



Coordenação de Armindo Rodrigues

Materiais com Segundas Intenções? geração do segundo harmónico (2ω) e outros fenómenos óticos não-lineares

Autor:

H. Cristina Vasconcelos

Conta a história que provavelmente a primeira experiência de ótica não-linear foi o uso de espelhos por Arquimedes durante o cerco de Siracusa (215 a.C.), com o objetivo de incendiar os navios inimigos da armada Romana. Lenda ou realidade? não sabemos ao certo se a luz refletida por estes espelhos tinha a energia suficiente para incendiar as velas dos navios (??) (Fig.1). Mas é disto que trata a ótica não-linear, de usar materiais que ao serem submetidos a determinadas frequências de luz, sejam depois capazes de emitir noutras frequências. Por outras palavras, as propriedades óticas desses materiais são alteradas devido a efeitos não-lineares que ocorrem durante a propagação da luz no seu interior. É como se o material tivesse segundas intenções... isso porque, a luz o atravessa com a frequência ω e sai dele com a frequência 2ω .

Na prática conseguem-se gerar vários efeitos não-lineares de 2ª e 3ª ordem (geração do segundo harmónico (SHG), auto-modulação da fase e efeito Kerr ótico, etc.), basta escolher o material com a estrutura adequada, normalmente cristais mas também alguns vidros. Contudo, estes efeitos nem sempre aparecem, apenas são possíveis no regime das altas intensidades luminosas, e só um Laser consegue gerar luz com essas características.

Laser é o acrónimo formado pelas iniciais de Light Amplification by Stimulated Emission Radiation – um amplificador de luz (Fig.2). Até à sua descoberta, em 1960, o campo elétrico (E) associado à luz produzida pelas lâmpadas comuns era pouco intenso (~1 V/cm), especialmente quando comparado ao valor do campo interno dos eletrões nos cristais (~10¹⁰ V/cm). Portanto, esta fonte de luz induz uma polarização (P) do material (distorção da densidade electrónica) que é linear. P é proporcional ao E incidente e a constante de proporcionalidade é a suscetibilidade linear $\chi^{(1)}$ (Eq.1):

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E^1$$

Neste regime, a luz de frequência ω ao atravessar um cristal, pode ser, por exemplo, refratada ou refletida, mas a sua frequência permanece inalterada. No entanto, se usarmos uma fonte de excitação muito intensa (como um laser), a Eq.1 deixa de ser linear porque aparecem novos efeitos, que designamos por efeitos óticos não-lineares. A polarização passa a ser dada pela Eq.2:

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E^1 + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots)$$



Fig.1 - O cerco de Siracusa (215 a.C.). Imagem adaptada de: [https://pt.wikipedia.org/wiki/Marco_Cláudio_Marcelo_\(cônsul_em_222_a.C.\)](https://pt.wikipedia.org/wiki/Marco_Cláudio_Marcelo_(cônsul_em_222_a.C.))

A Eq.2 não só inclui o termo linear como também outros, termos quadráticos $\chi^{(2)}$, cúbicos $\chi^{(3)}$, etc.

À passagem de uma onda de luz de frequência ω , o termo quadrático faz com que o material gere uma frequência 2ω , ou seja, gera o SHG da onda incidente.

A primeira experiência de SHG foi realizada por Franken et al., em 1961, tendo-se observado que ao incidir um laser de rubi ($\lambda=694$ nm) num cristal de quartzo, foi emitida radiação ultravioleta de $\lambda=347$ nm (o 2º harmónico do laser).



Fig.2 - Díodos Lasers no Laboratório de espectroscopia ótica da Universidade de La Laguna (ULL). Cortesia de Inocencio Martín (Física de materiales/ULL-Canarias)

Coordenação de Armindo Rodrigues

É o acontece também quando cristais SHG são usados para gerar um laser azul a partir de um laser vermelho (Fig.3).

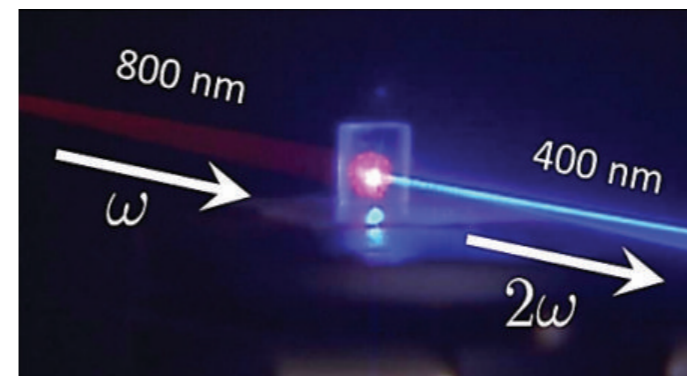
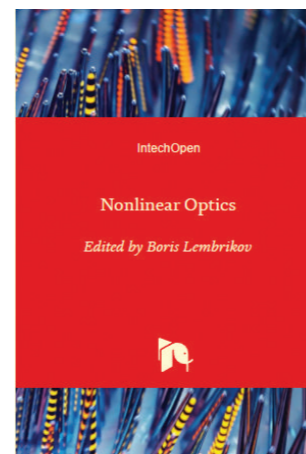


Fig. 3 - Geração de segundo harmónico. Adaptado de <https://www.osti.gov/servlets/purl/1510171>

Assim, para uma onda incidente, $E = E_0 \sin \omega t$, tem-se:

$$\begin{aligned}
 P &= \epsilon_0 (\chi^{(1)} E_0 \sin \omega t + \chi^{(2)} E_0^2 \sin^2 \omega t) \\
 &= \epsilon_0 (\chi^{(1)} E_0 \sin \omega t + \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} (1 - \cos 2\omega t)) \\
 &= \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \sin \omega t}_{\text{mesma frequência de } E} - \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} \cos 2\omega t}_{\text{dobro da frequência de } E} + \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2}}_{\text{"polarização permanente"}}
 \end{aligned}$$



Há um novo livro sobre ÓTICA NÃO-LINEAR (Ed. IntechOpen)

H. Cristina Vasconcelos é a autora convidada do capítulo:

"Optical Nonlinearities in Glasses"

Principais tópicos abordados:

Nonlinear Optics, Nano-Photonics, Surface Plasmon Polariton, Plasmonics, Plasmonic Nanostructure and Plasmonic Waveguide.

Uma característica comum aos materiais que duplicam a frequência da luz é a de não serem centrosimétricos, ou seja, não possuem centro de simetria, caso contrário o termo o termo não-linear de segunda ordem não estará presente. O fosfato de titânio de potássio (KTiOPO₃ ou KTP) é um material ótico não-linear usado em muitas aplicações, como por exemplo no fabrico de ponteiros laser, aqueles pequenos dispositivos portáteis que dão tanto jeito a quem dá aulas (Fig.4).



Fig. 4 - Geração de segundo harmónico. Adaptado de <https://www.osti.gov/servlets/purl/1510171>

O diodo laser infravermelho a 808 nm serve para bombear opticamente o cristal Nd:YVO₄ que vai emitir luz infravermelha a 1064 nm ($\omega=281,76$ THz). Essa luz passa de seguida para o cristal SHG de KTP que vai agir como duplicador de ω , utilizado a emissão a 1064nm para gerar a "luz verde" de saída, a 532 nm, que corresponde ao dobro da frequência incidente ($2\omega = 563,5$ THz).