

Espalhamento Atmosférico: A Física das cores do céu

Gilberto Cunha¹

¹ Estudante do Mestrado Integrado em Engenharia Física na Universidade do Minho

gcacademico@outlook.pt

Resumo

Neste artigo, investiga-se a explicação física para a coloração do céu. Abordam-se fenómenos de espalhamento da luz e um algoritmo em *Python* para a geração de imagens do céu, desenvolvido no âmbito da Unidade Curricular de Física Computacional do Mestrado Integrado de Engenharia Física na Universidade do Minho.

Introdução

Não é novidade que vemos o céu azul e o Sol amarelo e que, ao pôr do Sol, a paisagem muda para um tom avermelhado belo que nos incita a apreciá-lo por longos momentos, mas qual o motivo de serem estas cores e não outras que pintam o céu? E porque é que o céu apresenta uma tão grande variedade de cores?

Um bom ponto de partida é a forma como captamos informação luminosa, no sensor biológico de luz do ser humano, o olho.

O nosso olho tem células recetoras, os cones e os bastonetes, que detetam luz e enviam estímulos ao cérebro, permitindo-o recriar uma imagem do cenário para o qual olhamos. Estes recetores respondem de maneira distinta a diferentes comprimentos de onda da luz – uma característica intrínseca das ondas, que para a luz está associada à sua cor (ver figura 1) – o que faz com que certos comprimentos de onda sejam detetados com mais facilidade do que outros. Esta atribuição dum maior peso a certas cores altera pois a percepção humana da coloração.

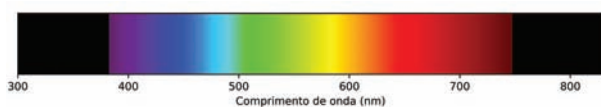


Figura 1 - Espectro da luz visível e os seus comprimentos de onda.

Um segundo motivo é o espectro de emissão do Sol, que não é uniforme para todos os comprimentos de onda, suscitando também que certas cores se destaquem

mais do que outras. Para simplificação, o Sol será considerado a nossa única fonte de luz.

O motivo de maior impacto, no entanto, é a interação da luz com partículas da atmosfera, alterando a sua trajetória e variando a sua intensidade. Estas interações, conhecidas como espalhamento ou *scattering*, podem também ser dependentes do comprimento de onda da luz, mais uma vez alterando a nossa percepção visual.

O que é o espalhamento da luz?

O espalhamento da luz é o processo que resulta da interação de feixes de luz com partículas, como moléculas da atmosfera, onde esta luz é absorvida e reemitida em diferentes direções e com diferentes intensidades [1-3]. O espalhamento explica qual a relação entre a intensidade da luz antes e depois desta interação.

Simplificando, é como se a trajetória da luz fosse desviada pela partícula, perdendo alguma intensidade no processo (ver figura 2).

Esta intensidade é de grande importância pois está relacionada com a quantidade de luz que o olho irá receber e consequentemente detetar. Por exemplo, se o olho captasse 10 unidades de intensidade de luz com o comprimento de onda de 440 nm (luz azul) e apenas 1 unidade com o comprimento de onda de 680 nm (luz vermelha), então o azul destacar-se-ia muito mais que o vermelho.

Há grandezas físicas fundamentais que devem ser identificadas nesta interação: o ângulo de desvio da luz ou ângulo de espalhamento, o comprimento de onda da luz e o tamanho da partícula com a qual a luz interage.

De todos os diferentes tipos de espalhamento a nossa atenção será focada em dois: o de Rayleigh e o de Mie.

Espalhamento de Rayleigh

O espalhamento de Rayleigh explica a interação da luz com partículas gasosas de dimensões muito pequenas - inferiores ao comprimento de onda da luz com que interagem - como sejam as moléculas de gás da atmosfera, por exemplo o oxigénio ou o azoto.

Depende do comprimento de onda da luz, criando distinção nas cores no céu e depende pouco do ângulo de espalhamento.

No contexto do espalhamento atmosférico, o espalhamento de Rayleigh é bem aproximado pelas equações [1] (ver figura 2):

$$I = I_0 \cdot S_R(\theta, \lambda, h) = I_0 \cdot \gamma_R(\theta) \cdot \beta_R(\lambda) \cdot \rho_R(h) \quad (1)$$

$$\gamma_R(\theta) = \frac{3}{4} [1 + \cos^2 \theta] \quad (2)$$

$$\beta_R(\lambda) = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N\lambda^4}, N = 2.504 \cdot 10^{25} \quad (3)$$

$$\rho_R(h) = \exp\left(-\frac{h}{H_R}\right), H_R = 7994 \text{ m} \quad (4)$$

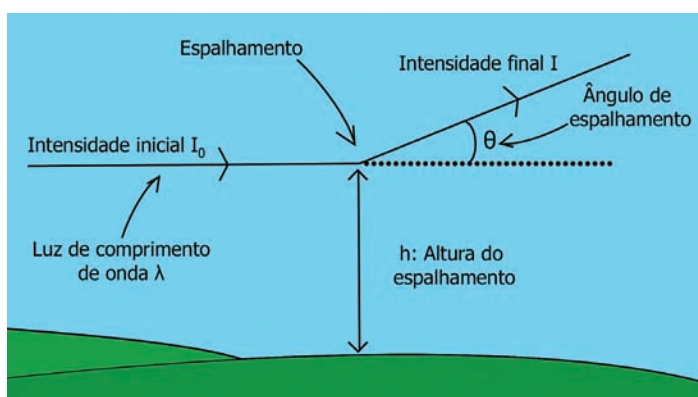


Figura 2 - Ilustração do espalhamento da luz.

Onde I_0 é a intensidade inicial da luz e I a intensidade final, n o índice de refração do meio onde se dá o espalhamento, λ o comprimento de onda da luz, θ o ângulo de espalhamento, h a altura à qual ocorre o espalhamento – medida a partir do nível do mar - N a densidade molecular média ao nível do mar e H_R a altura da escala de Rayleigh.

A intensidade da luz após sofrer espalhamento de Rayleigh é tão maior quanto menor o seu comprimento de onda, pois $I \propto 1/\lambda^4$ (ver figura 3).

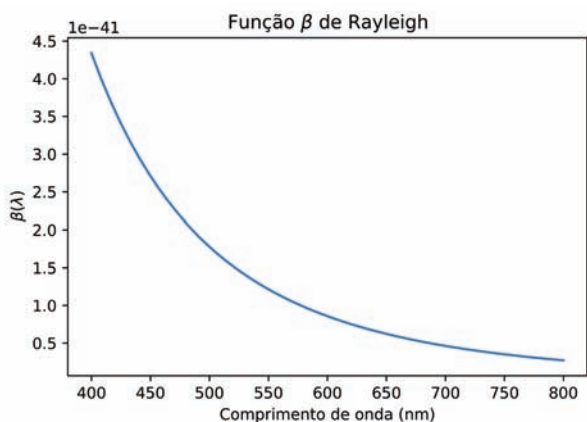


Figura 3 - Variação da intensidade final no espalhamento de Rayleigh com o comprimento de onda da luz.

No espectro visível o violeta é a cor com menor comprimento de onda e que regista maior intensidade final no espalhamento,

mas os cones do olho captam pouco esta cor, pelo que o azul, a próxima cor do espectro visível com menor comprimento de onda, é a que vemos no céu!

Espalhamento de Mie

O espalhamento de Mie descreve a interação da luz com partículas de dimensão próxima do comprimento de onda da luz, como são os aerossóis.

Este tipo de espalhamento tem dois aspetos importantes que o diferenciam do de Rayleigh: a intensidade final não depende do comprimento de onda da luz e tem uma grande dependência do ângulo de desvio.

No contexto atmosférico, uma boa aproximação do espalhamento de Mie é dada pelas equações [2,3]:

$$I = I_0 \cdot S_M(\theta, h) = I_0 \cdot \gamma_M(\theta) \cdot \beta_M \cdot \rho_M(h) \quad (5)$$

$$\gamma_M(\theta) = \frac{3}{2} \cdot \frac{1 + g^2}{2 + g^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^2} \quad (6)$$

$$\beta_M = 5,76 \cdot 10^{-7} \quad (7)$$

$$\rho_M(h) = \exp\left(-\frac{h}{H_M}\right), H_M = 1200 \text{ m} \quad (8)$$

Onde H_M é a altura da escala de Mie, $g \in]-1, 1[$ é um parâmetro de ajuste e todas as outras variáveis são análogas às descritas no espalhamento de Rayleigh.

Após sofrer espalhamento de Mie, a intensidade da luz quando o feixe sofre um desvio muito pequeno - espalhamento em frente - é muito superior à que ocorre nos restantes ângulos. Deste modo, g permite ajustar a seletividade angular deste espalhamento. Quanto maior o g , maior será esta seletividade angular - neste projeto foi utilizado $g = 0,996$.

Dado que olhando diretamente para o Sol o ângulo de desvio da luz é muito pequeno (ver figura 4), o Sol apresenta uma luminosidade elevada (ver figura 5).

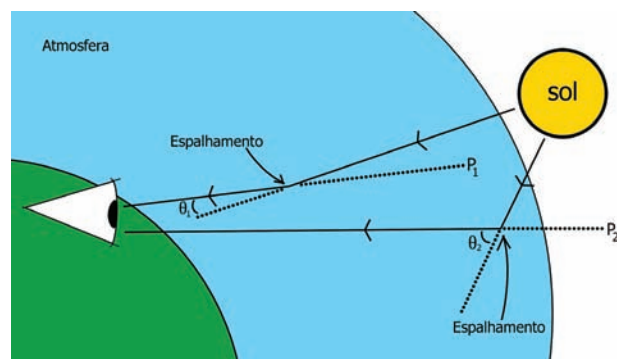


Figura 4 - Esquema representativo do espalhamento de Mie da luz. O ponto P_1 terá uma muito maior intensidade do que P_2 pois o seu ângulo de desvio θ_1 é muito inferior ao ângulo θ_2 .

Efeitos dos espalhamentos de Rayleigh e de Mie

O espalhamento de Mie toma valores de intensidade muito superiores aos do espalhamento de Rayleigh para regiões do céu próximas do Sol, pelo que é maioritariamente responsável pela intensidade luminosa deste. No entanto, como não depende do comprimento de onda, não origina as diferentes cores do céu (fig. 5).

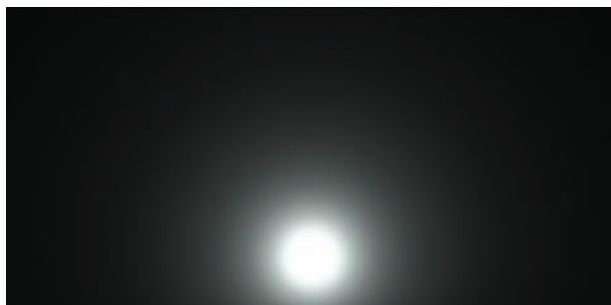


Figura 5 - Imagem do pôr do sol gerada apenas com espalhamento de Mie.

O espalhamento de Rayleigh, por sua vez, é dependente do comprimento de onda da luz, sendo este que origina a cor do céu (fig. 6).

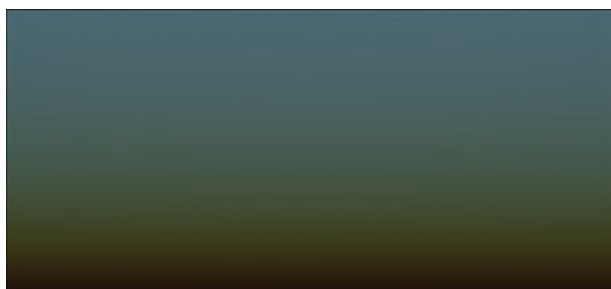


Figura 6 - Imagem do pôr do sol gerada apenas com espalhamento de Rayleigh.

Quando se juntam os dois fenómenos, considerando que ambos os eventos de espalhamento ocorrem simultaneamente [2] – uma simplificação, dado que ambos os espalhamentos ocorrem para a interação da luz com partículas de diferentes dimensões – e consequentemente $I = I_0 S(\theta, \lambda, h)$, com $S(\theta, \lambda, h) = S_R(\theta, \lambda, h) + S_M(\theta, h)$, obtém-se o seguinte resultado (fig. 7):

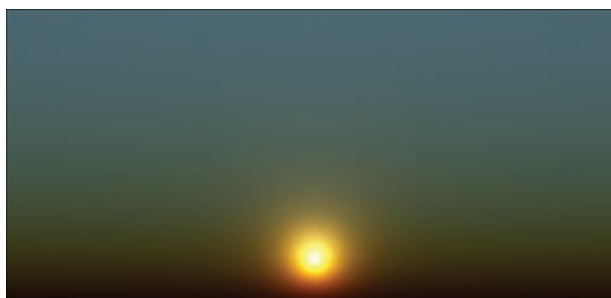


Figura 7 - Imagem do pôr do sol gerada com ambos os eventos de espalhamento

Definir uma câmara e o Sol no cenário

Para gerar imagens do céu é necessário criar um ponto de vista de onde a imagem será gerada, como se estivéssemos a colocar uma câmara no cenário a captar. É necessário então definir as coordenadas da câmara e, mais importante, a direção na qual esta aponta. Para definir esta direção podem-se usar um ângulo azimutal e um ângulo polar. Similarmente é necessário colocar o Sol no cenário. Como o Sol se encontra muito longe da Terra, basta indicar a direção na qual ele se vai encontrar, não sendo necessário definir uma posição para este. Deste modo, se a câmara apontar na mesma direção que a definida para o Sol, este vai-se encontrar no centro da imagem.

Intensidade inicial I_0 da luz

Para se poder calcular a intensidade final da luz é necessário saber qual a intensidade da luz no início do seu trajeto. Sendo que a fonte de luz considerada é o Sol, utiliza-se o seu espectro de emissão para associar uma intensidade a cada comprimento de onda emitida, isto é, cada comprimento de onda λ tem uma intensidade inicial I_0 associada, dadas pelo espectro de emissão solar (ver figura 8).

O espectro é dado pela lei de Planck que permite determinar a radiância espectral $B(\lambda, T)$ de um corpo negro:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (9)$$

Dado que se sabe que a temperatura da superfície do Sol é de aproximadamente 5778 K, aplicando a equação (9) obtém-se o espectro de emissão solar (ver figura 8) e a intensidade inicial da luz por este emitida.

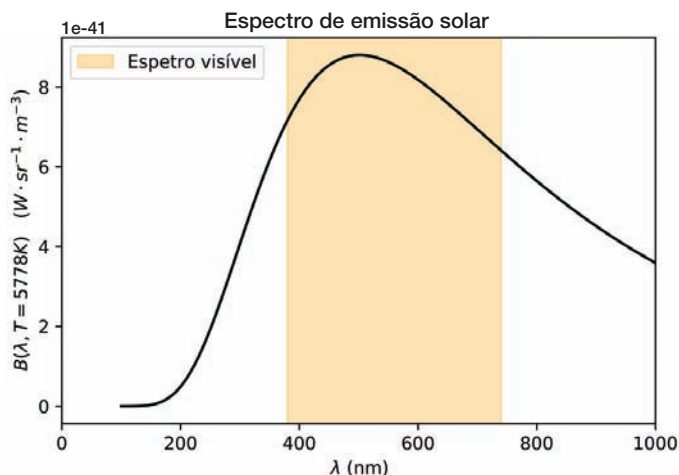


Figura 8 - Espectro de emissão solar.

Inversão do sentido de propagação da luz

A luz propaga-se desde o seu emissor até ao seu recetor, neste caso do Sol até ao olho. Para efetuar os cálculos numéricos, no entanto, considerar toda a luz emitida pelo Sol é um desperdício de recursos computacionais devido à maior parte dessa luz não atingir o alvo, o olho. Deste modo, considera-se o sentido inverso desta propagação, ou seja, como se a luz saísse do olho e terminasse o seu percurso no Sol.

Os cálculos são independentes do sentido de propagação e descritos pelas mesmas equações até agora apresentadas.

Espalhamento para dentro e espalhamento para fora

Vamos estabelecer um “limite” na atmosfera terrestre a partir do qual consideraremos que a luz não sofrerá mais interações (80km de altitude é um valor típico). Considere-se um segmento de reta que une o olho a este limite de acordo com a direção do olhar (fig. 9).

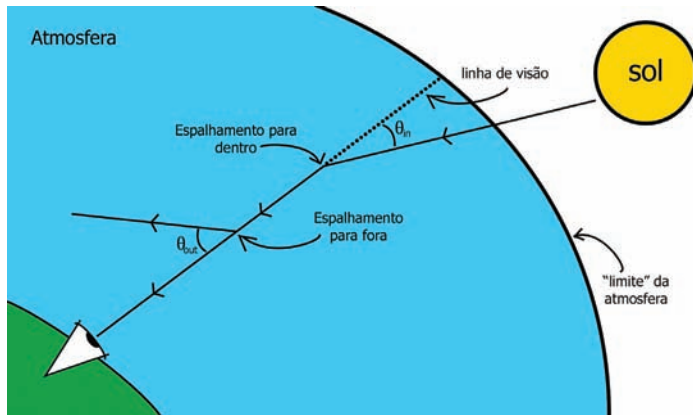


Figura 9 - Esquema ilustrativo do espalhamento para dentro e fora.

Ao longo deste segmento de reta há luz que sofre espalhamento de Rayleigh ou de Mie e que se passa a dirigir ao olho - espalhamento para dentro ou *in scattering* - e há também luz que se desloca ao longo deste segmento de reta direcionada ao olho que é desviada para fora devido aos mesmos eventos - espalhamento para fora ou *out scattering* (ver figura 10).

Os espalhamentos para dentro e fora não são fenômenos distintos dos de Rayleigh e de Mie, são apenas uma maneira de distinguir a quantidade de luz que entra para a nossa linha de visão da que sai devido a espalhamentos tanto de Rayleigh como de Mie.

Espalhamento para fora

Ao longo do segmento de reta referido anteriormente, parte da luz que se dirige ao olho é defletida em várias direções ao longo deste trajeto, diminuindo a quantidade de luz que se propaga ao longo do segmento. O espalhamento para fora num segmento de reta de comprimento S é descrito pela lei de Beer-Lambert [1]:

$$I = I_0 \exp(-\tau(\lambda, h)) \quad (10)$$

$$\tau(\lambda, h) = \int_0^S [\beta_R(\lambda)\rho_R(h) + \beta_M\rho_M(h)] ds \quad (11)$$

Onde I é a intensidade da luz após percorrer esse segmento, I_0 a intensidade inicial e ds uma distância infinitesimal. A quantidade τ é denominada espessura ótica, neste caso dependente dos coeficientes de extinção de Rayleigh e Mie. A equação (10) apenas pode ser calculada por métodos numéricos, uma vez que não existe solução analítica para o integral da equação (11).

De certo modo, a espessura ótica diz-nos o quanto a atmosfera se opõe à propagação da luz numa dada direção, provocando a diminuição da sua intensidade com o aumento do trajeto percorrido na atmosfera.

A diminuição da intensidade da luz com o aumento do trajeto é algo intuitivo de se prever. Algo interessante mas menos intuitivo é o que podemos retirar das equações (10) e (11): a espessura ótica depende do comprimento de onda e quanto menor este, maior a “obstrução” da atmosfera à passagem de luz. Esta dependência enquadra a explicação da luz azul ser mais espalhada que as outras, resultando em que também seja mais espalhada para fora, perdendo assim mais intensidade ao longo do percurso.

Devido a este facto, quando a luz percorre longas distâncias na atmosfera - como quando olhamos para o pôr ou o nascer do Sol - embora a luz azul seja beneficiada pelo espalhamento de Rayleigh, esta “obstrução” a longa distância atenua o azul o suficiente para a cor vermelha se destacar, dando origem ao pôr do Sol como o conhecemos. Este fenómeno não se verifica durante o resto do dia pois a distância que a luz tem de percorrer na atmosfera até ao olho é consideravelmente menor.

Espalhamento para dentro

Considere-se novamente o segmento de reta que une o limite da atmosfera ao olho. Diga-se que este começa no ponto O e termina no ponto P . Para calcular a contribuição do espalhamento para dentro, já contabilizando também o espalhamento para fora, é necessário subdividir esse segmento em segmentos muito pequenos e considerar que para cada subsegmento ocorre um evento de espalhamento fazendo com que a luz entre na linha de visão [2]:

$$I = I_0 \cdot S_{in}(\theta, \lambda, h, s) \quad (12)$$

$$\tau(\lambda, h) = \int_0^S [\beta_R(\lambda)\rho_R(h) + \beta_M\rho_M(h)] ds \quad (13)$$

Onde $\tau(\lambda, h) = \tau_e(\lambda, h) + \tau_s(\lambda, h)$ é a soma da espessura ótica $\tau_e(\lambda, h)$ da luz desde o olho até cada um dos pontos de espalhamento e da espessura ótica $\tau_s(\lambda, h)$ desse mesmo ponto até ao ponto onde a luz atinge o “limite” da atmosfera em direção ao Sol. Note-se que nesta equação se despreza a presença do espalhamento múltiplo.

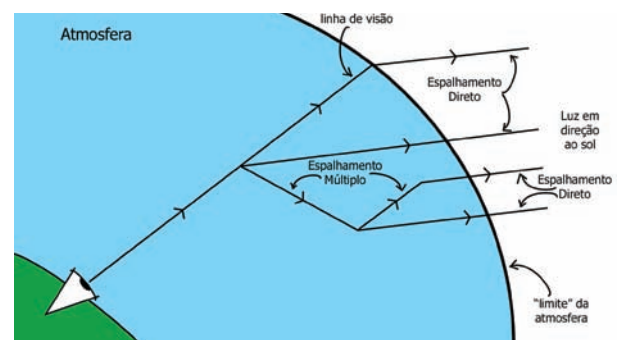


Figura 10 - Esquema ilustrativo do espalhamento para dentro e espalhamento múltiplo, considerando a inversão do sentido de propagação da luz.

Para realizar em *Python* o cálculo do espalhamento para dentro subdividiu-se o segmento de reta da linha de visão em vários subsegmentos e supôs-se um espalhamento direto – enviar a luz diretamente para o sol (ver figura 10) – em cada um destes subsegmentos. Fez-se assim a integração presente na equação (13). Repare-se que a função a ser integrada decai exponencialmente com a altura e a sua contribuição é cada vez menor, sendo por isso apropriado um passo exponencial para a integração numérica de $\tau(\lambda, h)$ [1].

Para melhorar o realismo do algoritmo, envia-se luz em duas direções: em direção ao sol – espalhamento direto – e numa direção aleatória – espalhamento múltiplo – com uma probabilidade arbitrária de se voltar a espalhar. Quando este processo probabilístico terminar, envia-se esta luz diretamente para o Sol.

Realizando esta computação numérica, com ou sem espalhamento múltiplo, obtém-se a intensidade final para um comprimento de onda e feitos os cálculos para os comprimentos de onda vermelho ($\lambda = 680$ nm), verde ($\lambda = 534$ nm) e azul ($\lambda = 440$ nm) - *RGB* - obtém-se a cor de um píxel.

Criando-se um plano de imagem - uma grelha de píxeis com uma largura e altura arbitrárias - a uma certa distância do observador e preenchendo-os com os valores *RGB* calculados para cada um deles, obtém-se finalmente uma imagem crua do céu calculada utilizando o espalhamento atmosférico.

Por fim, uma vez que estas intensidades calculadas muito facilmente atingem valores muito elevados ou muito reduzidos, para uma representação de cores mais dinâmica e realista utiliza-se *tone-mapping*, que alarga a distribuição da intensidade de cores.

Após todos estes efeitos serem contabilizados, os resultados serão semelhantes aos mostrados na figura 7 para o pôr do Sol e na figura 11 para o dia.

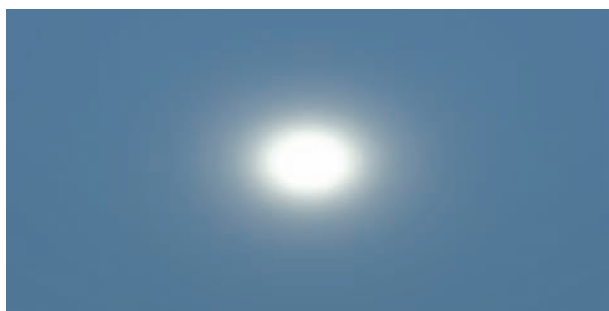


Figura 11 - Imagem gerada do céu durante o dia

Conclusão

A cor do céu é um problema complexo que é explicado em grande parte pelo espalhamento da luz e o programa em *Python* que aqui se descreve, mesmo empregando algumas simplificações, permite a sua resolução com bastante simplicidade e eficácia.

Assim, com o maior espalhamento de Rayleigh de comprimentos de onda de luz azul e também devido à fraca capacidade de deteção dos cones - células recetoras do olho - à luz violeta, a luz que o olho capta com maior intensidade proveniente do céu é o azul, tornando-o desta cor.

Devido à elevada seletividade angular do espalhamento de Mie, o Sol apresenta uma intensidade luminosa muito superior ao resto do céu, dado que a luz proveniente diretamente do Sol sofre desvios angulares muito pequenos.

A longas distâncias, como a luz azul é mais espalhada do que outros comprimentos de onda, é esta que sofre mais o espalhamento para fora do que o espalhamento para dentro, o que está na origem duma maior intensidade da luz vermelha relativamente à azul, tornando o pôr do sol avermelhado.

Agradecimentos

Agradeço ao professor Nuno Castro, docente da UC de Física Computacional pelo auxílio em dar exposição a este projeto e ao professor António Ramires pela ajuda conceptual e algorítmica ao longo do desenvolvimento do mesmo.

Foi um enorme prazer trabalhar e aprender com ambos, e a minha gratidão vai muito além de um curto agradecimento.

Referências

- [1] Nishita, T., Sirai, T., Tadamura, K., & Nakamae, E. (1993, September). Display of the earth taking into account atmospheric scattering. Em Proceedings of the 20th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (pp. 175-182).
- [2] Lopes, Diogo & Ramires Fernandes, António. (2014). Atmospheric Scattering -State of the Art. Em EPCG 2014 - 21º Encontro Português de Computação Gráfica (pp. 63-70).
- [3] Nishita, T., Dobashi, Y., Kaneda, K., & Yamashita, H. (1996, August). Display method of the sky color taking into account multiple scattering. Em Pacific Graphics (Vol. 96, pp. 117-132).



Gilberto Cunha, é estudante de 4.º ano do Mestrado Integrado em Engenharia Física na Universidade do Minho no ramo de Física da Informação. É investigador do CMEMS, onde tem estudado e desenvolvido modelos do sistema visual usando redes neuronais profundas. Descobriu o seu interesse pela Física durante o seu ensino secundário, que completou, em 2017, na Associação Cultural e Recreativa de Fernelos.