

CAPITULO 9

Exemplo de Aplicação Científica da Imagem

1. Imagem Planetária

1.1 A era argêntea

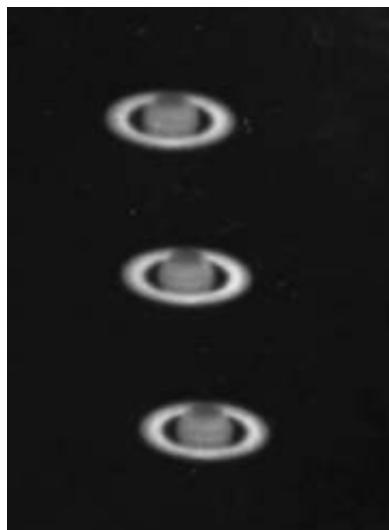
Desde a invenção da fotografia no século XIX, que esta foi empregue como uma “ferramenta” de registo científico. A obtenção e registo de uma imagem fotográfica permite, na sua essência, “congelar” no tempo uma determinada ocorrência ou fenómeno. Essa imagem é posteriormente analisada com todo o rigor possível. Uma das primeiras aplicações foi a obtenção de imagens astronómicas. De inicio apenas do Sol, devido há pouca sensibilidade das chapas fotográficas, depois da Lua e progressivamente com o aumento de sensibilidade, todos os outros corpos celestes.

São efectuadas várias tentativas de obtenção de imagens planetárias, na segunda metade do século XIX.

Em 1857 com um telescópio de 33 cm de diâmetro, *Warren de la Rue* capta sem grande sucesso, imagens de Júpiter e Saturno, com 12 e 60 s de exposição, respectivamente. As imagens planetárias medem apenas 0,5 mm de diâmetro na chapa fotográfica.

Em 1879, *Andrew Ainslie Common* fotografa Júpiter usando um telescópio reflector de 91 cm de diâmetro e 5,30 m de distância focal, com exposição de 1 s, obtendo uma imagem com apenas 1 mm de diâmetro.

É somente em 1885/1886 que os irmãos *Paul Henry* e *Prosper Henry*, fotografam com sucesso Júpiter e Saturno usando o telescópio refractor de 33 cm de diâmetro do Observatório de Paris.



a)

b)



Figura 1a) - Imagens de Saturno e **1b)** - Júpiter obtidas pelos irmãos Henry. 1886

Após 25 anos, as imagens planetárias obtidas com meios mais sofisticados, nomeadamente no então maior telescópio do mundo, o reflector de 1,52 m de diâmetro do Observatório do *Mount Wilson* (Califórnia, EUA), não produziam imagens de melhor qualidade (fig. 2). Se compararmos com as observações e registos visuais, verificamos que estes conseguiam exibir mais detalhe e pormenor do que as imagens argênteas, como podemos comprovar na figura 3.



Figura 2 - Imagens de Saturno obtidas por *E. E. Barnard*, em 1911, com o telescópio de 1,52 m do Observatório do *Mount Wilson*.



Figura 3 - Desenho de Saturno efectuado por *James Edward Keeler* no telescópio refractor de 91,5 cm do Observatório de *Lick* (Califórnia, EUA), (7 de Janeiro de 1889).

O problema inerente à baixa qualidade das imagens deve-se ao factor conjugado da pouca sensibilidade das emulsões com a turbulência atmosférica (*seeing*). A turbulência atmosférica resulta da agitação e mistura das massas de ar na atmosfera. Em consequência disso, como o ar com ligeiras variações térmicas tem densidades diferentes e como o índice de refracção depende desta, a luz proveniente dos corpos celestes é constantemente desviado ao atravessar a nossa atmosfera (fig.4). Uma medida qualitativa dessa turbulência é a cintilação que podemos observar a olho nú, das estrelas no céu. Uma maneira de minorar este efeito é subir em altitude, pois o efeito é tanto maior quanto mais perto estivermos do nível do mar (maior espessura da atmosfera está sobre nós). Por isso os modernos e grandes observatórios são erigidos em montanhas, para minorar a turbulência e ter também menos absorção atmosférica na passagem dos raios luminosos (e menos poluição luminosa também).

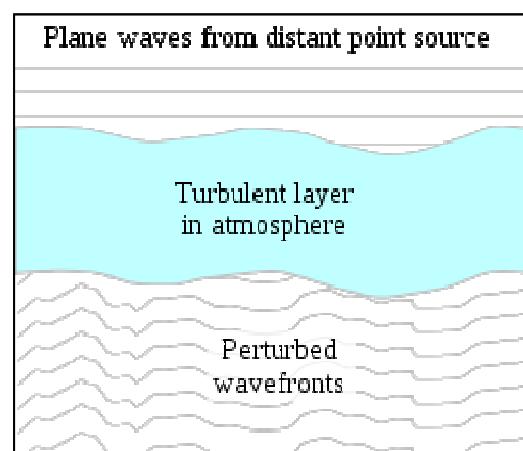


Figura 4 – Esquema de turbulência na atmosfera

A frequência de agitação atmosférica que se observa é da ordem de 100 Hz e a escala típica das células de turbulência é da ordem de 10-20 cm de diâmetro. Para os locais montanhosos, isto resulta, em condições ideais, numa turbulência atmosférica mínima de 0,4''. Ao nível do mar esse valor cresce par vários segundos de arco (2-4''). Uma maneira de quantificarmos a turbulência é através da FWHM (*Full Width at Half Maximum*) – largura do ponto-imagem à sua média intensidade – que podemos ver esquematizado na figura 5.

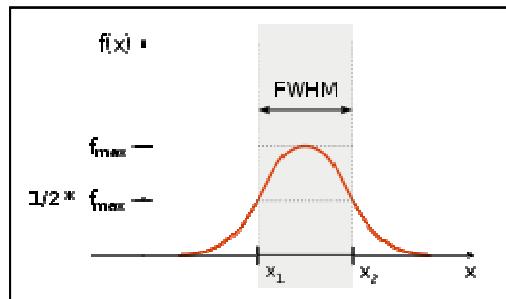


Figura 5 – Definição da FWHM.

Nas figuras 6a) e 6b) são ilustrados casos reais de imagens de fontes pontuais (estrelas) e os respectivos valores do FWHM, resultantes da turbulência média perto do nível do mar.

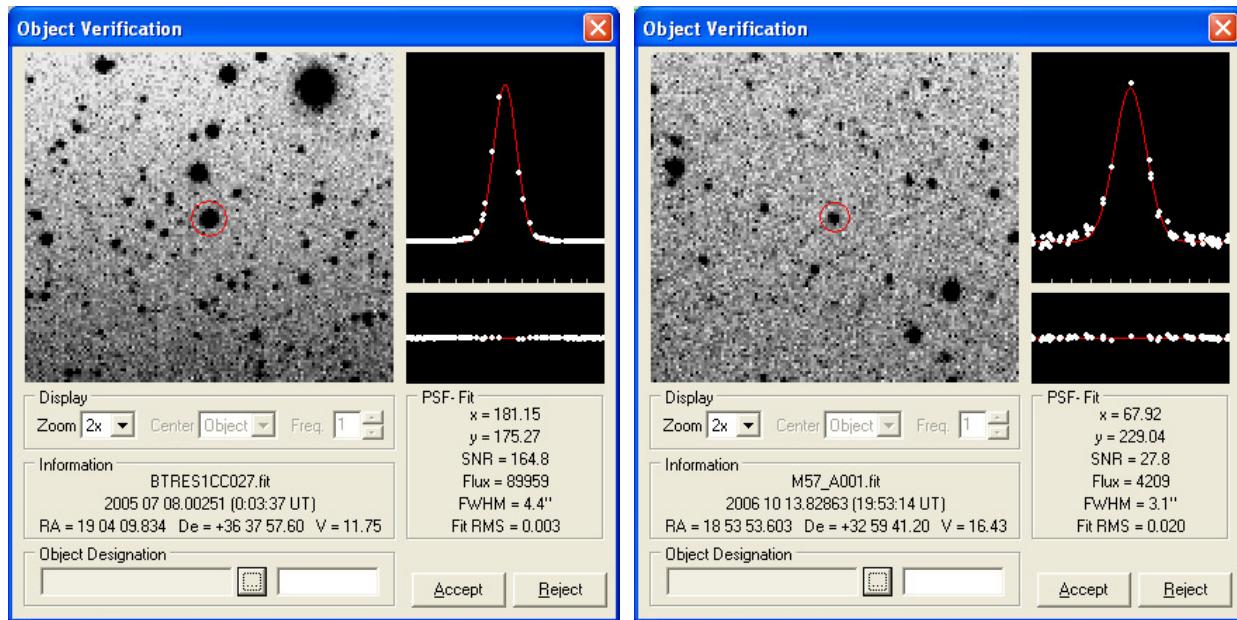


Figura 6a) – Telescópio de 25,4 cm, exposição de 90 s, CCD MX916. e **6b)** - Telescópio de 35,5 cm, exposição de 90 s, CCD MX916.

Se nos lembremos que a resolução teórica dos sistemas ópticos perfeitos (apenas limitados pela difracção) é dada aproximadamente por (critério de *Rayleigh*, para luz amarela):

$$\theta = \frac{13,8}{D} \quad (1)$$

com θ em segundos de arco ('') e D , o diâmetro da objectiva (em cm).

Um telescópio (objectiva) de 50 cm de diâmetro tem assim uma resolução teórica de 0,276'', muito abaixo da resolução que a turbulência atmosférica permite. Daí as imagens obtidas, mesmo nos sistemas ópticos de maior diâmetro, ficarem muito aquém do seu limite de resolução, distorcidas pela nossa atmosfera. Só nos momentos de grande estabilidade atmosférica se podem obter bons resultados. Mas para isso é precioso estar atento, e o observador (ou sistema) tem de perscrutar constantemente a imagem a fim de “captar” esses períodos de acalmia, períodos esses que podem durar desde breves décimas de segundo a dezenas de minutos (ou horas) nos melhores locais do mundo.

Para captarmos imagens com resolução e suficiente detalhe, este tem de ser registado com a escala suficiente para o vermos. Para isso são usadas grandes amplificações (grandes distâncias focais, de metros), o que implica directamente uma abertura relativa enorme (por exemplo f/100). Para as sensibilidades típicas das nossas emulsões, isso faz com que os tempos de exposição sejam “longos”, da ordem de décimos de segundo, período durante o qual a imagem “vibra” devido à turbulência. O uso de emulsões mais “rápidas” não é solução, pois acarreta uma menor resolução final, devido ao seu elevado grão.

Até ao aparecimento dos sensores digitais, as nossas imagens planetárias obtidas da superfície da Terra, nunca foram excelentes, nem mostravam muito detalhe, como podemos ver em imagens de há umas décadas atrás, (fig. 7). Tudo isso mudou com as novas tecnologias digitais (e também devido a estabilizadores de imagem), figura 8.

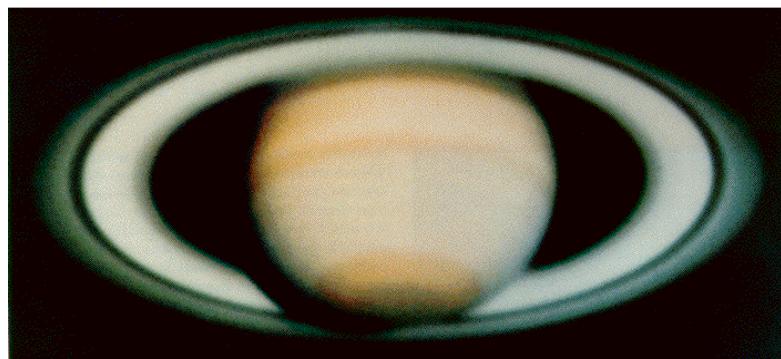


Figura 7 – Saturno. Telescópio de 1,5 m do Observatório de Catalina, 1970.
A divisão de *Cassini* (de 4700 km) é perfeitamente visível.
A resolução na imagem é da ordem dos 2000 km.

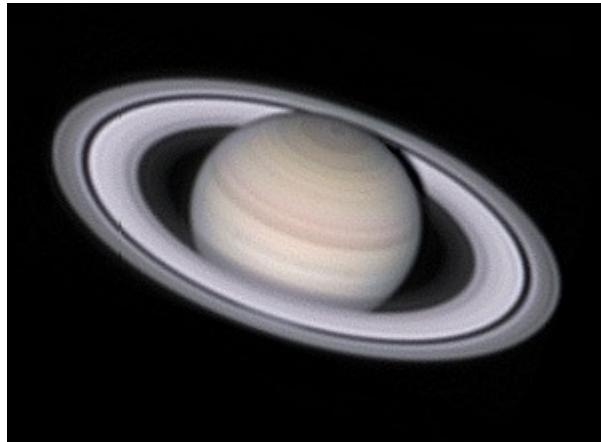


Figura 8 – Saturno. Telescópio de 28 cm, 2003.
Imagen digital obtida por *Damian Peach* (ao nível do mar).

1.2 A era digital

O que mudou com a imagem digital?

As grandes vantagens dos nossos sensores digitais são:

- a sua elevada sensibilidade,
- a facilidade de obter uma imagem em formato digital

A grande sensibilidade dos sensores digitais possibilita a obtenção de imagens de curta integração (exposição temporal muito breve), diminuindo assim em muito o efeito da turbulência atmosférica e da correspondente agitação da imagem. Essa agitação não produz simplesmente um movimento lateral da imagem (um “dançar” constante) mas adiciona também uma deformação à própria imagem. A obtenção da imagem (digital) num breve intervalo de tempo diminui em muito o número de alterações sofridas pela imagem óptica, comparativamente a uma imagem argênteia, obtida num intervalo de tempo superior. Com este procedimento, mesmo que a imagem do planeta fique com uma relação Sinal/Ruído - SNR pequena, decorre a outra vantagem – o de dispormos de uma imagem digitalizada (digital). Assim sendo, podemos facilmente criar uma imagem final melhor, com uma relação SNR muito maior, por adição digital de muitas imagens individuais. Os programas existentes têm a habilidade de, analisando as muitas imagens individuais obtidas (em rápida sequência ou mesmo em filme), automaticamente seleccionarem somente aquelas de melhor qualidade para a soma final.

A figura 9 ilustra, em simulação, o efeito da turbulência que se pretende “eliminar”. Embora o simulado na figura seja para um mesmo tempo de integração, um aumento crescente da turbulência atmosférica, a figura pode também servir para ilustrar o caso em que a turbulência seja constante e em que os tempos de integração vão sendo progressivamente maiores (nesse caso as imagens de maior exposição estarão mais degradadas e mais brilhantes).

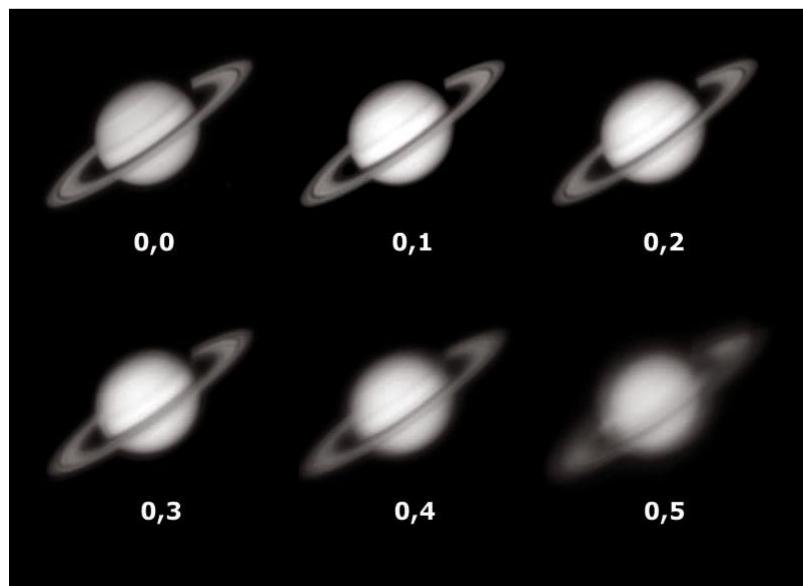


Figura 9 – Simulação do efeito da turbulência. (escala relativa de turbulência: 0,0 - nula a 0,5- elevada) em imagens planetárias de Saturno, num telescópio do tipo *Schmidt-Cassegrain* com 20 cm de diâmetro a f/10. (Imagens geradas com o auxílio do programa Aberrator 3.0)

Mas mesmo que consigamos “congelar” a atmosfera, quem garante que conseguimos registar com o nosso equipamento todo o pormenor na nossa imagem óptica? Será possível obter uma imagem digital com a resolução exibida pelo nosso sistema (considerado aqui como perfeito, unicamente limitado pela difracção)?

A teoria da amostragem diz-nos que se queremos registar/reproduzir/retratar um determinado sinal (temporal ou espacial), temos que o amostrar/colectar pelo menos com o dobro da frequência de Nyquist (f_N).

Teorema de Nyquist.

$$f_{am} > 2f_N \quad (2)$$

em que f_{am} é a frequência de amostragem do nosso sinal.

A figura 10 ilustra o efeito de uma amostragem f_{am} correcta, maior que $2f_N$, igual a f_N e inferior a f_N , ambas estas últimas com reprodução errada do sinal.

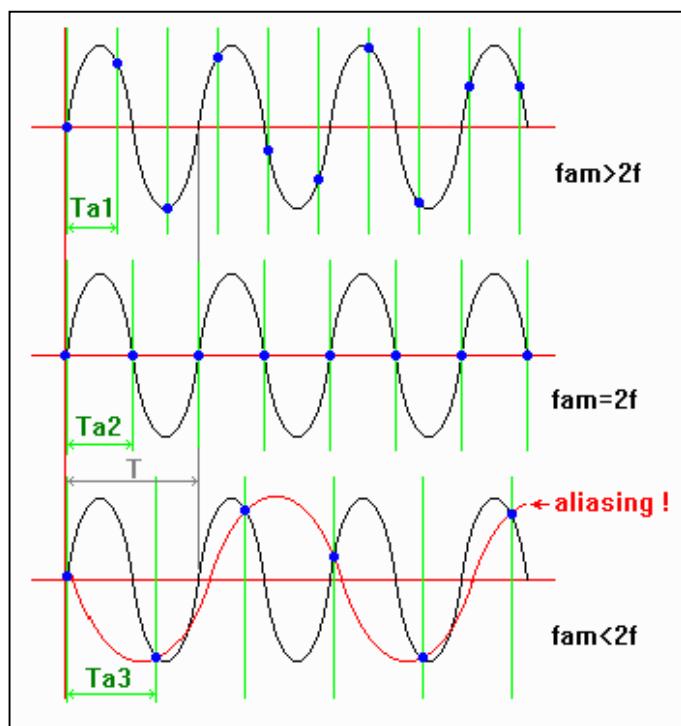


Figura 10 – Consequências da relação da f_{am} com a f_N , na reprodução de um sinal.

No caso da imagem fotográfica o nosso domínio é espacial - a nossa frequência é espacial. Quando estamos a falar da resolução de um filme (suporte argênteo), por exemplo de 50 linhas por milímetro, estamos a expressar esta frequência espacial.

Se o nosso sistema óptico tem uma resolução teórica de $0,6''$ ($1'' = 1/3600^\circ$), isso equivale a termos uma frequência espacial de 6000 linhas/ $^\circ$ (f_N). Para obtermos uma imagem com o dobro dessa frequência espacial, que será então de 12000 linhas/ $^\circ$, teremos de o fazer com um elemento de imagem de dimensão $0,3''$, (que pode ser o tamanho relativo do nosso pixel na imagem).

Se a turbulência for superior à resolução teórica do sistema óptico (que acontece para os pequenos sistemas ao nível do mar), por exemplo de $0,8''$ (o que é muito bom), então para obtermos boas imagens teremos de amostrar a imagem com pixéis de $0,4''$.

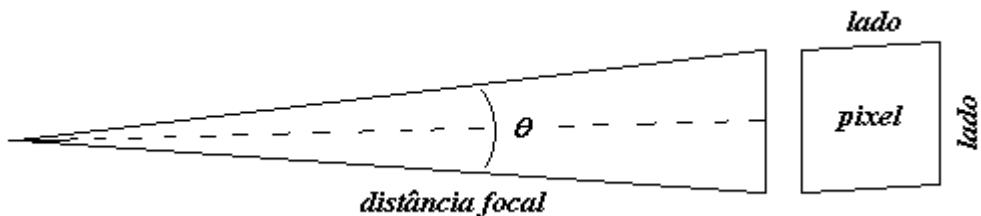


Figura 11 – Relação geométrica entre a distância focal, o tamanho do pixel e o correspondente ângulo subentendido.

Se por exemplo, tivermos um sensor *Kodak* baseado no pixel quadrado de $9 \mu\text{m}$, qual terá de ser a distância focal do nosso sistema óptico para nos fornecer um pixel a subentender $0,4''$?

A partir da figura 11, podemos determinar que:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\frac{\text{lado}}{2}}{dfocal} \quad (3)$$

com o ângulo θ em graus.

Vem então (de 3), que é necessária uma distância focal de 4641 mm para que um pixel quadrado com de 9 μm subentende 0,4''. Se tivermos um pixel com apenas 6 μm a equipar o nosso sensor, então basta uma distância focal de 3094 mm para obter o mesmo efeito final. Cumprido isto, neste caso, como passamos de uma simples imagem aparentemente sem grande detalhe, para uma imagem final com bastante detalhe, inclusive com informação cromática, tal como podemos ver na figura 12.

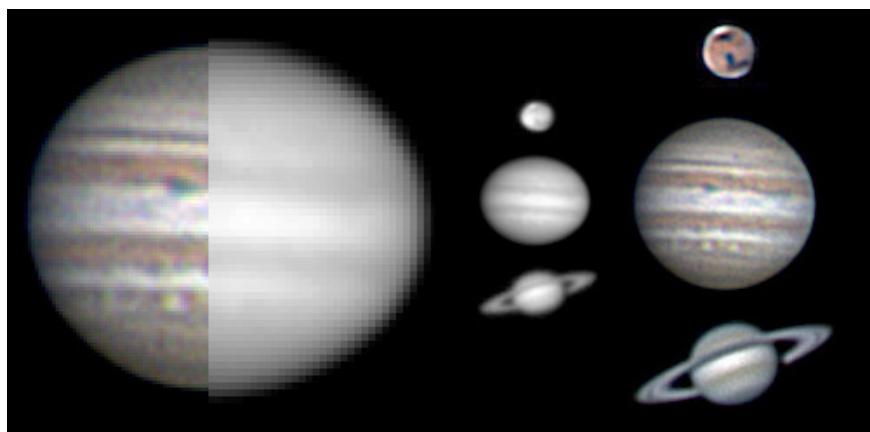


Figura 12 – Exemplo de imagens planetárias de; Marte, Júpiter e Saturno. Imagens individuais e imagens finais. (António Cidadão).

Mas a consequência de somar muitas imagens ainda tem mais efeitos positivos. Nas mesmas condições perfeitas e com a mesma amostragem espacial, uma só imagem pode no entanto ficar aquém do que se consegue adicionando várias (dezenas ou centenas) com menor SNR. O sumário dos passos sequenciais de processamento que pode ser utilizado está retratado na figura 13. A imagem original de Júpiter (à esquerda) foi obtida com uma amostragem de 0,75''/pixel e um filtro vermelho. O passo A consiste no aumento de nitidez, ampliação e correção da geometria planetária da imagem original. O passo B consiste “no recorte” da imagem de modo a poder ser perfeitamente alinhadas com as restantes. No passo C é feita a média de um determinado número de imagens recortadas (dezenas ou centenas) de modo a originar uma imagem final (no canal vermelho). Esta imagem R final, exibindo uma melhor relação SNR e uma maior resolução que as correspondentes imagens originais, pode então ser usada na combinação com imagens semelhantes produzidas com filtros verde G e azul B de modo a obter uma imagem RGB a cores reais. Este passo final D é facilmente efectuado com programas de processamento de imagem como o Adobe Photoshop.

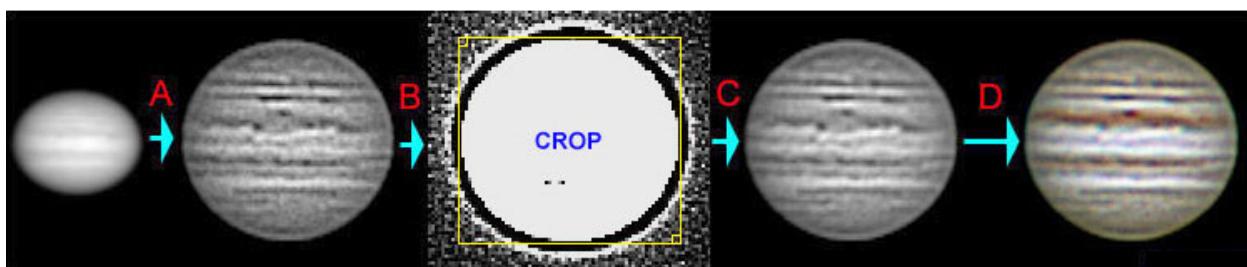


Figura 13 – Sequência de processamento de imagens planetárias. (António Cidadão).

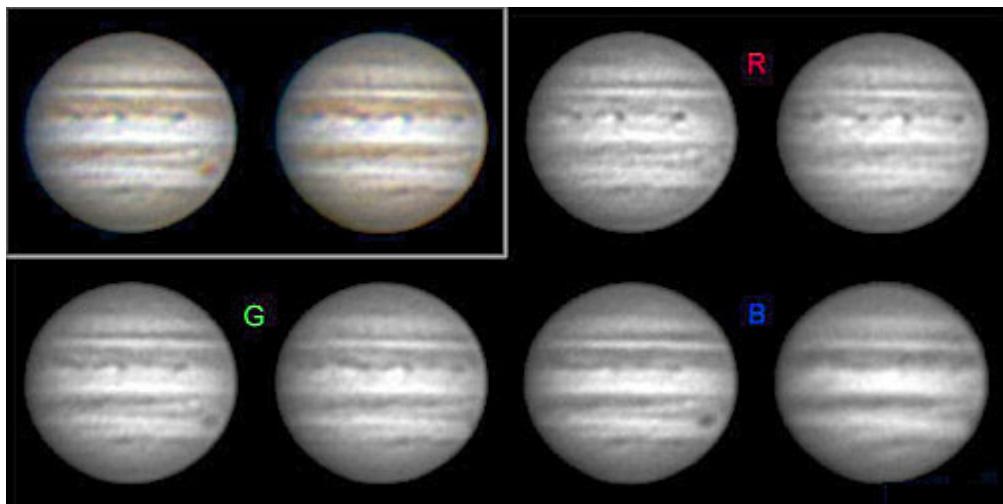


Figura 14 – Imagens finais RGB e respectivas imagens R, G e B.
Intervalo de tempo entre imagens finais: 30 minutos. (António Cidadão).

Na figura 14 podemos ver duas imagens finais, resultado da adição de imagens filtradas. De notar que para iguais tempos de integração, o canal azul (B) tem menor relação SNR, resultado da menor eficiência quântica do sensor neste canal de cor.

Mesmo com “máis condições de turbulência”, podemos ir “buscar” resolução pelo simples facto de adicionarmos digitalmente as imagens. Vejamos então a “super-resolução”, técnica que emprega algoritmos de "super-resolução". Eles são usados por rotina, e foram desenvolvidos para aplicação às imagens do telescópio espacial *Hubble*, e dão também excelentes resultados no processamento de imagens provenientes de missões da NASA a planetas do nosso Sistema Solar,

1.2.1 A “super-resolução”

Qual é a razão de ser dos algoritmos de "super-resolução"? Eles destinam-se a tentar compensar um problema real que existe mesmo nos detectores CCD de topo de gama que equipam os instrumentos astronómicos mais recentes: a sua limitada resolução, devido à dimensão não desprezível dos pixéis que os constituem. Em resumo, o que estes algoritmos fazem é tentar aproveitar a distinta informação presente em diferentes fotografias do mesmo objecto (ex. diferenças no padrão dos pixéis que formam a imagem). Tais diferenças entre imagens existem sempre, sendo devidas às inúmeras combinações de padrões de pixéis motivadas mesmo por ligeiros desfasamentos que ocorrem entre a imagem produzida pelo instrumento e a matriz "grosseira" de pixéis que a detecta. Aplicando estes métodos é possível extrair informação adicional das imagens, e conseguir resoluções reais que correspondem a uma fração da dimensão dos pixéis do detector. Significa isto que, mesmo estando em condições de subamostragem (não seguindo exactamente o teorema de Nyquist), podemos obter boas ou mesmo excelentes imagens.

A figura 15 explicita o princípio da "super-resolução". As condições de amostragem óptimas (2 pixéis por 0,5") para trabalho de alta resolução com um telescópio de 25 cm de abertura (resolução teórica de 0,5") são apresentadas à esquerda. De acordo com o posicionamento de um determinado ponto da imagem sobre a matriz de pixéis do CCD, uma diferente imagem será produzida. É admissível que o padrão em forma de cruz seja o mais frequente, dado que o padrão com a forma de um quadrado apenas ocorre quando se verifica uma sobreposição precisa entre o ponto de imagem e os pixéis. Em ambos os casos, a dimensão do padrão de pixéis que produzem a imagem e o ponto de imagem propriamente dito são muito semelhantes.

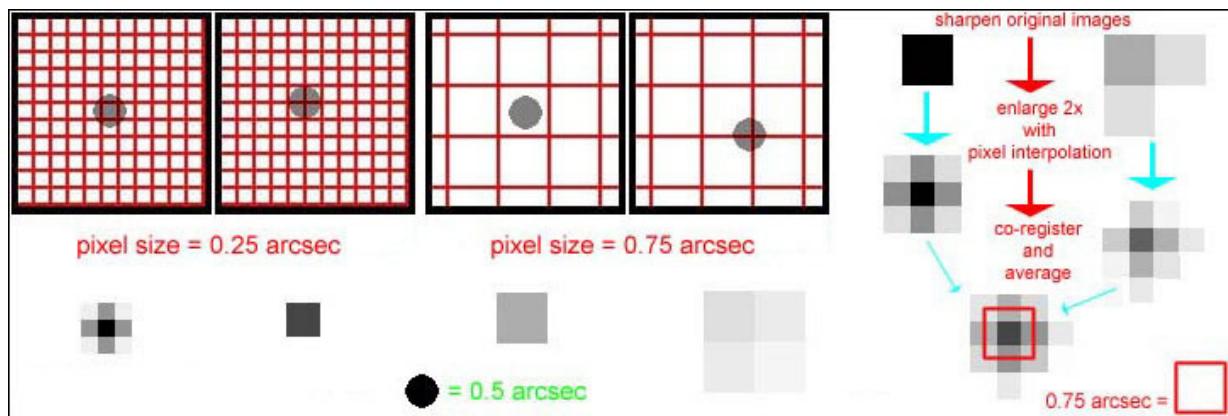


Figura 15 – Procedimento para melhorar a resolução final das imagens.

Tais semelhanças são particularmente notórias quando se faz a média de um grupo de imagens bem alinhadas. As condições de marcada sub-amostragem são demonstradas ao centro. É evidente que a melhor imagem possível de um ponto de 0,5" de arco será um quadrado de 0,75" de lado (ou seja, um único pixel). No entanto, o padrão de pixéis resultante pode ser muito mais desfavorável quando o ponto de imagem cai sobre mais do que um pixel. Numa tentativa de ultrapassar parcialmente este problema, é usado a rotina de procedimento mostrado à direita. As imagens são primeiramente sujeitas a um aumento de nitidez e depois ampliadas 2x com interpolação dos valores dos pixéis adjacentes. Embora estes passos apenas produzam uma imagem maior com pixéis do mesmo tamanho, é na prática equivalente a "simular" uma imagem do mesmo tamanho mas com pixéis mais pequenos (metade da dimensão original). Tais imagens podem ser muito mais precisamente alinhadas (registadas). O objectivo final é ser capaz de obter imagens finais com maior resolução que a exibida por cada uma das imagens originais, nomeadamente atingir pelo menos a resolução de 0,75". O limite de resolução teórico do sistema óptico (telescópio) poderá não ser atingido, mas ocorre uma melhoria nítida na definição das imagens. Muitos softwares empregam esta técnica, por vezes referida de "drizzling". Na figura 16 podemos comparar imagens digitais obtidas da Terra e do espaço.

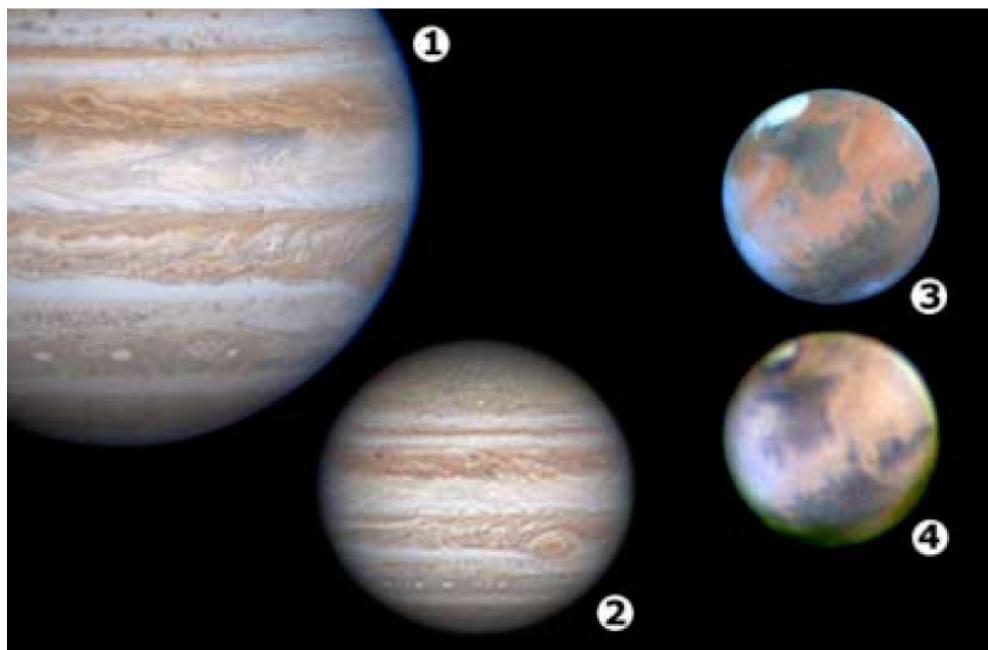


Figura 16 – Imagens dos planetas Júpiter e Marte. 1 - Júpiter (sonda *Cassini*), 2 - (António Cidadão, 2001), 3 - Marte (Telescópio Espacial *Hubble*), 4 - (António Cidadão, 1999).