

Localização ou a luz envergonhada

VÍTOR S. AMARAL

Centro de Física da Universidade do Porto - INIC — 4000 Porto

Apesar da natureza ondulatória da luz ser conhecida há alguns séculos ainda nos reserva muitas surpresas. Tal aconteceu recentemente em estudos de propagação e difusão da luz em meios desordenados: um subtil efeito de interferência de pares de ondas que sofrem as mesmas interacções com partículas difusoras mas em sequência temporal invertida provoca um aumento substancial da intensidade luminosa difundida por esses meios no sentido oposto ao da luz incidente, podendo mesmo conduzir, em condições extremas, ao confinamento da luz numa região restrita do espaço, isto é, à sua localização.

*Qualquer caminho leva a toda a parte
Qualquer caminho
Em qualquer ponto seu em dois se parte*

...

Fernando Pessoa

1. Difusão da luz ou bilhar num copo de leite

No vazio, a propagação da luz é um fenómeno ondulatório relativamente simples, descrito pelas equações de Maxwell. Quando a luz se propaga num gás pouco denso, como a alta atmosfera, a presença de moléculas e pequenas gotículas vai perturbar a propagação da luz, difundindo-a. Neste contexto, o termo difusão significa que uma onda luminosa, ao atingir uma partícula, se «divide» em ondas esféricas, espalhando-se como se fosse emitida em todas as direcções a partir dessa partícula difusora. No século passado, Rayleigh mostrou que nestas condições a intensidade luminosa difundida varia consideravelmente com o comprimento de onda da radiação, λ , sendo proporcional ao inverso da quarta potência de λ [1]. Esta difusão selectiva explica, por exemplo, porque

é que o céu é azul de dia: as componentes da luz solar de comprimento de onda curto, como a azul ($\lambda \approx 4500 \text{ \AA}$) são muito mais difundidas pelas pequenas partículas existentes na atmosfera do que o amarelo ou o vermelho ($\lambda \approx 6500 \text{ \AA}$). Esta teoria não é extensível, no entanto, à propagação da luz numa atmosfera nebulosa ou no leite, isto é, num meio muito mais concentrado, em que já são possíveis difusões múltiplas da luz, desprezadas na análise teórica em meios diluídos.

O poder difusor dum meio é caracterizado pelo correspondente livre percurso médio, l , que é a distância média percorrida pela luz entre duas difusões sucessivas. Se as dimensões do meio forem muito superiores a l cada onda emitida por cada centro difusor (partícula) é por sua vez difundida novamente e assim por diante. A propagação da luz nestas condições é classificada como difusiva, constituindo um

problema complexo, pois a onda transmitida numa determinada direcção resulta da sobreposição de ondas resultantes de um grande número de seqüências de difusão múltipla. Dessa sobreposição poderão resultar [vide caixa] interferências quer construtivas (ondas em fase) em que a intensidade luminosa aumenta, quer destrutivas (oposição de fase) em que a intensidade é reduzida. Na figura 1 representa-se esquematicamente uma seqüência de difusões múltiplas.

Num modelo introduzido por Schuster em 1905, a propagação da luz nestas condições poderá então ser analisada tendo em conta a analogia com um caminhar aleatório (random walk) entre centros difusores distribuídos ao acaso no meio. Devido à desordem (agitação térmica das partículas) as interferências construtivas e destrutivas são igualmente prováveis e o seu efeito compensa-se. Assim, a intensidade luminosa difundida pelo meio será bastante uniforme, não dependendo muito da

Interferência de duas ondas

Consideremos duas ondas $\psi_1(t)$ e $\psi_2(t)$ de frequência angular ω ($\omega = 2\pi/\text{período}$) e propagando-se com vector de onda \mathbf{k} ($|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$) representadas no ponto de coordenadas \mathbf{r} e no instante t por $\psi_1(t) = A_1 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_1)$ e $\psi_2(t) = A_2 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_2)$. A_1 e A_2 são as respectivas amplitudes e ϕ_1 e ϕ_2 são as fases na origem em $t=0$. A onda resultante da sobreposição das duas ondas é dada pela respectiva soma: $\psi(t) = \psi_1(t) + \psi_2(t)$. Portanto a intensidade de $\psi(t)$ é

$$\begin{aligned} I(t) &= \psi(t)^2 \\ &= A_1^2 \cos^2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_1) + A_2^2 \cos^2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_2) + 2A_1 A_2 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_1) \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_2) \\ &= A_1^2 \cos^2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_1) + A_2^2 \cos^2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_2) + \\ &+ A_1 A_2 [\cos(2\omega t - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_1 + \phi_2) + \cos(\phi_2 - \phi_1)] \end{aligned}$$

A quantidade que efectivamente é medida por um instrumento detector (já que por exemplo no caso da luz visível o período é extremamente curto, da ordem de 10^{-15} s) é o valor médio temporal dessa intensidade, que pode ser calculado num período:

$$I_{\text{média}} = \frac{1}{T} \int_0^T \psi(t)^2 dt = \frac{1}{2} \left(A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\phi_2 - \phi_1) \right)$$

Assim, quando as duas ondas estão em oposição de fase ($\phi_2 - \phi_1 = \pi$) a intensidade resultante é menor do que a soma das intensidades das duas ondas enquanto que quando as ondas estão em fase ($\phi_2 - \phi_1 = 0$) é maior. Se as fases das duas ondas ϕ_2 e ϕ_1 forem aleatórias, a terceira parcela é, em média, nula e a intensidade resultante é dada pela soma das intensidades. No caso particular de ondas com amplitudes iguais ($A_1 = A_2$) a intensidade resultante em fase é dupla da que resulta de fases ϕ_2 e ϕ_1 aleatórias.

direcção de observação. Isto é o que se verifica com a difusão da luz por nuvens ou nevoeiro, constituídos por gotículas de água de diâmetro da ordem de $1 \mu\text{m}$ ou ainda pelo leite.

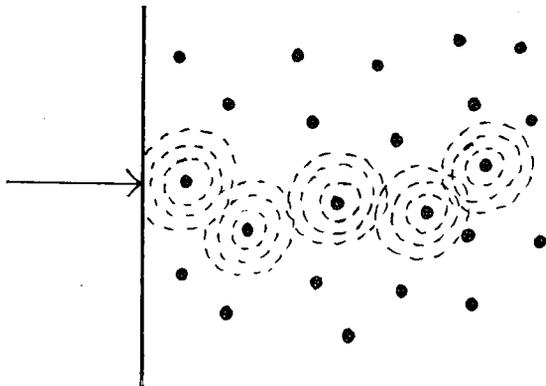


Fig. 1 — Representação esquemática duma seqüência de difusões múltiplas. A difusão da luz por cada centro difusor (partícula ou agregado) origina uma onda esférica que vai por sua vez ser difundida nos outros centros difusores. O processo global resultará da sobreposição dum grande número de seqüências de difusão, cada uma representável como um caminho aleatório.

2. Quando a luz volta para trás

A análise clássica atrás esboçada foi posta em causa recentemente pelos resultados de experiências de propagação de um feixe laser monocromático em suspensões aquosas concentradas de pequenas esferas dieléctricas (p. ex. poliestireno) de diâmetro da ordem de grandeza do comprimento de onda da radiação incidente [2]. A montagem utilizada está esquematizada na figura 2. O resultado surpreendente foi a observação de um reforço considerável da intensidade luminosa difundida no sentido inverso ao do feixe incidente (retrodifusão), como representado na figura 3, sendo a intensidade quase uniforme fora da região central. Foi constatado igualmente que essa retrodifusão depende da concentração de microesferas, n . Na figura 4 apresentam-se os resultados para várias concentrações, verificando-se que a largura angular do cone de retrodifusão aumenta com n , revelando um estudo quantitativo que essa dependência é linear.

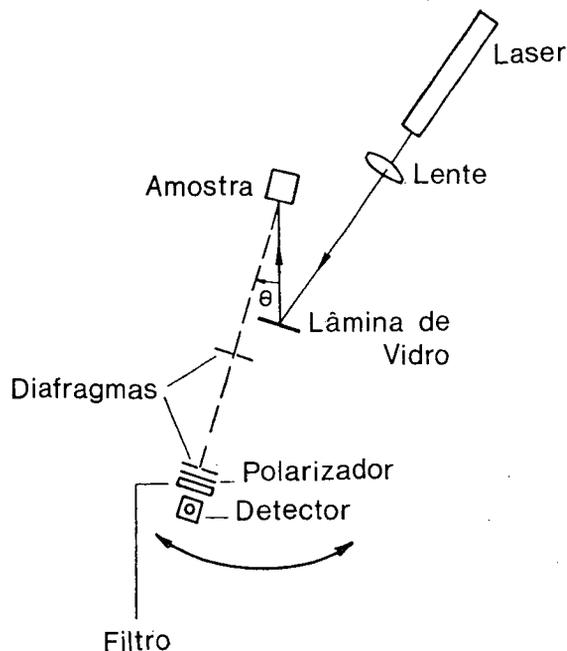


Fig. 2 — Montagem para observação da luz retrodifundida por soluções contidas numa célula de quartzo. O comprimento de onda da radiação utilizada é, na água, de $0.387 \mu\text{m}$.

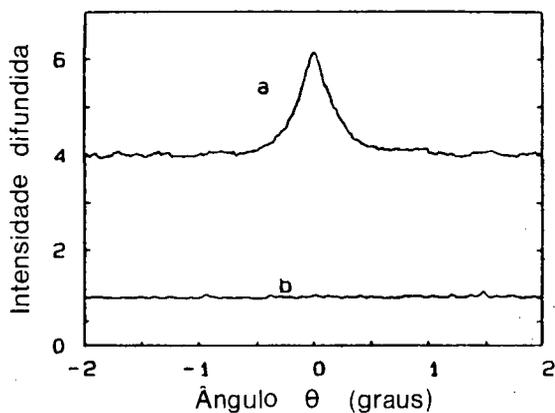


Fig. 3 — Dependência angular da intensidade da luz retrodifundida. *a)* difusão por uma suspensão aquosa (a 10%) de microesferas de poliestireno de diâmetro $0.46 \mu\text{m}$. *b)* o mesmo quando a célula contém água pura. É de notar que o reforço da retrodifusão conduz, no pico, quase à duplicação da intensidade. Para ângulos de observação maiores que alguns décimos de grau a intensidade observada é uniforme de acordo com a teoria clássica. O livre percurso médio da luz nesta suspensão é de $2.8 \mu\text{m}$.

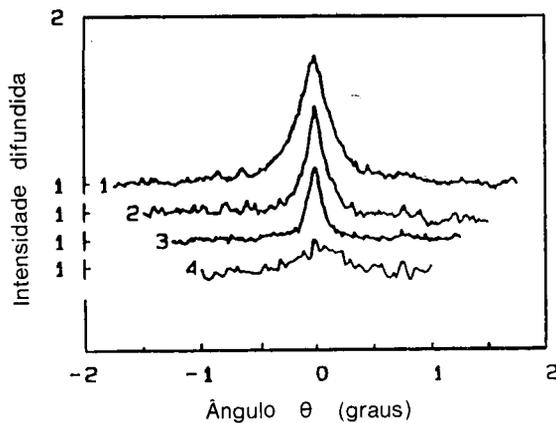


Fig. 4 - Retrodifusão coerente para várias concentrações de microesferas (diâmetro $0.46 \mu\text{m}$). curva 1, $n=0.11$; curva 2, $n=0.06$; curva 3, $n=0.026$; curva 4, $n=0.004$. Observa-se que a largura do cone aumenta com n , ou seja é tanto maior quanto menor for o livre percurso médio.

Vejamos agora como podemos compreender este efeito. Contrariamente ao pressuposto pela teoria clássica, nem todas as seqüências de difusão múltipla podem ser consideradas independentes. Com efeito, cada seqüência de difusão (S) está correlacionada com a sua seqüência dita conjugada, isto é, invertida no tempo, (-S), em que a onda luminosa é difundida pelos mesmos centros difusores mas exactamente na ordem inversa, como se representa na figura 5. As ondas difundidas pelas duas

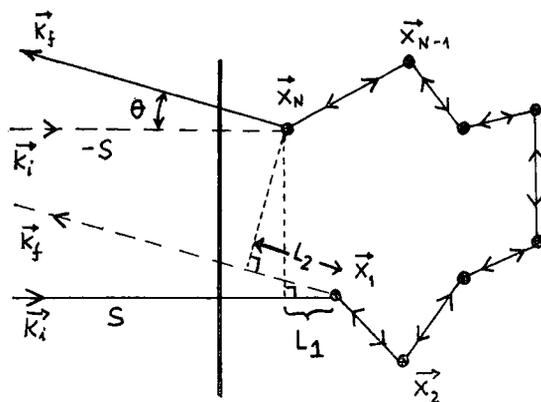


Fig. 5 - Um caminho (S) com a seqüência de difusões pelas partículas em x_1, x_2, \dots, x_N e o seu conjugado (-S) com a seqüência inversa no tempo. As duas ondas correspondentes interferem coerentemente para θ pequenos. A diferença de fase entre S e -S resulta da diferença de distâncias de propagação $L_2 - L_1$.

seqüências de centros difusores e emergindo na direcção do feixe incidente com amplitudes A_s e A_{-s} estão rigorosamente em fase, interferindo construtivamente. Como as difusões sofridas nos dois caminhos são as mesmas, as ondas correspondentes têm amplitudes e fases iguais e assim a intensidade resultante é $1/2 (A_s + A_{-s})^2$, dupla da prevista classicamente, $1/2 (A_s)^2 + 1/2 (A_{-s})^2$, correspondente à soma das intensidades de cada caminho. Em qualquer outra direcção de observação, com um ângulo θ entre a direcção das ondas incidente e difundida, surge um desfasamento entre as duas seqüências, devido às diferentes distâncias percorridas, dado por $(\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f) \cdot (\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_1) = \phi_2 - \phi_1$ (ver figura 5). Assim como θ é o ângulo entre $-\mathbf{k}_i$ e \mathbf{k}_f , a condição de (quase) coerência para pequenos ângulos é $(2\pi/\lambda) \times |\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_1| \theta \leq 1$.

Resulta daqui que em torno da direcção de incidência a interferência entre os pares de seqüências conjugadas é construtiva no interior de um cone de abertura angular da ordem de λ/l , o quociente entre o comprimento de onda da radiação e o livre percurso médio no meio difusor. Fora deste cone o comportamento observado é o clássico: difusão de intensidade uniforme. A dependência linear da largura do cone em relação à concentração de esferas, n , pode ser igualmente explicada pois o livre percurso médio é inversamente proporcional a n , na condição das esferas poderem ser consideradas independentes.

É interessante notar que este efeito de difusão múltipla, apesar de ter sido previsto teoricamente em 1969 [3] só foi observado cerca de 15 anos mais tarde, nas experiências atrás referidas. A reduzida precisão das experiências realizadas durante a década de 70, com a utilização de feixes de radar dirigidos para nuvens na atmosfera não permitiu a sua observação conclusiva. Igualmente, a sensibilidade da retrodifusão coerente em relação a l explica porque este fenómeno, apesar de ser geral, não se observar correntemente, sendo necessário dispor de meios suficientemente difusores, isto é, com l suficientemente pequeno. Até ao momento, só foi possível observá-lo em sus-

pensões de micropartículas e certos microagregados sólidos, por exemplo óxido de titânio ou sulfato de bário.

3. Pode-se prender a luz?

Poderemos agora perguntar o que acontecerá num meio ainda mais difusor, em que o livre percurso médio da luz seja inferior ao comprimento de onda. Nesta situação, uma análise clássica não será de modo nenhum aplicável, pois os efeitos de interferência coerente de pares de ondas que sofrem as mesmas interações (difusão), mas em ordem temporal oposta vão dominar a propagação da luz, fazendo mesmo com que ela não se possa propagar! Realmente, as consequências deste subtil efeito de interferência são espectaculares: Num meio em que $l < \lambda$ a luz já não é mais transmitida pelo meio, verificando-se um rápido decaimento exponencial da intensidade luminosa que penetra no meio. Por outro lado, se tivermos uma fonte luminosa no interior do meio, o reforço da retrodifusão é tal que a luz não sai para o exterior, como se estivesse presa ou localizada na vizinhança da fonte. Este surpreendente efeito de localização devida à desordem é o exemplo para a luz do fenómeno mais geral chamado localização de Anderson, descoberto teoricamente em 1958, no contexto das propriedades electrónicas de condutores desordenados, prevendo a possibilidade de, com o aumento da desordem, transformar um metal (condutor, com electrões que se podem propagar) num isolador (com electrões localizados, devido a fenómenos de interferência). O fenómeno de localização pode ser observado com qualquer tipo de manifestação ondulatória em meios desordenados, quer de natureza clássica [4] como a luz e o som (vibrações mecânicas), quer de natureza quântica,

como os electrões, neutrões, ondas de spin, etc.

Por afinidade, o fenómeno do reforço da retrodifusão como nas experiências descritas (com $l < \lambda$) é chamado de localização fraca ou incipiente, em que ainda se verifica a propagação da luz. O estudo deste efeito tem-se revelado um auxiliar precioso no estudo hidrodinâmico de fluidos complexos, em especial na obtenção de características dinâmicas e interações entre partículas constituintes.

Actualmente, diversos grupos de investigadores tentam encontrar um meio conveniente para observar a localização da luz, mais difusor do que o leite ou as suspensões de microesferas, mas até agora sem sucesso. Outra via que tem sido sugerida é a utilização de meios que possam interagir com a luz por um fenómeno de ressonância interna, aumentando por ordens de grandeza o poder difusor e reduzindo drasticamente o livre percurso médio.

O fenómeno da localização de electrões para o qual é imprescindível uma análise no contexto da Mecânica Quântica será objecto dum próximo trabalho.

REFERÊNCIAS

- [1] CRAWFORD, F. S., WAVES, JR. — *Berkeley Physics Course*, vol. 3, Macgraw-Hill, 1968.
- [2] KUGA, Y., ISHIMARU, A. — *J. Opt. Soc. Am.*, A1 (1984) 831.
— VAN ALBADA, M. P., LAGENDIJK, A. — *Phys. Rev. Lett.*, 24, 2692 (1985).
- WOLF, P. E., MARET, G. — *Phys. Rev. Lett.*, 24, 2696 (1985).
- [3] ISHIMARU, A. — *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, vol. 2, *Academic Press*, 1978.
- [4] Ping Sheng (editor) — *Scattering and Localization of Classical Waves in Random Media*, *World Scientific*, 1990.