)} \quad (12.5)$$

$$\Rightarrow \frac{I_T}{I_0} = \frac{T^2}{T^2 + 4R \sin^2(kL)} \quad (12.6)$$

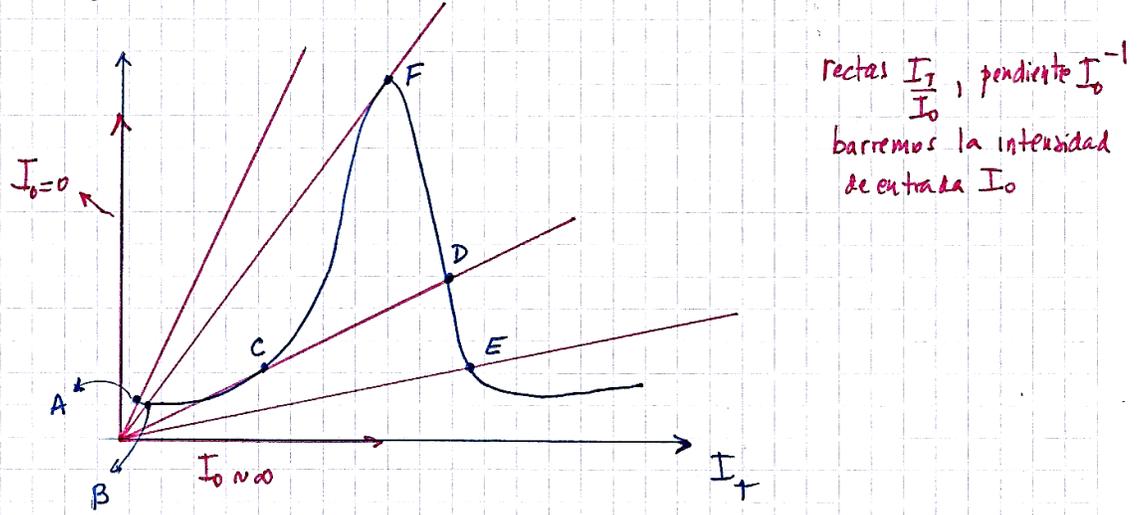
Reemplazando en (12.5) a la intensidad en la cantidad $I_{int} = \frac{I_T}{T}$

queda

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{T^2}{T^2 + 4R \sin^2 \left[\frac{2\pi(\eta_0 + \eta_2 \frac{I_T}{T}) \cdot L}{\lambda} \right]} \quad (12.7)$$

Es una ecuación trascendente que vamos a resolver gráficamente

Vamos a graficar miembro izquierdo y miembro derecho de (12.7)



Vemos que para algunas intensidades la intensidad transmitida es multivaluada o sea que hay 2 estados estables \Rightarrow bistable.



A medida que crece $I_0 \rightarrow$ la intensidad crece poco (punto A y B)

- * En el punto C, un poco de incremento en $I_0 \rightarrow$ la salida salta a un I_T #
- * Si se aumenta más (punto E), el sistema queda en I_T alta pero sin moverse mucho
- * Switching óptico
- * Región de límite de potencia

Si ahora decrece I_0

La salida se mantiene alta hasta que se alcanza el punto F

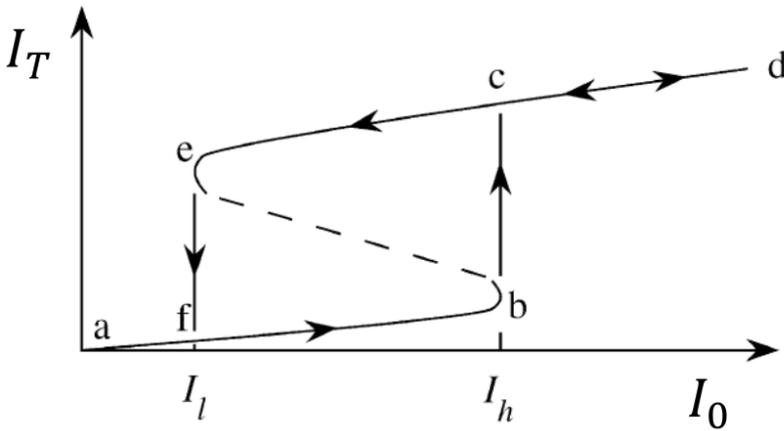
A partir de F un pequeño cambio en I_0 lleva al sistema a un estado $I_T \downarrow$

Es decir que el sistema tiene histéresis

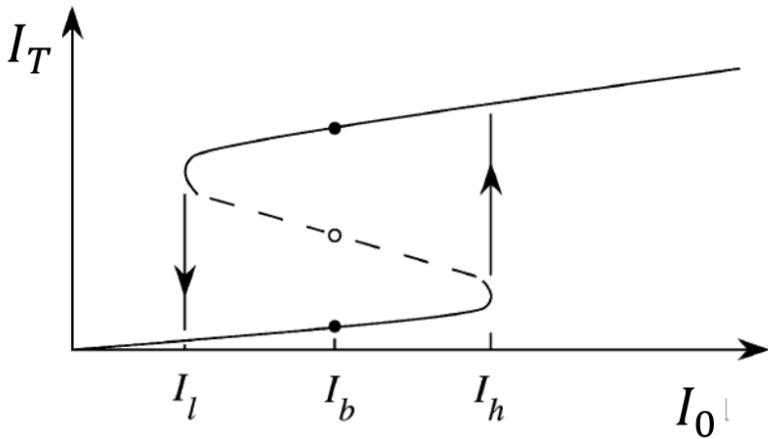
También se puede obtener una solución gráfica dibujando la siguiente curva $I_0(I_T)$ y dando vuelta los ejes. De (12.7) se llega a:

$$I_0 = \frac{I_T}{T^2} \left(T^2 + 4R \sin^2 \left[\frac{2\pi(n_0 + n_2 I_T / T)L}{\lambda} \right] \right) \quad (12.8)$$

y queda algo del tipo



El juntado es un brazo inestable



→ optical switching
 se parte de un I_b
 se aplica un pulso para llevarlo a HIGH. se apaga y se deja que el sistema vaya a LOW

Es una forma de guardar información binaria 10