

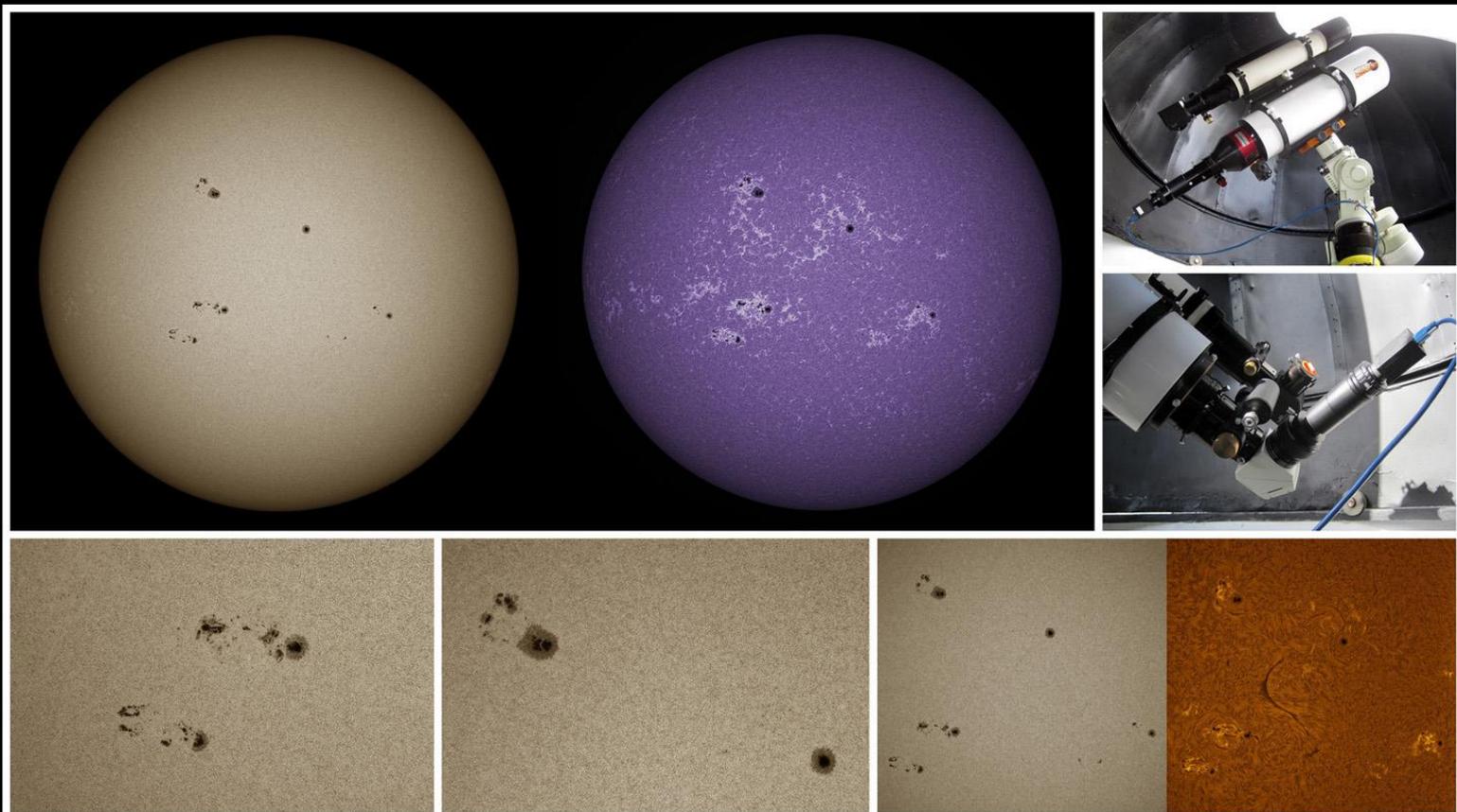


APAA

Associação
Portuguesa
de Astrónomos
Amadores

ASTRONOMIA de Amadores

N.º 47 Julho/Dezembro 2014



MODIFICAÇÃO DAS MONTAGENS EQUATORIAIS PARA SIMPLIFICAR A SUA COLOCAÇÃO EM ESTAÇÃO
Helder Galdes

A TIRAGEM EM ASTROFOTOGRAFIA E EM MACROFOTOGRAFIA
Pedro Carreira Martins

SOBRE O PROBLEMA DO ARRASTAMENTO NAS FOTOGRAFIAS DE ESTRELAS SEM SEGUIMENTO DA CÂMARA
Guilherme de Almeida

SUPERFÍCIES ÓPTICAS: ERRO NA SUPERFÍCIE E ERRO NA FRENTE DE ONDA
Guilherme de Almeida

NÃO COMPRE UM TELESCÓPIO DEMASIADO GRANDE
Guilherme de Almeida

FAÇA VOCÊ MESMO – CABO EQDirect
João Alveirinho Correia

ESTUDO DA ESTRELA VARIÁVEL DE PERÍODO LONGO R BOOTES COM RECURSOS REDUZIDOS
João Alveirinho Correia

ISAACS ROBERTS'S PHOTOGRAPHS OF CLUSTERS AND NEBULAE
Pedro Ré

APAA

Associação Portuguesa
de Astrónomos Amadores



ASTRONOMIA DE AMADORES

Revista de divulgação astronómica (n.º 47) — Julho/Dezembro — ano 2014

Propriedade: Associação Portuguesa de Astrónomos Amadores (APAA); P.C. n.º 501 213 414.

Sede: Rua Alexandre Herculano, 57- 4.º Dto., 1250 - 010 Lisboa (telefone: 213 863 702)

email: info@apaa.co.pt • <http://apaaweb.com/>

*REPRODUÇÃO PROIBIDA, EXCEPTO SOB AUTORIZAÇÃO EXPRESSA DA DIRECÇÃO DA APAA.
AS REFERÊNCIAS E AS CITAÇÕES DEVEM INDICAR EXPLICITAMENTE A ORIGEM.*

REVISTA ASTRONOMIA DE AMADORES

Equipa redactorial: Pedro Ré, Guilherme de Almeida.

Periodicidade: Semestral

Distribuição: a Revista **ASTRONOMIA DE AMADORES** é distribuída gratuitamente a todos os associados que à data da publicação do respectivo número estejam em pleno gozo dos seus direitos, assim como aos sócios honorários e membros do Conselho Técnico e Científico.

Conselho Técnico e Científico: Alcaria Rego, Alfredo Pereira, António Cidadão, António da Costa, Cândido Marciano, Carlos Saraiva, Guilherme de Almeida, José Augusto Matos, Pedro Ré e Rui Gonçalves.

Colaboraram neste número: Pedro Ré, Guilherme de Almeida, José Pedro Carreira Martins, Helder Galdes e João Alveirinho Correia.

Artigos para publicação: Os trabalhos destinados a publicação, devem ser fornecidos em formato Word 7 ou anterior, acompanhados de memorando explicitando o fim a que se destinam e sendo o conteúdo da responsabilidade dos autores. Só serão aceites trabalhos originais. Os artigos destinados a publicação serão previamente apreciados por um ou mais membros do Conselho Técnico e Científico ou da Redacção que, caso entendam necessário, incluirão nota devidamente assinalada. A APAA encoraja os seus sócios (e até os não sócios) a enviar artigos. Estes traduzem a opinião dos autores, e não necessariamente os pontos de vista da APAA.

ASSOCIAÇÃO PORTUGUESA DE ASTRÓNOMOS AMADORES (APAA)

Direcção

Presidente: Pedro Ré; **Vice-Presidente:** Carlos Saraiva; **Tesoureiro:** Pedro Figueiredo; **Secretário:** Vítor Quinta;

Secretário-Adjunto: Raimundo Ferreira.

Mesa da Assembleia-Geral

Presidente: António Magalhães; **Secretário:** Rui Gonçalves; **Vogal:** José Egeia.

Conselho Fiscal

Presidente: José Cardoso Moura; **Vogal:** Paulo Coelho; **Vogal:** Miguel Claro.

Pagamento de quotas

2ª a 5ª feira: das 10 h às 13 h e das 15 h às 19 h;

Pagamentos em cheque cruzado à ordem da APAA, vale postal ou transferência bancária.

Novos sócios:

Para se inscrever na APAA, basta enviar por carta, ou entregar pessoalmente na sede, uma folha A4 contendo nome, morada, data de nascimento, habilitações literárias e endereço e-mail (caso tenha), acompanhado de meio de pagamento da inscrição (5 Euros) e das quotas de pelo menos um trimestre (6 Euros). A quota mensal é de 2 Euros/mês. Os jovens até 25 anos têm uma redução das quotizações de 50%. Em <http://apaaweb.com/> existe um formulário de inscrição on-line que poderá facilitar todo este processo.

OBSERVATÓRIO APAA

Este observatório resulta de um protocolo estabelecido entre a APAA e o Planetário Calouste Gulbenkian. Denomina-se "Observatório Comandante Conceição Silva" e encontra-se anexo ao Planetário em Belém, junto ao Mosteiro dos Jerónimos.

ÍNDICE

MODIFICAÇÃO DAS MONTAGENS EQUATORIAIS PARA SIMPLIFICAR A SUA COLOCAÇÃO EM ESTAÇÃO	3
Helder Geraldes	
A TIRAGEM EM ASTROFOTOGRAFIA E EM MACROFOTOGRAFIA.....	9
Pedro Carreira Martins	
SOBRE O PROBLEMA DO ARRASTAMENTO NAS FOTOGRAFIAS DE ESTRELAS SEM SEGUIMENTO DA CÂMARA.....	14
Guilherme de Almeida	
SUPERFÍCIES ÓPTICAS: ERRO NA SUPERFÍCIE E ERRO NA FRENTE DE ONDA.....	19
Guilherme de Almeida	
NÃO COMPRE UM TELESCÓPIO DEMASIADO GRANDE	28
Guilherme de Almeida	
FAÇA VOCÊ MESMO – CABO EQDirect	32
João Alveirinho Correia	
ESTUDO DA ESTRELA VARIÁVEL DE PERÍODO LONGO R BOOTES COM RECURSOS REDUZIDOS.....	34
João Alveirinho Correia	
ISAACS ROBERTS’S PHOTOGRAPHS OF CLUSTERS AND NEBULAE	39
Pedro Ré	

FOTOGRAFIA DA CAPA

SUN (20140607). WL, Ca-K & H-alpha. LUNT152 F/6, TV101 F/5.4 Pedro Ré (2014)
<http://re.apaaweb.com>

MODIFICAÇÃO DAS MONTAGENS EQUATORIAIS PARA SIMPLIFICAR A SUA COLOCAÇÃO EM ESTAÇÃO

Helder Geraldês*

geraldes.helder@gmail.com

<https://www.facebook.com/geraldes.helder>

Todos temos um ou outro procedimento para colocar um sistema GO-TO em estação. Esse procedimento tem maior ou menor número de etapas a seguir, mas o fim é sempre o mesmo: apontar o eixo polar da montagem ao pólo celeste que se encontra acima do horizonte no local onde nos encontramos (no meu caso pessoal, o pólo sul celeste, mas o procedimento serve igualmente bem para os observadores no hemisfério norte).



Fig 1. Imagem das proximidades do pólo celeste sul, foi feita com uma Canon 300D e uma lente de 1000mm f5,6, ISO=1600, exposição de 58 s. Pode ver-se o laser verde e a direcção por ele apontada, em relação às estrelas (Helder Geraldês, 2014).

* - No presente número de "Astronomia de Amadores" temos o prazer de incluir este interessante artigo de Helder Geraldês, astrónomo amador português que vive em Moçambique (latitude 26° S).

A modificação e os procedimentos seguidos

As montagens equatoriais (abreviadamente montagens EQ) trazem incorporada uma pequena luneta polar para ajudar no alinhamento. A alteração que criei pode ser aplicada em qualquer equipamento que tenha esta luneta polar. Nunca me consegui entender com esse sistema. As estrelas visíveis (a olho nu) estão muito longe do pólo celeste sul e toda a proximidade dele é um "buraco negro" bastante grande. Os observadores no hemisfério norte têm mais sorte, beneficiando da estrela Polar, mas ainda assim precisam de localizar estrelas ainda mais próximas do pólo celeste norte (necessariamente menos brilhantes), pelo que este meu método é também aplicável.

Utilizando a tecnologia actual, procurei uma modificação que pudesse ser revertida, caso não fosse do meu agrado, e que simplificasse o procedimento da colocação do sistema em estação (a colocação da montagem em estação é também chamada *alinhamento polar*).

Então, desmontei o buscador polar para retirar todo o miolo dele, desde a lente ocular, à objectiva, passando pelo retículo) que nos mostra as estrelas/constelações próximas do pólo e até o LED que ilumina esta máscara. Fiquei apenas com o tubo, que voltei a colocar no respectivo local. Coloquei um laser verde na parte traseira do tubo (**Fig. 2**), fixo com uma rolha plástica ou de borracha, de forma que fique de fora o interruptor que acende o laser. A parte da frente deste ponteiro fica numa posição tal, que substituindo os parafusos em estrela que fixavam a máscara por outros ligeiramente mais compridos, consegui fixar a frente do ponteiro laser.



Fig 2. Pormenor do encaixe do ponteiro laser verde no tubo onde antes estava a óptica do buscador polar (Helder Geraldes, 2014).

Fig 3. Outro pormenor do encaixe do laser verde no tubo do buscador polar (à direita), podendo ver-se os parafusos de fixação e alinhamento (Helder Geraldes, 2014).



Fig 4. Fases do alinhamento do feixe do laser verde com o eixo mecânico de ascensão recta (eixo polar): **1-** feixe a sair da montagem; **2-** posição de alinhamento mecânico. (Helder Geraldes, 2014).

Afinação do laser em relação ao eixo de ascensão recta (eixo A.R.)

Para afinar o laser de forma a ficar exactamente alinhado com o eixo da AR, aponto o conjunto a um alvo colocado a 50 m (ou mais longe) e vou ajustando os parafusos em estrela (Figs. 3 e 4), de forma que ao rodar a montagem em torno do eixo polar, o ponto luminoso projectado numa superfície distante não se desvie mais de 25 mm. Isto dá-me uma precisão de mais ou menos 1,7' de arco (0,0283°). Com um pouco de paciência consigo uma exactidão quase absoluta.

Usei uma luneta buscadora para observar o ecrã à distância e confirmar melhor a localização do ponto e os seus desvios. Este procedimento é crucial para uma óptima colocação do sistema em estação. Se ficar tudo bem fixo, nunca mais necessitarei de voltar a fazer esta afinação, embora seja sempre bom confirmar o seu alinhamento.

Escolha de estrelas de referência muito próximas do pólo celeste sul

A estrela *Sigma Octantis* (σ Oct) não está suficientemente próxima do pólo celeste sul para permitir exactidão adequada (encontra-se a 1,04° do pólo). Pessoalmente, uso a estrela HIP 48752, de mag 7,8, e a estrela BQ Oct = HIP 71348, de mag 7,23, que formam um triângulo rectângulo com o pólo celeste sul, que está próximo de duas estrelas de mag 11,71 e 11,16. Estas últimas estrelas estão a cerca de 7' de arco do pólo, na linha da BQ Oct para o pólo celeste, como mostro na Fig. 5. É claro que os observadores no hemisfério norte deverão escolher as suas estrelas mais convenientes.

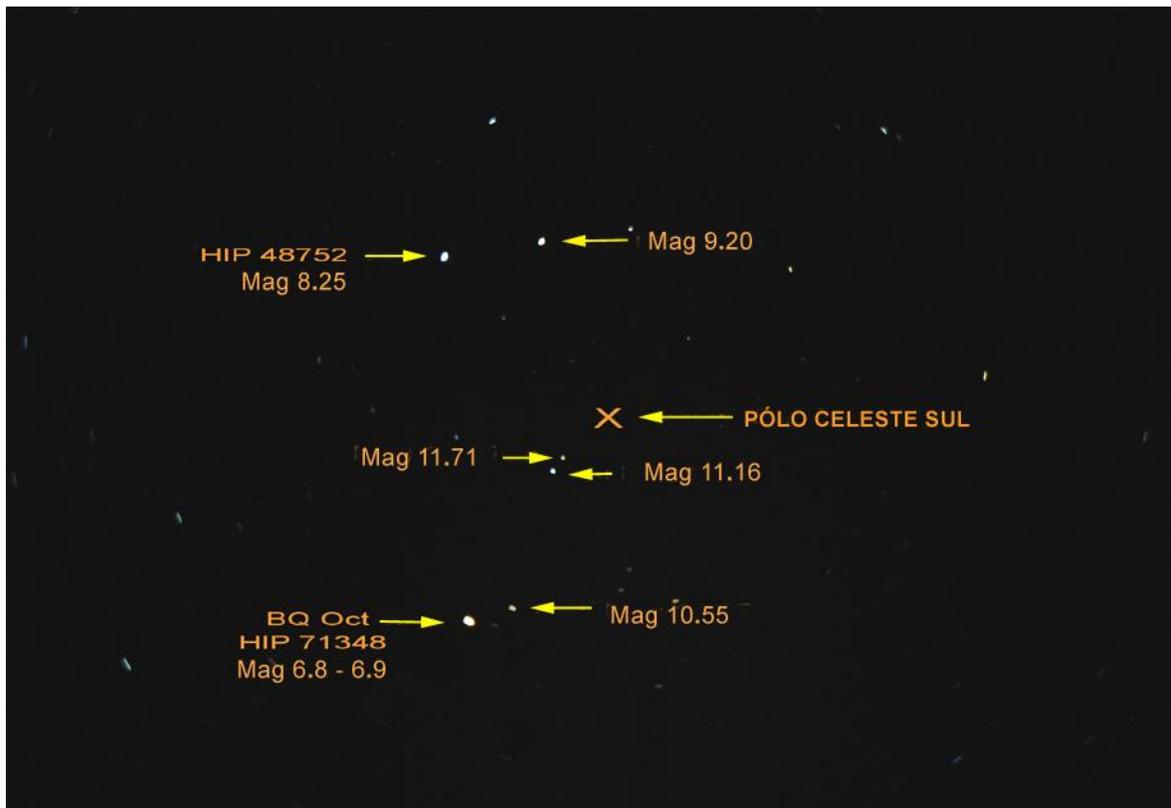


Fig 5. Identificação das estrelas de referência mencionadas no texto. Imagem obtida no foco principal de um telescópio de Newton $D = 200$ mm $f/5$, câmara Canon 300D, ISO 100, exposição de 5 min (Helder Geraldes, 2014).

Colocação do nosso sistema em estação

No local de observação, com o sistema parqueado, colocamos o telescópio na montagem e montamos o respectivo contrapeso. Ligamos o laser e ajustamos o telescópio, fazendo rodar o tubo do instrumento em torno do eixo de declinação até encontrar a "extremidade" aparente do feixe verde no céu (veja-se a nota final **1.**), ajustando de forma a que a posição apontada pelo laser caia no centro do campo de visão (**Fig. 6**).

Continuando com o sistema parqueado, e espreitando pelo telescópio, vamos ajustar o azimute e a elevação do eixo polar da montagem, de forma a apontarmos o laser ao pólo celeste. Se o telescópio ou outro equipamento que usamos não tiver abertura suficiente para vermos as estrelas mais próximas do pólo, podemos usar fotografia ou uma câmara sensível.

Após este alinhamento procedemos ao arranque do sistema normalmente, com o alinhamento das 3, 2, ou 1 estrela.

Fig 6. Simulação do aspecto observado através da ocular do telescópio, podendo ver-se as estrelas e o feixe verde (Helder Geraldês, 2014).



Um aspecto importante a considerar

Na maior parte das montagens equatoriais alemãs, o eixo polar e o eixo de declinação cruzam-se entre si. O eixo de declinação (o que leva os contrapesos) está na frente do eixo óptico do buscador polar, obstruindo a passagem da luz. Para evitar este inconveniente, os fabricantes das montagens equatoriais alemãs (do tipo da GP, GPD, EQ4, HEQ5, EQ6, , etc.) fazem um furo atravessado no eixo de declinação, de tal modo que, para

uma dada posição de rotação deste eixo, esse furo fica alinhado com o eixo polar, permitindo a passagem da luz das estrelas para o buscador polar.

O referido furo só fica a deixar passar luz quando o tubo do telescópio estiver orientado aproximadamente na direcção este-oeste. Ao virar o tubo para o pólo celeste, esse furo fica atravessado e bloqueia a passagem da luz. Com a transformação proposta neste artigo, substituindo o buscador polar pelo laser verde, o problema mantém-se, como é óbvio. Para evitar este problema há duas soluções possíveis:

- 1.** Afrouxar os parafusos que estão abaixo da dovetail fêmea (**Fig. 7**), girando 90° a base onde se assenta o telescópio, de modo que este aponte o pólo celeste já com o furo orientado à passagem da luz. O ajuste pode ser regulado e afinado de tal modo que o telescópio vise o pólo celeste, como se mostra na figura 6. Os leitores que não desejem fazer isto podem optar pela solução 2.



Fig. 7. Indicação dos parafusos que permitem rodar o suporte fêmea da dovetail (Helder Geraldtes, 2014).

2. Utilizar outro telescópio, ou o mesmo telescópio assente em outra montagem, colocado ao lado da montagem em alinhamento. De facto, o que interessa é observar, com ajuda de amplificação, para onde aponta o eixo polar, materializado pelo feixe luminoso verde.

Para verificar se o eixo polar da montagem está correctamente apontado ao pólo celeste, nem é preciso usar o telescópio que está sobre essa montagem. Basta qualquer outro telescópio, até mesmo um pequeno Dobsoniano, colocado mesmo ali ao lado e apontado para a zona do céu que interessa. Através dele pode-se ver se o feixe verde aponta realmente para onde deve. Pode-se corrigir na montagem e verificar, olhando através do telescópio ao lado.

Além de ser prático, isto tem uma importantíssima vantagem: apontar um telescópio (em montagem equatorial) para o pólo celeste é operação demorada e frustrante (por questões de geometria), dado que as correcções e a pontaria da montagem equatorial

tornam-se extremamente penosas nessa região do céu (pela mesma razão, apontar um telescópio Dobsoniano para o zénite, com rigor, é penoso e maçador): são limitações de geometria em cada um dos casos referidos. Mas um telescópio em montagem altazimutal aponta facilmente para o pólo celeste, orientando-o para a "extremidade aparente" do traço verde do laser no céu (este apontar é auxiliado pelo próprio buscador do telescópio pesquisador). Isto permite ver com precisão (por exemplo com amplificação de 50x ou mais) se o feixe verde aponta mesmo para aquela parte do céu, podendo ver-se as estrelas de referência mais ténues.

A questão da paralaxe, pelo facto de o "telescópio pesquisador" estar ao lado, é insignificante. Por exemplo, se o telescópio de verificação estiver desviado lateralmente 60 cm (0,60 m) do laser verde, isso a um quilómetro de distância dá uma paralaxe de $0,6/1000$ radianos = $0,0006$ radianos = $0,03438^\circ = 2,06'$. Como o feixe luminoso do laser se vê a mais de 1000 m, o erro de paralaxe será ainda menor do que 2 minutos de arco.

Conclusão

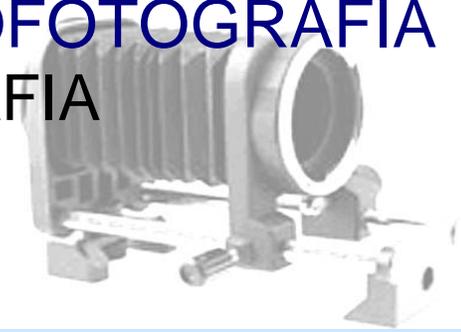
Os resultados obtidos com este procedimento são prometedores. Ainda sem muita experiência com este novo dispositivo, mas conhecendo já a localização das estrelas próximas do pólo celeste sul assinaladas na **Fig.5**, em cerca de 5 minutos consigo colocar o meu sistema HEQ5 em estação.

Se o leitor tem um laser verde ou pode adquirir um, aconselho-o a experimentar esta modificação. Os leitores no hemisfério norte precisarão, como é óbvio, de escolher estrelas adequadas ao seu caso, mais próximas do pólo celeste do que a estrela Polar (a $0,7^\circ$ do pólo celeste norte).

Desejo a todos os leitores uma óptima modificação.

A TIRAGEM EM ASTROFOTOGRAFIA E EM MACROFOTOGRAFIA

Pedro Carreira Martins
[martinsze\(a\)oniduo.pt](mailto:martinsze(a)oniduo.pt)



Depois de várias hesitações sobre o interesse que este assunto poderia despertar junto dos nossos companheiros astrofotógrafos, decidi alinhar algumas ideias sobre a “tiragem”, estabelecendo a comparação da sua utilidade quer em astrofotografia quer em macrofotografia, na convicção de que uma boa parte dos que se iniciem na (astro)fotografia com DSRLs não se dedicará exclusivamente a fotografar objectos celestes, mas também à fotografia dita geral e ainda à macrofotografia ou, pelo menos, que pensem entrar neste campo tão aliciante.

Macrofotografia face à astrofotografia

Poderá parecer estranho, aos leitores menos conhecedores, que eu venha aqui comparar a fotografia de planetas (por exemplo) com a fotografia da pata de uma mosca: estamos a comparar o “infinitamente grande” com o “infinitamente pequeno”. Em boa verdade, a diferença é muito pouca: o infinitamente grande apresenta-se como infinitamente pequeno, no plano focal de um telescópio.

Vamos primeiro referir que se designa por *tiragem* o aumento intencional da distância entre a objectiva fotográfica ou outros elementos ópticos (como uma lente de Barlow ou até uma ocular de projecção, no caso do telescópio), em relação à superfície sensível. Por exemplo, (astro)fotografar Júpiter com um telescópio não é, do ponto de vista óptico, mais do que *fazer macrofotografia* de uma imagem minúscula deste planeta, medindo uns escassos 0,218 mm de diâmetro no plano focal de um instrumento com 1000 mm de distância focal (na situação em que o planeta apresenta o diâmetro aparente de 45”). Como a imagem é diminuta, há que recorrer à *tiragem* para a tornar maior.

Começemos sucintamente pela macrofotografia para depois passarmos à astrofotografia. De um modo geral, chama-se macrofotografia à fotografia de pequenos, leia-se muito pequenos, objectos em “grande formato”. E de modo a que estes sejam representados, na ampliação fotográfica, como maiores do que o seu tamanho real. Teremos, no entanto, que considerar três tipos de fotografia, se entrarmos na sua especialização.

- 1 – Fotografia de aproximação – proxifotografia.
- 2 – Macrofotografia
- 3 – Microfotografia

A primeira corresponde a fotografar pequenos objectos num tamanho suficientemente grande para que se percebam pormenores que dificilmente se verão na apreciação normal dos mesmos sem o auxílio de qualquer ampliação. É o caso das fotos em que a escala irá de 1:10 até 1:2

A segunda corresponde à macrofotografia propriamente dita em que os objectos serão já tão ampliados que mostram, nitidamente, pormenores que de outro modo seriam invisíveis.

Incluem-se neste caso as fotos em que a escala irá de 1:1 até 8:1 ou mesmo 10:1.

A terceira, como o seu nome indica, corresponde a fotos que serão obtidas com objectivas microfotográficas ou com microscópio.

Neste artigo desenvolverei, e de modo básico, apenas a macrofotografia. Para a sua obtenção teremos de possuir uma objectiva macro e de preferência uma “macro verdadeira” e não aqueles zoom rotulados de macros que apenas servirão para o 1.º caso (proxifotografia) e com qualidade duvidosa. Uma objectiva macro tem distância focal fixa entre 50 mm e 100 mm e aberturas relativas não muito

amplas, vulgarmente a partir de 1:2.8 ($f/D \leq 2,8$). Estas objectivas conseguem focar do infinito até a uma escala de 1:2 e com anel dedicado até 1:1. Outras há que chegam a 1:1 sem necessidade desse acessório, mas são mais caras. Estas objectivas devem ser usadas invertidas, ou seja, com a lente frontal virada para o corpo da máquina o que se consegue por meio de anéis dedicados.

Ora, pelo que se disse, se a objectiva só consegue escala de 1:1, como fazer uma foto em 5:1 ? Partindo do princípio óbvio de que ampliar uma foto 5 vezes não é macrofotografia, temos então de nos socorrer da “tiragem”.

Como já foi dito, em *macrofotografia*, a tiragem não é mais do que uma forma de se aumentar a escala da imagem obtida afastando a objectiva da superfície sensível, intercalando entre elas, tubos de extensão ou um fole de extensão ou ainda um fole mais tubos. As imagens (do autor) que se seguem na **Fig. 1** são, pela mesma ordem, exemplos dos três tipos de fotos referidos acima.

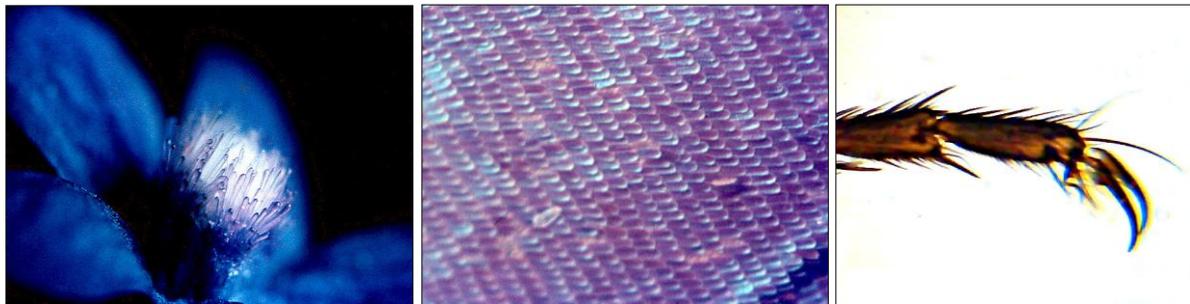


Fig. 1. Flor—escala 1:2

Asa de borboleta—escala 9:1

Pata de mosca – escala 40:1

A tiragem em Astrofotografia (do céu profundo e planetária)

O uso da tiragem em fotografia do céu profundo não é muito utilizada. Recorre-se a ela apenas nos casos de objectos de pequena dimensão em que o seu registo necessita de uma distância focal superior à do instrumento de que dispomos, mas em que o uso de uma lente de Barlow não será praticável. Um exemplo prático será o mais adequado para esclarecimento completo.

Suponhamos que é nossa intenção fotografar uma pequena galáxia com uma luneta de 800 mm de distância focal, com $f/D=7$ e concluímos que a sua imagem ficará demasiado pequena e portanto sem pormenores visíveis.

A opção por uma Barlow poderá inverter a situação, ou seja, o objecto já não caberá no sensor ou, pelo menos, ficará demasiado “cerrado” entre os limites da fotografia e, além disso, estaremos a duplicar o f/D diminuindo a sua luminosidade para um quarto ($f/14$), com os inconvenientes que conhecemos.

Pode-se minimizar este efeito se, em vez da Barlow completa, utilizarmos apenas a parte do seu tubo que contém o elemento óptico enroscada num pequeno adaptador com rosca T, do lado da sua rosca interior para filtros. Neste caso estamos a reduzir a **tiragem** normal da Barlow, dada pelo comprimento do seu “barril”. Na referência final **[1]** os leitores encontrarão mais informações sobre esta temática. Poderemos assim ter mais flexibilidade e obter, por exemplo, 1,2x, ou 1,4x em vez das, neste caso excessivas, 2x típicas da Barlow. Na minha opinião, neste caso a melhor opção será a *utilização exclusiva de tiragem*. Então, se afastarmos o sensor por meio de um vulgar tubo de comprimento adequado, poderemos encontrar o tamanho intermédio ideal da imagem, sem alterar demasiado o valor f/D .

Na fotografia planetária, a utilização de tiragem será muito mais importante dependendo de vários factores e diversas situações, como veremos seguidamente. Torna-se imprescindível devido ao pequeno diâmetro aparente dos planetas, exigindo grandes distâncias focais para que se obtenham no CCD imagens de tamanho suficiente para boa amostragem. Sobre a relação entre distância focal e o tamanho da imagem de um dado objecto, veja-se a referência final **[2]**.

Desde o aparecimento de excelentes Barlows, nomeadamente as *Powermates* (cujo sistema não é exactamente o de uma Barlow tradicional) de grandes ampliações (5x) e de grande qualidade óptica que, praticamente, caiu em desuso a projecção por ocular (projecção positiva). No entanto, em diversos situações o uso exclusivo de uma Barlow pode não ser praticável e/ou suficiente. Por experiência própria,

constatei que nem todos os telescópios de Newton conseguem focar com uma Powermate de 5x, o que torna impraticável a sua utilização.

O uso de 2 Barlows encaixadas uma na outra, por exemplo $2x + 2x (= 4X)$ ou ainda $2x + 3x (= 6x)$ pode influenciar negativamente a qualidade óptica do conjunto.

Tiragem, projecção positiva e projecção negativa

Para esclarecer quaisquer dúvidas, os dois esquemas da **Fig. 2** ilustram o conceito de tiragem (T), projecção negativa e projecção positiva.

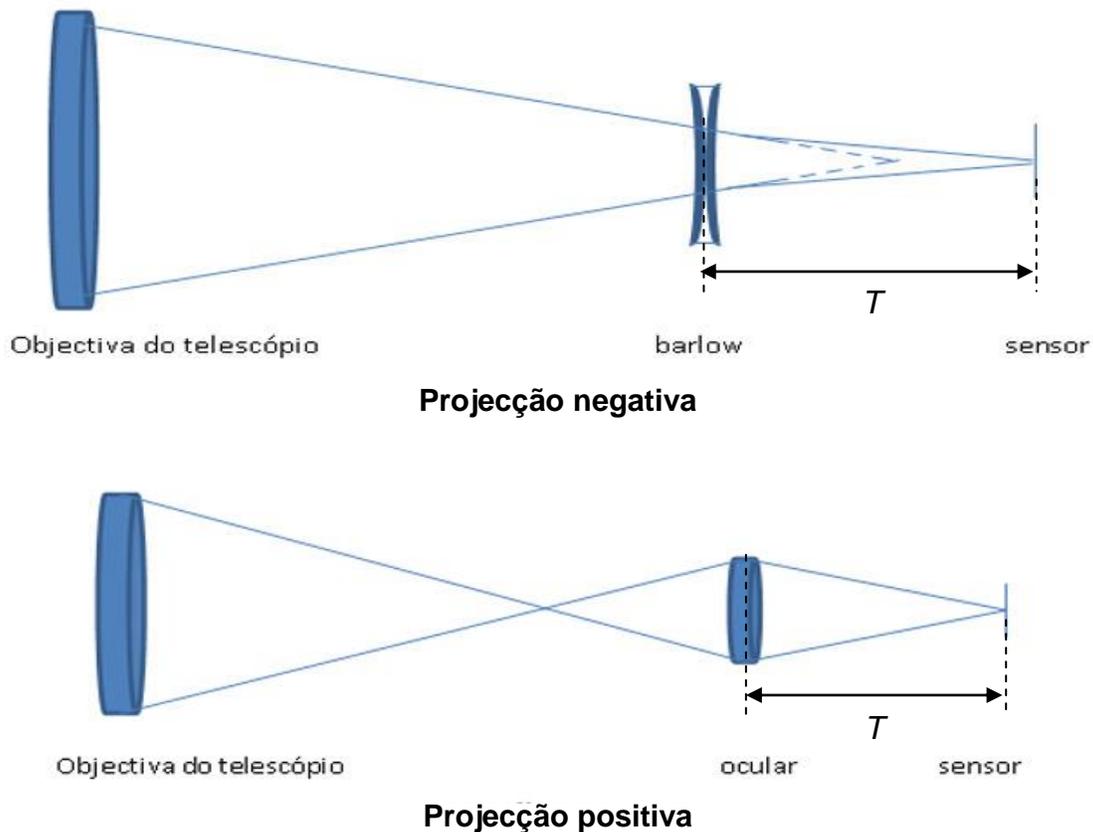


Fig. 2. Projecção negativa, projecção positiva e tiragem (T).

Situações típicas e exemplos práticos

Vejamos alguns casos padrão e em que considero generalizado o uso de *Webcam* ou câmara de vídeo com sensor de tamanho equivalente:

- 1 – Telescópios de grande distância focais (telescópios de Newton, Schmidt-Cassegrains) com distância focal na ordem dos 2500 mm ou superior, a utilização de uma Barlow de 3x a 5x (desde que utilizáveis) será, por certo, satisfatória para o caso dos “grandes planetas” mas nem tanto para o caso de Marte.
- 2 – Telescópios de média distância focal, na ordem de 1200 a 2500 mm. O uso da tiragem torna-se quase imprescindível, quer na utilização de Barlow (projecção negativa) quer na de uma ocular (projecção positiva), se pretendermos obter fotos pormenorizadas com amostragem suficiente.

No caso 1, tomemos como exemplo um telescópio Schmidt-Cassegrain de $D = 356$ mm (14”), $f/D = 11$, a que corresponde uma distância focal de 3916 mm. Com uma focal de 4 metros, será óbvio

que com uma simples Barlow de 2x ou de 3x (neste caso 12 metros de distância focal) a imagem será “enorme” e de uma grande resolução, embora a perda de luminosidade seja importante pois passará para $f/D = 33$ (óptica nove vezes menos luminosa).

No caso 2, tomemos como exemplo um telescópio de Newton com 1500 mm de focal ($f/D = 5$), em que vamos utilizar projecção por ocular, ou positiva e consequente tiragem.

Exemplo 1 — projecção positiva

No porta oculares introduzimos um tubo (normal adaptador fotográfico) que como se sabe está construído de modo a permitir inserir uma ocular no seu interior. Escolhemos uma ocular de 15 mm de focal e de grande qualidade de modo a que o seu sistema óptico fique afastado do sensor da câmara 90 mm (a tiragem). Qual será então a amplificação A obtida?

A fórmula é simples:

$$A = (T / f) - 1$$

onde A = amplificação obtida, T = tiragem, f = distância focal da ocular. Concretizando,

$$A = (90/15) - 1$$

$$A = 6 - 1$$

$$A = 5$$

Daqui concluímos que a distância focal resultante desta combinação, com a tiragem referida será a distância focal (intrínseca ou nativa) do telescópio multiplicada por 5, ou seja, $1500 \times 5 = 7500$ mm de focal resultante. E o valor f/D resultante será $5 \times 5 = 25$ (v. nota final 1). O mesmo resultado seria obtido com uma Barlow de 5x, se utilizável. É óbvio que se utilizarmos um tubo um pouco mais comprido aumentando a tiragem, e/ou uma ocular de focal mais curta, obteremos maior amplificação e uma distância focal resultante ainda maior.

Exemplo 2 — projecção negativa

Vejamos agora o caso da utilização de uma lente de Barlow mais tiragem (projecção negativa). Consideremos o mesmo telescópio. Faz parte do nosso equipamento uma boa Barlow de 3X que, utilizada no foco dará apenas uma focal de 4500 mm o que consideramos insuficiente.

Vamos então socorrer-nos da tiragem, utilizando apenas o pequeno tubo contendo o componente óptico da Barlow dentro do adaptador, como fizemos com a ocular. Neste caso não é tão fácil fazer as contas visto que muito raramente (diria mesmo “nunca”) vem indicada nas Barlows a sua distância focal.

Teremos primeiro de encontrar a distância focal da Barlow que anotaremos e ficará para as necessidades futuras. As distâncias focais das lentes de Barlow situam-se normalmente entre 50 mm e 130 mm - em boa verdade estes valores devem ser precedidos do sinal - (menos) visto que se trata de um sistema divergente. Tal diversidade não nos permite considerar uma focal média e teremos mesmo que a determinar. Com a fotografia digital a tarefa estará simplificada mas é necessário fazê-lo, embora empiricamente: é preciso tirar uma foto de um planeta com Barlow (tomando nota da tiragem utilizada) e outra foto sem Barlow. E seguidamente, por exemplo no Photoshop, em “análise”, ver o tamanho em pixels (px) do planeta nas duas fotos. A fórmula é igualmente simples.

$$f = T / (A - 1),$$

onde A = amplificação obtida, T = tiragem, f = distância focal da Barlow (valor *absoluto*).

Exemplo: A imagem de Júpiter sem Barlow mede 50 px; com Barlow e uma tiragem de 90 mm mede 125 px. Então $A = 125/50$, portanto $A = 2,5 \times$

$$f = 90 / (2,5 - 1), \text{ ou seja, } f = 60 \text{ mm (valor absoluto da focal da Barlow)}$$

Assim, depois de determinada a focal da nossa Barlow (neste caso 60 mm) bastará aplicar a fórmula simples para a amplificação noutras utilizações. Por exemplo, para uma tiragem de 150 mm, com a mesma Barlow,

$$A = 1 + (T/f) , \text{ ou seja, } A = 1 + (150/60)$$

Portanto, $A = 1 + 2,5$, isto é, $A = 3,5$.

A distância focal do telescópio, com esta Barlow e com esta tiragem, seria multiplicada por 3,5. As imagens seguintes (**Fig. 3**) correspondem a fotografias de Saturno obtidas de modos diferentes. Veja-se como as escalas das imagens se modificam de forma impressionante.



Saturno fotografado com distância focal de 800 mm e lente de Barlow 2x mais tiragem (Carreira Martins).



Saturno com focal de 16 000 mm (C/14 com Barlow 3x mais tiragem, F/D 44) Imagem de Paulo Casquinha, por deferência.

Fig. 3. Imagens de Saturno obtidas com diferentes recursos de tiragem.

Referências

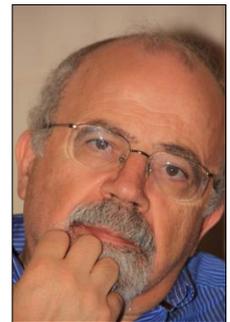
- [1] Pedro Carreira Martins – "**Lentes de Barlow: algumas particularidades**", Revista *Astronomia de Amadores* (APAA), n.º 39 - Julho/Dezembro 2010, pp.10-12, acessível em <http://apaa.co.pt/Rev39/revista39web.pdf>
- [2] Guilherme de Almeida – "**Sobre o Tamanho da Imagem no Plano Focal de um Telescópio**", Revista *Astronomia de Amadores* (APAA), n.º 45 - Julho/Dezembro 2013 pp. 20-23, acessível em <http://apaa.co.pt/Rev45/revista45.pdf>

Este artigo pode ajudar os leitores a calcular/prever o tamanho da imagem obtida na superfície do CCD, no caso de um objecto de dimensão aparente conhecida, em função da distância focal utilizada, nativa ou não. Isso permite prever será a distância focal final necessária (com a ajuda ou não de tiragem) para satisfazer os fins em vista. Tem muitos exemplos práticos.

Notas

(1) – No caso dos redutores de distância focal, a tiragem contribui para *reduzir* e não para aumentar a distância focal nativa do telescópio. Recorre-se a este caso particular da projecção positiva quando se deseja mais campo ou maior rapidez fotográfica (menor relação f/D), condições vantajosas em determinados tipos de astrofotografia de objectos extensos do céu profundo. Com os redutores de focal, a tiragem precisa de ter um valor quase sempre crítico e bem especificado pelo fabricante do redutor, sem margem para grandes escolhas por parte do utilizador.

SOBRE O PROBLEMA DO ARRASTAMENTO NAS FOTOGRAFIAS DE ESTRELAS SEM SEGUIMENTO DA CÂMARA



Guilherme de Almeida
([g.almeida\(a\)vizzavi.pt](mailto:g.almeida@vizzavi.pt))

Utilizando uma câmara fixa, as imagens de campos de estrelas conduzem, ao fim de pouco tempo de exposição, ao aparecimento de traços estelares (arrastamento) resultantes do movimento aparente da esfera celeste. Tal movimento, causado pela rotação da Terra, tem um período de 23 h 56 min 4,1 s que para efeitos práticos se pode arredondar para as 24 h.

Os traços estelares têm a sua própria beleza, se for esse o objectivo da fotografia. Mas nem sempre se pretende esse efeito. Para fotografar constelações de uma forma realista, registando estrelas suficientes, há que alongar a exposição. Tal alongamento, para além de um determinado tempo, leva ao aparecimento dos referidos traços estelares e as imagens das estrelas registadas deixarão de ser pontuais. É claro que a câmara pode ser fixada a uma montagem equatorial motorizada ou sobre um telescópio (*piggy-back*), acompanhando a rotação da esfera celeste, mas a nossa intenção é estabelecer os limites temporais da fotografia *com câmara fixa*, mantendo imagens estelares satisfatoriamente pontuais.

Um dilema a resolver

Se a câmara fotográfica estiver fixa, impõe-se escolher o melhor dos dois mundos: uma exposição suficientemente longa para registar estrelas fracas, mas ao mesmo tempo suficientemente curta para que o inevitável arrastamento não seja perceptível nas imagens finais. O objecto do presente artigo é deduzir, com base em diversas considerações iniciais, qual será esse tempo máximo de exposição.

Para alcançar este objectivo, terão de ser levados em conta diversos parâmetros que contribuem para esta exigência: a distância focal da objectiva, a declinação do centro do campo fotografado e o máximo comprimento admissível do traço estelar. Acompanhando os passos seguintes com papel e lápis o encadeamento dos raciocínios será fácil de acompanhar proveitosamente.

O tempo e a declinação

Falemos primeiro da medida do tempo. A esfera celeste roda (aparentemente como sabemos) uma volta completa em 23 h 56 min 4,1 s como referido anteriormente, o que corresponde a 24 h siderais exactas. Mas o astrofotógrafo cronometra as suas exposições em tempo solar médio (o tempo que marcam os relógios normais). No entanto, para tempos curtos, como os que aqui serão referidos, essa diferença (tempo sideral *versus* tempo solar médio) é desprezável: 9,83 s por hora, ou 0,163 s por cada minuto (1 s de tempo solar

médio= 1,0027378...s de tempo sideral). Por isso, daqui em diante falaremos de minutos e segundos "normais" (ou seja, de tempo solar médio).

Um dos factores mais importantes na limitação do tempo de exposição é a declinação do centro do campo. Na verdade, a velocidade de desenvolvimento de um traço estelar depende sobremaneira da declinação da estrela correspondente. Uma estrela no equador celeste (declinação $\delta=0^\circ$) evolui no céu, em movimento aparente (crescimento do tamanho do traço), à velocidade

$$\omega_0=15^\circ/\text{h}, \text{ ou seja } 15'/\text{min}.$$

Uma outra estrela, situada à declinação δ (positiva ou negativa), evoluirá com a velocidade

$$\omega_\delta= 15' (\cos \delta)/\text{min}, \text{ onde o factor "cos } \delta" \text{ é o co-seno da declinação da estrela.}$$

Esta última expressão mostra que ω é máxima para $\delta=0^\circ$ e anula-se para $\delta=+90^\circ$ e $\delta=-90^\circ$. Por exemplo, para $\delta=60^\circ$ tal velocidade será metade da que é para estrelas no equador celeste, dado que $\cos 60^\circ=0,5$. Isto significa que, se todos os outros factores forem iguais, com a mesma exposição, uma estrela a 60° de declinação produzirá um traço com metade do comprimento produzido por outra estrela no equador celeste. Isto é equivalente a afirmar que, para um mesmo comprimento final do traço estelar, a exposição para $\delta=60^\circ$ poderá ser o dobro da que sucede para $\delta=0^\circ$. Por este facto, mais perto do equador celeste as exposições têm de ser mais curtas, se se quer evitar o arrastamento.

O tamanho do pixel da câmara e a distância focal da objectiva

Outros factores determinantes são o tamanho de cada píxel (d) no sensor da câmara e a distância focal (f) da objectiva. Note-se que f representa a distância focal nativa da objectiva, multiplicada pela correcção de factor para o formato 24x36 mm (*). Por exemplo, num APS-C Canon cujo sensor mede 15 mm x 22,5 mm seria $f \times 1,6$ (dado que $36/22,5=1,6$).

Aceite-se como arrastamento máximo admissível o valor $2d$, o dobro do tamanho do píxel. Veja-se que isto representa uma consideração de mero bom senso, mas é sem dúvida uma exigência severa, como veremos adiante. Nestas condições, o arrastamento *angular* máximo admissível (que representaremos por R) em relação ao centro óptico da objectiva, O , será, dado, em radianos, por

$$R = \frac{2d}{f} . \text{ E o correspondente valor em graus será } R = \frac{2d}{f} \times 57,3.$$

(o factor 57,3 deve-se ao facto de que 1 radiano = $57,296^\circ \approx 57,3^\circ$).

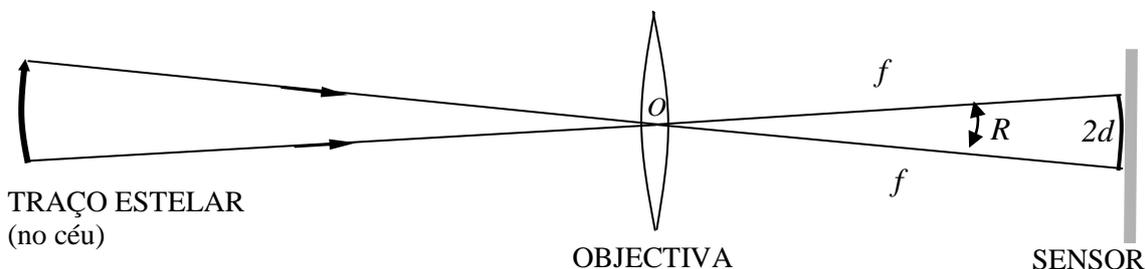


Fig. 1. Ilustração explicativa da relação anteriormente referida, entre d , f e R . Guilherme de Almeida, 2012.

Como referimos, uma estrela no equador celeste (declinação 0°), roda $15^\circ/\text{h}$, exprimindo-se aqui a velocidade de progressão do seu traço estelar. E se for na declinação δ a estrela arrasta-se $15^\circ (\cos \delta)/\text{hora}$. Podemos, portanto, estabelecer a proporção simples:

$$\frac{15^\circ \cos \delta}{3600 \text{ s}} = \frac{R}{t},$$

onde t é a exposição máxima, em segundos, permitida nas premissas indicadas. Considerando o valor de R em graus, atrás referido, podemos escrever

$$\frac{15^\circ \cos \delta}{3600 \text{ s}} = \frac{2 d \times 57,3}{f t}$$

Note-se que d e f têm de estar indicados nas mesmas unidades, por exemplo em milímetros. Desta última expressão conclui-se que:

$$t = \frac{3600 \times 2 d \times 57,3}{15 f \cos \delta}, \text{ ou ainda, fazendo algumas das contas (com os números já presentes):}$$

$$t = \frac{13752 \times 2 d}{f \cos \delta} \quad (\text{manteve-se o factor } 2d \text{ isolado, porque vai haver vantagem no final do cálculo}).$$

Por exemplo, para $d=10$ micrómetros= $0,01$ mm, com $f=50$ mm e $\delta=0^\circ$, sabendo-se que $\cos 0^\circ=1$, teremos

$$t = 13752 \times 2 \times 0,01 / 50 \text{ obtendo-se assim } t = 5,5 \text{ s.}$$

Este tempo parece curto, quando comparado com os valores normalmente tabelados. De facto, algumas tabelas indicam tempos de exposição máximos de $500/f$ (e por vezes $600/f$), o que para $f=50$ mm admitiria o tempo máximo de 10 segundos, ou seja, praticamente o dobro do tempo anteriormente deduzido. No entanto, convém recordar que adoptámos duas premissas iniciais:

1. tamanho do pixel de $10 \mu\text{m}$;
2. limite de aceitação do arrastamento linear igual a duas vezes a dimensão de cada píxel do sensor ($2d$).

A condição (2) é muito exigente e corresponde a explorar ao extremo toda a resolução da imagem, o que raramente (ou nunca) será o caso numa imagem de campo extenso. Em geral essas imagens serão redimensionadas a 50% e quase nunca impressas na sua resolução plena. E se o fossem, com as câmaras modernas, as imagens seriam enormes, portanto destinadas a ser vistas a alguma distância, o que esconderia pequenos arrastamentos. Por outro lado, a tolerância depende dos limites de aceitação do utilizador, como veremos adiante.

Reconsideração das premissas, avaliando a visualização final das imagens

Impõe-se verificar se o tamanho assumido para o pixel ($10 \mu\text{m}$) é realista ou não. Por exemplo, nas câmaras digitais *Canon 50D* o tamanho do pixel é $5,7 \mu\text{m}$, como se pode consultar nos dados técnicos desta câmara. Tomemos então, como hipótese realista de trabalho, o valor $d= 5,7 \mu\text{m}$ ($0,0057$ mm).

É também essencial reconsiderar o limite de aceitação do arrastamento, tendo em conta a visualização da imagem final: será mesmo o tamanho de 2 píxeis? Não se poderá tolerar um arrastamento maior, ainda imperceptível? Numa impressão a 300 dpi, haverá 300 píxeis numa extensão linear de 25,4 mm impressos (1 polegada= $25,4$ mm), ocupando cada píxel, na impressão $25,4/300=0,0847$ mm. À distância média de leitura, um arrastamento de 0,33 mm passa despercebido e ainda será aceitável na observação dessa imagem. Isso

corresponderá a $0,33/0,0847=3,896$ "píxeis impressos", aproximadamente 4 píxeis. Transpondo para o sensor (*chip*), serão cerca de $4d$ em vez dos $2d$ anteriormente referidos.

Retomando a expressão anterior, utilizando $4d$ em vez de $2d$, passará a ser $t = \frac{13752 \times 4 d}{f \cos \delta}$

Veja-se que, aceitando $4d$ como limite admissível para o arrastamento no *chip*, e tomando esse valor em vez de $2d$, já obteremos

$$t = 13752 \times 4 \times 0,00057 / f, \text{ ou seja } t = 313 / f.$$

Isto daria uma exposição de 6,26 s para uma objectiva de $f=50$ mm, fotografando uma estrela de declinação nula (estrela no equador celeste).

Se a imagem (originalmente de 15 megapíxeis, numa Canon 50D, por exemplo) for redimensionada para 50%, e impressa nessa nova dimensão, também a 300 dpi, os traços estelares terão metade do tamanho que tinham na resolução plena, podendo-se duplicar a exposição (é como se os píxeis tivessem o dobro do tamanho). Chega-se assim à condição limite $t = 616 / f$, ou seja, cerca de 12,6 s para uma objectiva de $f=50$ mm, para uma estrela de $\delta=0^\circ$. Este é o limite mais tolerante, e já não muito exigente. Querendo estrelas mesmo pontuais, será preferível o critério $t_{\text{máx}}=313/f$.

Resumindo (para píxeis de $5,7 \mu\text{m}$) e para declinação nula:

1. critério extremamente exigente ($2d$): $t_{\text{máx}}=157/f \approx \mathbf{160/f}$ (apenas útil para a exploração plena da resolução do sensor); veja-se a nota final **;
2. critério exigente ($4d$): $t_{\text{máx}}=313/f \approx \mathbf{300/f}$;
3. critério mediano ($2 \times 4d$): $t_{\text{máx}}=626/f \approx \mathbf{600/f}$ (imagens redimensionadas a 50%);

Em todo o caso será importante conhecer o tamanho do píxel em casos concretos que se afastem do exemplo citado. Outra forma de pensar é aceitar que, no *chip*, o arrastamento não poderá exceder $4 \times 0,00057 \text{ mm} = 0,023 \text{ mm}$, para que o arrastamento não seja perceptível na visualização final da imagem obtida, supondo que a imagem impressa será maior do que o sensor pelo factor $0,33/0,023 \approx 14,3$. Num sensor típico medindo $22,2 \text{ mm} \times 14,8 \text{ mm}$ isto daria uma fotografia impressa de $317 \text{ mm} \times 212 \text{ mm}$.

O pior caso possível é no equador celeste. Garantidas aí as estrelas pontuais, em todo o céu restante elas ficarão pontuais. Para outras declinações, os tempos máximos admissíveis serão proporcionais a $1/\cos \delta$, pelo que a tabela seguinte dá uma orientação útil.

Factores de alongamento permitidos na exposição, para diferentes declinações, relativamente à declinação 0° (estrelas no equador celeste)

Declinação (δ)	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Factor de alongamento na exposição ($1/\cos \delta$)	1,00	1,02	1,06	1,15	1,31	1,56	2,00	2,92	5,76	Sem limite

Nesta tabela, os valores indicados para as declinações podem ser positivos (a norte do equador celeste) ou negativos (a sul do equador celeste).

Podem fazer-se tabelas de tempos máximos para diferentes declinações, usando a tabela anterior e os critérios acima referidos, ou então ir para uma declinação de 60° e adoptar esse valor para todo o céu, mas isso seria sob o risco de ver (garantidamente) aparecer pequenos traços nas estrelas junto ao equador celeste...

Deve haver especial cuidado nas objectivas grande-angulares, pois embora se possa apontar a câmara para declinações elevadas (mais tolerantes, como vimos), o campo extenso da objectiva mostrará também estrelas de declinações menores, juntas ao equador celeste, mais rápidas e mais críticas quanto aos tempos a cumprir para evitar arrastamento visível nas imagens.

Por decisão pessoal, o autor não escreve segundo o novo Acordo Ortográfico

Sobre o conceito de declinação e terminologia astronómica, o leitor poderá consultar:

Máximo Ferreira e Guilherme de Almeida — *Introdução à Astronomia e às Observações Astronómicas*, 7.ª Edição, Plátano Editora, Lisboa 2004.

Referência e sinopse acessível em: <http://www.platanoeditora.pt/index.php?q=C/BOOKSSHOW/16>

Índice: <http://www.platanoeditora.pt/files/271/963.pdf>

Introdução: <http://www.platanoeditora.pt/files/271/966.pdf>

NOTAS FINAIS

(*) — Por exemplo, se um sensor 15 mmx22,5 mm é menor do que um 24 mmx36 mm (por um factor $24/15=1,6x$), quando chega a altura de imprimir em papel, com igual tamanho (digamos 30 cmx40 cm), surge um factor a correctivo a considerar. Na impressão feita a partir do 15 mmx22,5 mm temos de ampliar mais do que se fosse a partir de um 24 mmx36 mm: ampliar precisamente 1,6x. É esta a origem do factor correctivo. Embora o tempo dos ampliadores fotográficos já esteja longe, estou aqui a chamar "ampliação" ao quociente do tamanho linear final da cópia impressa pelo tamanho linear homólogo do sensor.

(**) — O valor de f nas expressões indicadas em 1, 2 e 3 (da página 4) é o que resulta da multiplicação da distância focal nativa da objectiva pelo factor correctivo. Por exemplo, se uma objectiva tem 100 mm de distância focal nominal e se o seu factor de correcção é 1,6x, nesse caso o valor f a utilizar nas equações referidas deverá ser $100 \text{ mm} \times 1,6 = 160 \text{ mm}$. Algumas objectivas indicam o valor da distância focal já afectado do factor correctivo.

Superfícies ópticas: erro na superfície e erro na frente de onda

Guilherme de Almeida
g.almeida(a)vizzavi.pt

Nenhuma superfície óptica é perfeita, seja uma superfície de um espelho ou de uma lente. Todas as superfícies ópticas apresentam *erros* (desvios) em relação à forma idealmente perfeita e o objecto deste artigo é estabelecer a relação entre os erros numa superfície óptica e os erros que daí resultam na frente de onda emergente.

Duas formas de representação

A propagação da luz através de meios ópticos, passando por sucessivas refrações e reflexões, pode ser interpretada de duas formas equivalentes: i.- pelo conceito de *raio luminoso*, entendido por meio da abstracção de um feixe luminoso muito fino; ii.- pelo conceito de *superfície de onda*, representada pelo conjunto de pontos do meio óptico que apresentam num dado instante o mesmo estado vibratório. Esta abordagem implica que cada superfície de onda é sempre perpendicular, em cada ponto, ao raio luminoso que passa por esse mesmo ponto.

Cumprindo estes requisitos, um feixe de raios paralelos será representado de forma equivalente por um conjunto de superfícies de onda planas e paralelas entre si. Um feixe convergente traduzir-se-á por superfícies de onda esféricas, concêntricas com o ponto de convergência F e de raio cada vez menor à medida que se aproximam desse ponto de convergência. Passado esse ponto o feixe luminoso (se não for intersectado) volta a divergir e as correspondentes superfícies de onda serão superfícies esféricas concêntricas com o ponto de divergência e de raio cada vez *maior*. Do mesmo modo, um feixe de raios luminosos divergentes será traduzido por superfícies de onda esféricas concêntricas com o ponto de divergência e de raio cada vez maior. À superfície de onda, mas avançada, que chega ao observador ou ao dispositivo de análise, é costume chamar frente de onda.

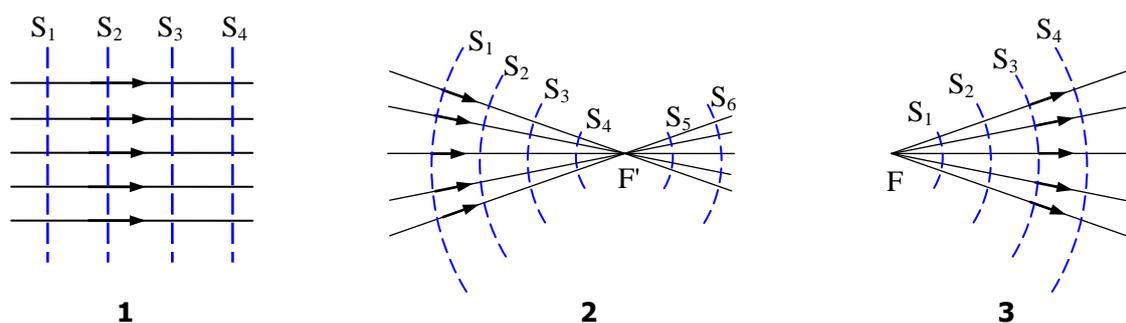


Fig 1. Raios luminosos (representados a negro) e superfícies de onda, a azul. 1- raios paralelos; 2- raios convergentes no ponto F' ; 3- raios divergentes a partir de F . Ilustração de Guilherme de Almeida.

Erros em superfícies ópticas

Um *erro* numa superfície óptica é o desvio localizado, como saliência ou reentrância, medido em relação a uma superfície idealmente perfeita. Imaginemos um plano com uma "borbulha": se fosse em óptica, o erro seria medido pela altura da "borbulha" em relação ao plano de referência, mas também podia ser uma cavidade, traduzindo-se o erro, neste caso, pela profundidade da cavidade em relação à superfície de referência. Pode tratar-se de um espelho (superfície reflectora) ou de uma das faces de uma lente (superfície refractora).

Os erros nas superfícies ópticas traduzem-se em desvios anómalos dos raios luminosos, ou seja, em deformações nas superfícies de onda e consequentemente em imperfeições nas imagens finais obtidas

com esses componentes ópticos. A repercussão dos erros nas superfícies ópticas na qualidade das superfícies de onda depende do tipo concreto de componente óptico e do modo como é utilizado, como veremos ao longo deste artigo. Tais erros são inevitáveis e o objectivo do fabricante de óptica é minimizá-los, para que a sua existência residual não se repercuta significativamente na qualidade das imagens que o componente óptico é capaz de produzir.

Os erros residuais na construção de superfícies ópticas têm de ser diminutos. Se não o forem, os efeitos tornam-se severos e as imagens obtidas com esses componentes ópticos serão afectadas. Não se trata aqui de erros de décimas de milímetro nem sequer de centésimas de milímetro, que ainda seriam desastrosos, mas sim de desvios da ordem de uma décima milésima de milímetro, algo ainda menor do que 1/1000 da espessura de uma folha de papel das que usamos nas nossas impressoras caseiras!

Por serem extremamente pequenos, os erros das superfícies ópticas não se medem geralmente em milímetros, mas em frações do comprimento de onda da luz (λ). E como o comprimento de onda depende da cor da luz utilizada, trabalha-se quase sempre com valores de λ da ordem de 550 nm=0,55 milésimas de milímetro $\lambda \approx 0,55 \mu\text{m}$, correspondendo à cor amarelo-esverdeada, para a qual o olho humano apresenta o máximo de sensibilidade, em ambientes bem iluminados. Uma superfície óptica de muito alta qualidade não pode ter erros acima de cerca de $\lambda/8$ na maior parte da sua área.

A Figura 2 mostra o trajecto da luz através de uma lente L, utilizando as duas linguagens já referidas: raios luminosos, indicados por setas que apontam no sentido de propagação da luz; superfícies de onda indicadas pela letra S com índices numéricos crescentes indicando passos sequenciais de propagação. Colocaram-se plicas (') nas superfícies de onda *depois* da travessia da lente. Considera-se a lente como ideal e sem erros nas suas superfícies.

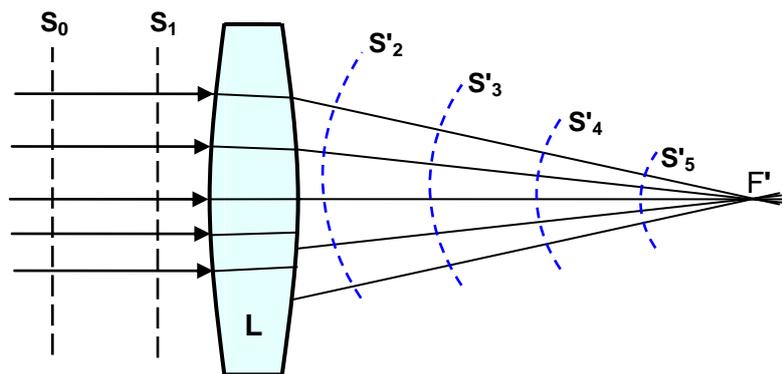


Fig. 2 Superfícies de onda e raios luminosos à entrada e à saída de uma lente idealmente perfeita. F' é o foco da lente. Ilustração de Guilherme de Almeida.

Como exemplo ilustrativo, a Figura 3 mostra o trajecto da luz através de uma lente com um erro em depressão, de profundidade d , na sua primeira superfície. Supõe-se que a lente tem apenas aquele erro, que foi muito exagerado para se tornar visível na figura. Em geral cada superfície tem vários erros (milhares de pequenos erros, traduzidos por distorções das superfícies de onda em relação à forma esférica ideal.), mas estamos a ocupar-nos do caso de um único erro (Figura 3, lado direito). Veja-se que as superfícies de onda emergentes já não são esféricas e o seu desvio em relação a superfícies esféricas (muito exagerado na figura) constitui a medida do erro. À parte os erros de superfície considera-se a lente isenta de quaisquer outras imperfeições de convergência (aberrações), pois só nos interessa abordar a questão dos erros nas superfícies ópticas e o seu impacto na frente de onda final.

Vê-se também que, devido aos erros de superfície, os raios que emergem da lente já não convergem todos em F', anomalia também muito exagerada por razões de visibilidade. Devido a estas imperfeições de focagem, decorrentes dos erros de superfície, a qualidade da imagem obtida degrada-se, a menos que os erros se mantenham dentro de limites admissíveis.

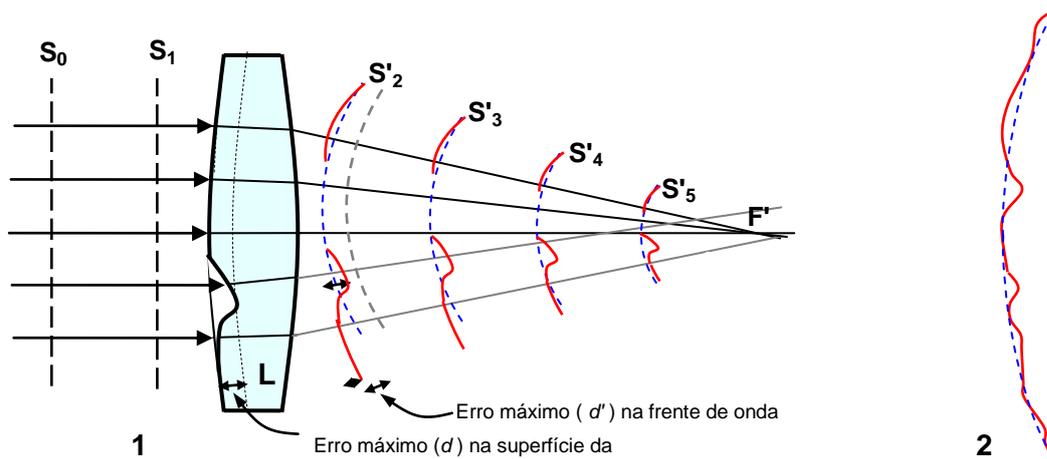


Fig. 3. Superfícies de onda e raios luminosos, antes e depois de atravessarem uma lente com um erro de profundidade d na sua primeira superfície (1). Foi assinalado o erro máximo, d' , mas existem geralmente milhares de pequenos erros numa superfície óptica. À direita (2) mostra-se o aspecto (obviamente muito exagerado) de uma frente de onda com múltiplos erros. Ilustração de Guilherme de Almeida.

Análise de situações concretas

1. Caso de um espelho plano, sobre o qual a luz incide perpendicularmente

Neste caso, o ângulo de incidência $i=0^\circ$. Este é aproximadamente o caso dos espelhos primários dos telescópios reflectores, dados os raios de curvatura relativamente grandes de tais superfícies (V. nota final I). É também, numa aproximação mais grosseira, o caso dos espelhos secundários de Cassegrain. Considere-se o espelho da Figura 4, com apenas um erro em forma de planalto, de altura d , muitíssimo exagerada na figura. O espelho foi representado com a face reflectora voltada para a esquerda.

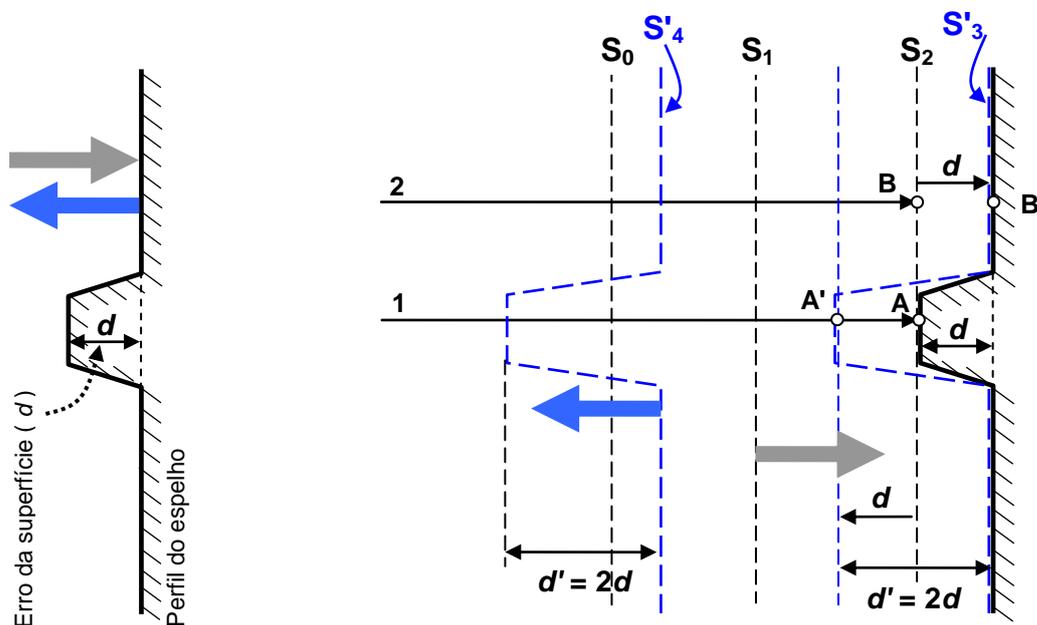


Fig. 4. Erro na superfície de um espelho "plano". Neste exemplo vemos um erro de "altura d " em relação à superfície idealmente perfeita do espelho. À direita mostra-se a relação entre d e o erro na frente de onda final d' após reflexão (visível em $S'4$ e $S'5$). A medida " d " foi muito exagerada, para maior clareza. Ilustração de Guilherme de Almeida.

As setas azuis correspondem ao sentido da luz incidente e as cinzentas indicam o sentido da luz após reflexão. Do lado esquerdo vemos um perfil exagerado do espelho. À direita apresenta-se a marcha de dois raios luminosos e algumas superfícies de onda. Vamos seguir a marcha dos raios luminosos assinalados por 1 e 2.

A onda incidente é plana e vai-se aproximando do espelho, ocupando sucessivamente as posições S_0, S_1, S_2 , etc. Pensando em termos de raios luminosos, quando o raio 1 toca o topo do planalto, em A, o raio 2 chegou a B e ainda está à distância d da restante parte do espelho (esta distância é igual à medida do erro local de A em relação ao resto do espelho). O raio 1 é logo reflectido em A e começa a propagar-se no sentido de A', mas o raio 2 vai ainda percorrer a distância d , até chegar a B' (entretanto, o raio 1 continua a caminho de A'). Quando o raio 2, já reflectido em B' começa a propagar-se no sentido de B, já o raio 1 chegou a A'. Portanto a superfície de onda reflectida S'_3 apresentará um planalto de altura $d' = 2d$, ou seja, de altura dupla do planalto da superfície do espelho. Essa superfície de onda continua a propagar-se, para a esquerda e foi representada, mais adiante, em S'_4 . Verifica-se assim que um espelho, utilizado em incidência frontal ou quase frontal, duplica o erro da sua superfície, ou seja, a frente de onda apresenta um erro duplo do erro da própria superfície do espelho. Portanto,

$$d' = 2d \quad (\text{se a superfície do espelho tiver um erro de } \lambda/8, \text{ a frente de onda terá um erro de } \lambda/4).$$

2. Caso de um espelho plano, inclinado de forma genérica, com ângulo de incidência i

Desta vez pretendemos analisar o caso de um espelho diagonal inclinado 45° sobre o feixe incidente, o que representa a situação dos espelhos secundários dos telescópios de Newton e também dos espelhos diagonais clássicos dos telescópios refractores e catadióptricos. Por definição, o *ângulo de incidência* (i) é o ângulo entre o raio luminoso incidente a perpendicular à superfície do espelho no ponto de incidência (a esta perpendicular ao ponto de incidência dá-se, em óptica, o nome de "normal"); o ângulo de refração (r) mede-se entre a normal e o raio reflectido. Começaremos por obter uma equação de validade geral (ângulo de incidência i) e depois particularizaremos para o caso específico $i = 45^\circ$ (Fig. 5).

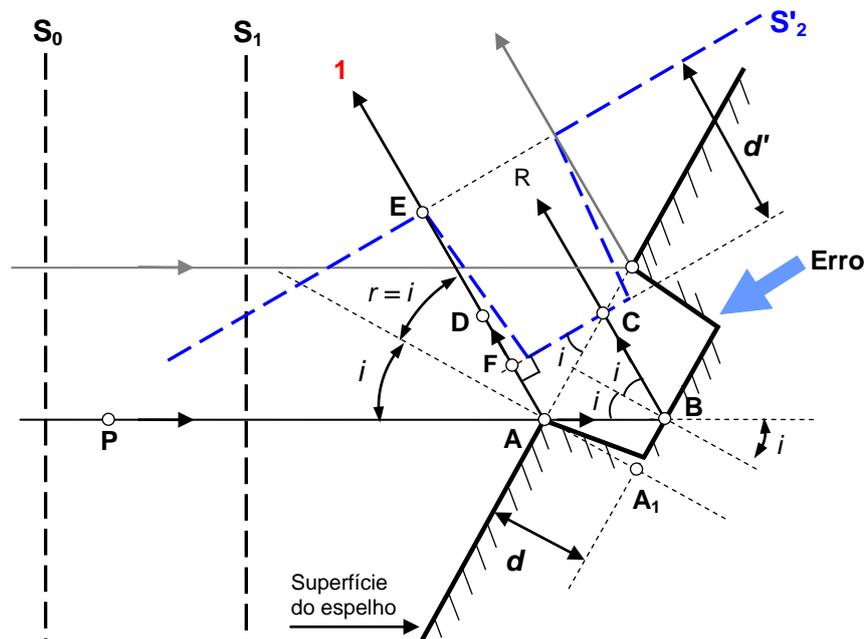


Fig. 5. Exemplo de um espelho plano inclinado de tal forma que o ângulo de incidência tem o valor genérico i . Neste exemplo vemos um erro de "profundidade" d em relação à superfície idealmente perfeita do espelho. O erro resultante na frente de onda reflectida é indicado por d' na frente de onda S'_2 , correspondendo ao desnível entre E e F. Ilustração de Guilherme de Almeida.

Admita-se um espelho plano com erro em forma de cavidade de profundidade $d = AA_1$, que foi representada de forma muito exagerada na Figura 5, para maior clareza (V. nota final 2). Consideremos o raio luminoso que vem da esquerda, passa em P e atinge a superfície do espelho em A, começando a reflectir-se no sentido de D (vamos chamá-lo raio 1). Outro raio luminoso muito próximo, considerado praticamente coincidente com o raio 1, atinge o fundo da cavidade em B, reflectindo-se no sentido de C (vamos denominá-lo raio 2).

Quando o raio 1 chega a ao ponto D, o raio 2 passa em B de tal modo que as distâncias AB e AD são iguais. Mais tarde, quando o raio 1 chega a E, o raio 2 passa em C, sendo DE = BC. O erro na frente de onda reflectida (d') é a distância EF. Podemos também pensar que o raio luminoso que passa em P comportar-se-ia como "1" se não houvesse na superfície, e que devido ao erro se comporta como "2", chegando a B. Podemos escrever que

$$AB = d / \cos i \quad ; \quad BC = d / \cos i.$$

Podemos ainda imaginar nos raios 1 e 2 (assinalados na figura) como dois raios luminosos simultâneos e independentes, praticamente coincidentes e tão próximos entre si quanto se queira. A Fig. 5 mostra-nos que

$$AE = AB + BC = 2d / \cos i \quad ; \quad AC = 2d \tan i \quad ; \quad d' = EF = AE - AF$$

$$AF = AC \sin i = 2d \tan i \sin i \quad , \quad \text{ou seja, } AF = \frac{2d \sin i}{\cos i} \sin i = \frac{2d \sin^2 i}{\cos i}.$$

Consequentemente,

$$d' = AE - AF = \frac{2d}{\cos i} - \frac{2d \sin^2 i}{\cos i}, \quad \text{ou seja, } d' = \frac{2d (1 - \sin^2 i)}{\cos i},$$

expressão que se pode simplificar para $d' = 2d \cos i$, visto que $1 - \sin^2 i = \cos^2 i$.

Podemos concluir que, para um espelho inclinado recebendo raios luminosos sob o ângulo de incidência i , com erro d na superfície, o erro d' que se repercute na frente de onda vale

$$d' = 2d \cos i$$

Esta abordagem é válida para qualquer espelho plano, sob qualquer ângulo de incidência i . No caso de um espelho diagonal (V. nota final 3), $i = 45^\circ$ e consequentemente

$$d' = 2d \cos 45^\circ, \text{ ou seja } d' = d\sqrt{2} \quad (d' \approx 1,414 d).$$

Como benefício adicional da generalidade que pretendemos, podemos ver que no caso do espelho sob incidência frontal ($i = 0^\circ$; $\cos 0^\circ = 1$), que vimos na Fig. 4, a expressão anterior $d' = 2d \cos i$ dá-nos imediatamente, para esse caso,

$$d' = 2d \cos 0^\circ \Leftrightarrow d' = 2d, \text{ resultado idêntico ao anteriormente calculado.}$$

3. Caso de uma lente

O raio de curvatura de uma lente é geralmente bastante superior ao seu diâmetro, sobretudo nas objectivas de telescópios refractores. Por esse facto, podemos considerar o caso de incidência normal, ou seja $i \approx 0^\circ$, como uma boa aproximação nestas lentes. O ângulo de incidência pouco difere dos 0° , pelo que a aproximação é legítima.

A figura 6 mostra uma lente L, feita de vidro com índice de refração n , cuja primeira face apresenta um erro em planalto, de altura d muito exagerada por razões de clareza e visibilidade.

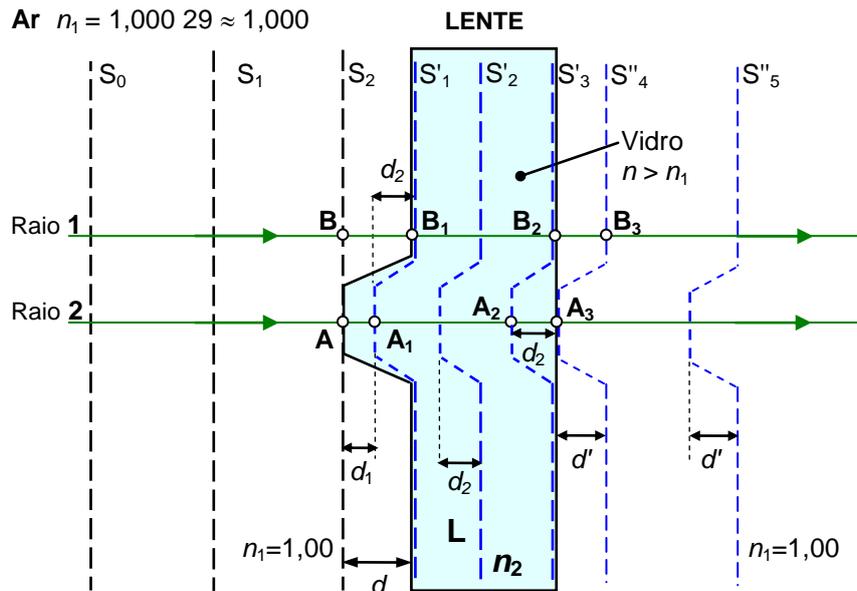


Fig. 6. Uma lente com um único erro numa das suas faces. Neste exemplo vemos um erro de "altura d " em relação à superfície idealmente perfeita da lente. Mostra-se a relação entre d e o erro na frente de onda final (visível na superfície de onda $S'4$) após refração e saída da lente. Ilustração de Guilherme de Almeida.

As superfícies de onda S_0 e S_1 ainda não alcançaram a lente. Quando o raio luminoso 2 toca o topo do planalto, em A (superfície de onda S_2), o raio 1 está em B, à distância d da superfície restante da lente. Durante o intervalo de tempo Δt em que o raio 1 se propaga no ar, de B para B_1 , à velocidade c , o raio 2 propaga-se *no vidro*, de A para A_1 , à velocidade $v = c/n$.

Portanto, $d = c \Delta t$ e $d_1 = \frac{c}{n} \Delta t$; eliminando Δt e simplificando obtemos facilmente

$$d_1 = \frac{d}{n} \quad \text{e portanto} \quad d_2 = d - d_1 = d - \frac{d}{n} \quad \text{ou seja,} \quad d_2 = \frac{n d - d}{n} = \frac{d(n-1)}{n},$$

onde d_2 representa o erro da superfície de onda S'_1 dentro do vidro. Esta superfície de onda viaja através do vidro, passando por S'_3 e mantendo o erro d_2 até chegar à segunda face da lente, suposta sem erro. Quando a onda se encontra em S'_3 , o ponto B_2 de S'_3 já tocou a segunda face da lente, mas o ponto A_2 , no planalto da onda, ainda precisa de percorrer a distância d_2 para chegar a A_3 .

Enquanto o raio 1 se propaga no ar, de B_2 para B_3 , à velocidade c , o raio 2 propaga-se de A_2 para A_3 , dentro do vidro, à velocidade $v = c/n$.

Consequentemente, $d = c \Delta t'$ e $d_1 = \frac{c}{n} \Delta t'$; eliminando $c \Delta t'$ obtemos

$d' = n d_2$ e utilizando o valor d_2 acima calculado concluímos que

$$d' = n d_2 = n \frac{d(n-1)}{n}, \quad \text{ou seja,} \quad d' = d(n-1)$$

Se o erro na superfície da lente for $d = k \lambda$, o erro na frente de onda emergente (após a saída do vidro, quando a luz se volta a propagar no ar) será $d' = k \lambda (n-1)$. O vidro mais comum usado em óptica tem $n=1,5$, pelo que $n-1=0,5$. Por exemplo se o erro na superfície da lente for $d_1 = \lambda/5$, e se $n_2=1,50$, teremos $k=1/5$ e conseqüentemente

$$d' = \frac{\lambda}{5} (1,5 - 1) = \frac{\lambda}{10}$$

Uma primeira conclusão é que, no caso de uma lente, o erro na frente de onda é menor do que o erro na superfície da lente. Para $n=1,50$, o erro na frente de onda é metade do erro na superfície óptica refractora. Concluímos assim que, nas lentes, prismas e outros componentes refractivos:

- para um dado erro admissível na frente de onda final, a exactidão das superfícies refractoras não precisa de ser tão grande como nos espelhos;
- como os vidros usados em óptica têm valores de n entre 1,34 e 1,90, quanto maior for n_2 , mais rigor tem de haver nas superfícies ópticas, para o mesmo erro na frente de onda final;
- dado que uma lente tem duas faces, os erros das suas faces podem anular-se ou reforçar-se; mesmo assim, dado que um erro numa superfície refractora é 4 vezes menos grave do que o mesmo erro numa superfície reflectora, a precisão exigida nas superfícies de lentes (para a mesma qualidade global) é mais tolerante do que a das superfícies de espelhos.

4. Há mais de um erro

O tipo de erro que abordámos nas considerações anteriores é denominado erro de pico, ou seja a distância entre o topo do erro e a superfície de referência ideal. Como em geral uma superfície óptica (de um espelho ou de uma lente) tem alguns pontos com erro em forma de elevação e outros pontos com erro em forma de cavidade, chama-se erro pico a pico à distância (medida na perpendicular à superfície óptica) entre a cavidade mais profunda e a elevação mais alta (Fig. 7).

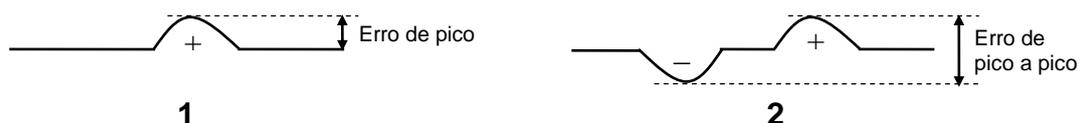


Fig. 7. Exemplos de erros em superfícies ópticas, representado de forma muito exagerada. Em 1, vemos um erro de pico e em 2 um erro de pico a pico. Ilustração de Guilherme de Almeida.

Este artigo refere-se, até aqui, ao caso de um único erro numa superfície óptica. Trata-se de uma simplificação por razões de clareza expositiva. Na verdade, uma superfície óptica tem milhares de erros e não apenas um. Em geral os erros numa superfície óptica são medidos por interferometria, comparando a superfície em análise com uma superfície de referência. Daí resulta uma amostragem de alguns milhares de pontos. Designemos os valores dos diferentes erros, obtidos nos diversos pontos, por z_1, z_2, z_3 , etc. (Fig. 8).

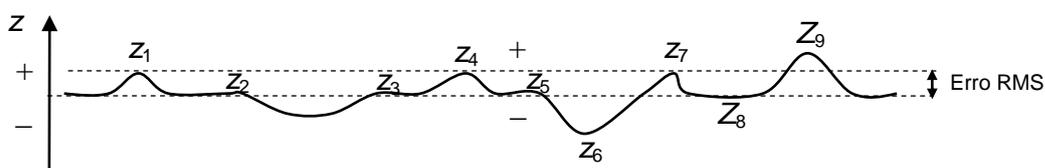


Fig. 8. Representação do perfil dos erros numa superfície óptica, com valores individuais indicados esquematicamente por z_1, z_2, z_3 , etc. Todos os erros foram muito exagerados, para maior clareza. Ilustração de Guilherme de Almeida.

Para expressar a importância global dos erros e o seu impacto na qualidade final da imagem obtida, é usual considerar o erro RMS [z (RMS)], dado pelo desvio-padrão dos valores dos diversos erros medidos:

$$z \text{ (RMS)} = \sqrt{\frac{z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 + \dots + z_n^2}{n-1}},$$

onde n é o número de pontos medidos. Convém referir que RMS significa *Root Mean Square*, ou raiz da média dos quadrados (V. nota final 4). Pela própria definição desta medida estatística, veja-se que a elevação dos erros ao quadrado evita que os erros de valores negativos (dos pontos abaixo da superfície de referência) "disfarcem" os erros positivos, acima da superfície de referência).

O erro RMS é bastante inferior ao erro de pico a pico (em geral fica entre cerca de 1/4 e 1/3 deste). No entanto, o que foi exposto nas secções 2, 2 e 3 deste artigo continua válido para o erro RMS. Assim, por exemplo, um espelho com erro RMS de $\lambda/12$ na sua superfície, recebendo luz perpendicularmente à sua superfície, originará uma frente de onda com erro RMS duplo, ou seja, $\lambda/6$.

De acordo com Lord Kelvin (1824-1907), a qualidade de uma imagem terá degradação insignificante se a *frente de onda* final que emerge do sistema óptico tiver um erro de pico a pico inferior a um quarto de comprimento de onda da luz ($\lambda/4$). Isto é equivalente a admitir que a frente de onda final apresente um erro RMS de cerca de $\lambda/14$.

5. Há mais de uma superfície óptica

Como em geral um sistema óptico tem mais de uma superfície, cada uma delas contribuirá com os seus próprios erros. No entanto, em geral, as imperfeições ópticas são aleatórias e não estão relacionadas, ou seja, é muito improvável que os erros fiquem alinhados no trajecto do mesmo raio luminoso que se vá reflectir em vários espelhos, ou atravessar as duas faces da mesma lente.

Assim sendo, esses erros não estão geralmente em situação de reforço quanto aos seus efeitos globais na frente de onda emergente. Portanto, se o erro por superfície for d , o erro acumulado d'_A pode ser aproximado pela raiz quadrada da soma dos quadrados dos erros individuais nas várias superfícies (V. nota final 4), duas ou mais. Por exemplo, num sistema de duas superfícies ópticas, se os erros nas duas superfícies forem iguais e ambos de valor d o erro global acumulado d'_A será dado por

$$d'_A = \sqrt{d^2 + d^2} = \sqrt{2d^2} = d\sqrt{2} \quad (\text{superfícies reflectoras sob incidência normal), ou}$$

$$d'_A = \sqrt{d^2(n-1)^2 + d^2(n-1)^2} = \sqrt{2d^2(n-1)^2} = d(n-1)\sqrt{2} \quad (\text{duas faces de uma lente})$$

Por isso, um espelho primário de erro $\lambda/8$ na superfície, se esta fosse a única superfície óptica, após reflexão apresentaria uma frente de onda com erro $\lambda/4$. Digamos que isto pode ser para erros de pico ou de pico a pico (desde que a superfície do espelho e a frente de onda se refiram ambas ao mesmo tipo de erro). E também serve para erros RMS: espelho a 0,034 λ RMS na superfície dando frente de onda com erro RMS de 0,068 λ .

Links informativos úteis sobre óptica:

<http://www.telescope-optics.net/newtonian.htm>

<http://www.zygo.com/?sup=/resource/faqs.cgi?id=60>

<http://www.telescope-optics.net/fabrication.htm>

<http://www.cloudynights.com/ubbarchive/showflat.php/Cat/0/Number/1667901/page/6/view/collapse/d/sb/7/o/all/fpart/1>

NOTAS

(1)– O conceito aplica-se também aos espelhos primários, sobretudo nos telescópios de Newton, pois os seus grandes raios de curvatura (o dobro das distâncias focais) são tão longos que a variação do ângulo de incidência entre o centro e a borda é pequena, pelo menos para valores f/D longos. Como exemplo, de um caso desfavorável, num primário de 300 mm de abertura, a $f/5$, o ângulo de incidência, na borda, vale $(150/3000)$ radianos= $2,87^\circ$ e $\cos 2,87^\circ=0,9987$. Por outras palavras, a normal na borda da superfície deste espelho está desviada $2,87^\circ$ da perpendicular as costas do espelho, supostas planas. Ou seja, a incidência é praticamente frontal em toda a área do espelho. Por outro lado, a função co-seno mantém-se vizinha de 1, muito satisfatoriamente até ângulos apreciáveis (por exemplo, $\cos 5^\circ= 0,99619$). Ou seja, para a finalidade em causa podemos ver estes espelhos como quase-planos. Diga-se até, com tolerância mais ampla e frouxa, que o conceito também se aplica aos secundários (mais curvados) dos telescópios de Cassegrain, Schmidt-Cassegrain e Maksutov-Cassegrain.

(2)– O resultado é o mesmo quer se considere que o erro é uma elevação ou que é uma cavidade. Neste caso, para não estar a insistir sempre na mesma versão, este exemplo refere-se a uma cavidade.

(3)– Como exemplos de espelhos inclinados a 45° , temos o habitual espelho diagonal dos refractores e catadióptricos e o tradicional espelho secundário (espelho diagonal) dos newtonianos. Mesmo no caso 2, só no centro do espelho, e em instrumentos colimados, é que o ângulo de incidência será de 45° , pois o cone de luz que vem da objectiva, ou do espelho primário é convergente. Porém, dadas as relações focais habituais, a variação em relação aos 45° não será muito grande.

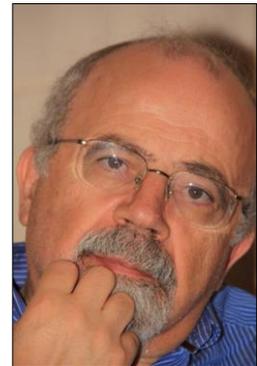
(4)– O leitor interessado poderá obter informação adicional sobre o erro RSS através do seguinte link activo: http://licn.typepad.com/my_weblog/2012/02/root-mean-square-versus-root-sum-square-john-dunn-consultant-ambertec-pe-pc.html

(5) – Esta quantificação estatística é conhecida como RSS (*Root Sum Square*), ou seja a raiz da soma dos quadrados dos valores envolvidos. É possível obter informação adicional sobre o erro RSS através dos seguintes links activos:

<http://www.nasa.gov/offices/ocel/0713.html>

<http://www.variation.com/techlib/ta-2full.html>

NÃO COMPRE UM TELESCÓPIO DEMASIADO GRANDE



Guilherme de Almeida
[g.almeida\(a\)vizzavi.pt](mailto:g.almeida@vizzavi.pt)

Este artigo dirige-se especialmente aos recém-chegados à astronomia amadora, que procuram o seu primeiro telescópio. Mas também será útil aos que estão a pensar em comprar o segundo telescópio (ou seja, o primeiro telescópio "a sério") depois de terem verificado que o seu primeiro instrumento de observação, provavelmente um reflector de 60 mm de abertura, ou um reflector de 76 mm é demasiado limitado para os objectos do céu profundo. Serve também como alerta para os observadores que estiveram alguns anos fora desta actividade e pretendem regressar: durante a vossa ausência os telescópios ficaram maiores e mais sofisticados...

O que é um telescópio "grande"?

É claro que tudo é relativo e precisamos de definir o que é "grande", neste contexto. No que se refere aos instrumentos portáteis, o tubo óptico (vulgarmente chamado OTA) não deverá pesar mais do que cerca de 10 kg (já com buscador e outros itens incluídos). O tubo óptico deverá caber no porta-bagagens de um carro normal e a montagem que o suportará deverá poder transportar-se com facilidade e montada rapidamente e sem grande esforço por uma só pessoa, sem exigir ajudantes.

Quanto ao tipo de montagem, seja ela altazimutal (abreviadamente indicada como AZ) ou equatorial (EQ), deverá ter movimentos lentos, suaves e precisos que permitam ajustes de pontaria fáceis e agradáveis para apontar o telescópio para um astro ou para o seguir. O maior telescópio do mundo será inútil se não se puder apontá-lo facilmente para um astro e seguir esse astro, à medida que a Terra vai rodando. E ainda mais inútil se não for usado!

As tendências, a moda e a febre da abertura

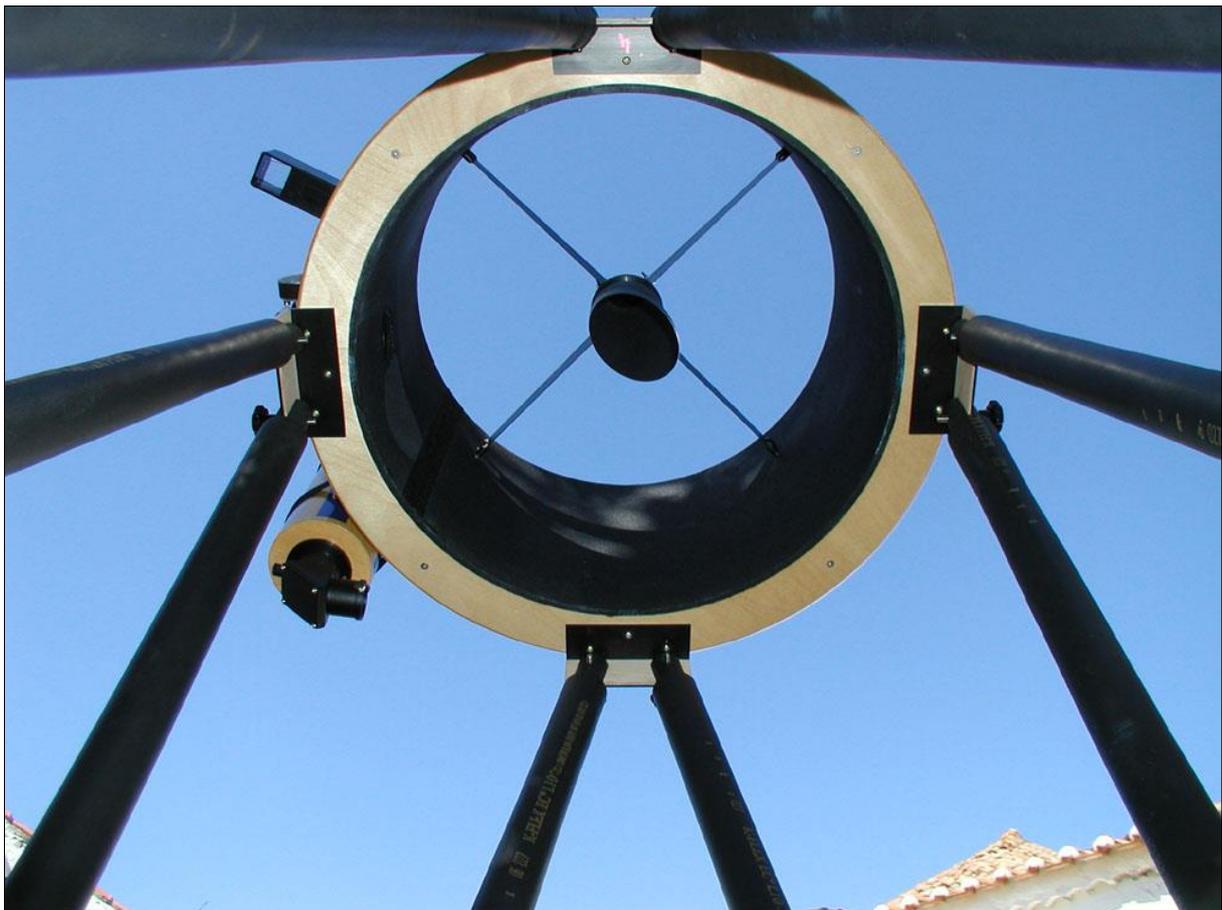
Tem havido alguma pressão para que os jovens astrónomos amadores comprem grandes telescópios. Embora a abertura⁽¹⁾ seja um parâmetro muito importante, algo como a cilindrada do motor de um carro, uma abertura maior só colhe vantagem se o telescópio for usado e se esse uso for suficientemente não cansativo e agradável para que o observador sinta vontade de continuar a usar esse telescópio.

Em termos de equipamento *portátil*, algo que ultrapasse os 200 mm de abertura deverá ser considerado "grande". À procura de uma elevada captação de luz, alguns observadores exageram e acabam por comprar um telescópio demasiado complicado e demorado para montar, colimar, demasiado grande, pesado e penoso de transportar: a solução perfeita para a frustração. Por vezes reforçam as razões para este desânimo, optando por montagens AZ de

fabrico grosseiro e controlo pouco suave, sem controlos de movimentos lentos ou alguma forma de conseguir o seguimento suave de um astro.

Consideremos o "Sr X", que se entusiasmou demasiado com a abertura e comprou um telescópio dobsoniano de 16 polegadas de abertura (406 mm), com movimentos ásperos e irregulares nos seus eixos: a capacidade de seguimento fácil de um astro será fraca e o tubo move-se aos "sacões". O tubo óptico (OTA) pesa cerca de 36 kg e a base dobsoniana pesa uns 27 kg. O tubo óptico precisa de ser desmontado para o transporte e voltado a montar no local de observação. Após a montagem, é preciso colimar os espelhos, um trabalho que pode ser moroso, sobretudo para quem ainda deu poucos passos nestas actividades. Terminada a sessão de observação, segue-se nova desmontagem. Tudo isto se repete em cada sessão de observação, a não ser que o telescópio esteja permanentemente montado no local onde é usado (utilização em observatório fixo pessoal). Com estes problemas, é difícil imaginar uma escolha menos conveniente para este observador "X".

Ao fim de poucas sessões de observação, o telescópio ficou definitivamente arrumado. O observador ficou desencorajado e com dores persistentes nas costas. Muito bem, 406 mm de abertura permitem um potencial de observação assombroso, mas isso é impossível de concretizar se o telescópio não for utilizado e ficar ingloriamente a apanhar pó numa qualquer arrecadação. Esta história caracteriza a tão falada "febre da abertura" na astronomia de amadores.



Um telescópio Dobsoniano de 18 polegadas (457 mm de abertura), fotografado de dentro para fora. Pouco acima do centro da imagem vê-se o espelho secundário, rodeado pela sua aranha, por um buscador e por um apontador Quickfinder. (Fotografia de Guilherme de Almeida, 2002)

Compras e expectativas

O "Sr Y" comprou, baseado nos conselhos de um amigo supostamente conhecedor, um telescópio newtoniano de 10 polegadas de abertura (254 mm), também em montagem dobsoniana. O telescópio foi usado apenas três vezes até que o observador se deu conta de que passava mais tempo a montar, colimar e desmontar o telescópio do que a observar através dele...Mudou rapidamente para um refractor apocromático (Apo) de 90 mm de abertura e nunca se arrependeu. Mais tarde comentou "ninguém me disse que um dobsoniano de 10 polegadas seria doloroso nos joelhos, implacável nas costas, persistente no pescoço e tão consumidor de paciência; é verdade que ele dava imagens mais brilhantes e menos focadas do que o Apo de 90 mm".

O que se deduz destas histórias pouco felizes é que os telescópios podem, de forma igualmente fácil revelar-se demasiado grandes ou demasiado pequenos (situação a evitar também). A *qualidade*, óptica e mecânica é muito importante para o conforto, comodidade e prazer nas observações e no uso frequente do telescópio. Podemos até dizer que a qualidade é melhor do que a quantidade (abertura só pela abertura, com menos qualidade). Um bom telescópio de tamanho moderado revelará mais sobre as maravilhas do Universo do que um outro telescópio, grande, mas grosseiro e mal fabricado. Dizem os astrónomos amadores que "a abertura é insubstituível e ganha sempre", mas isso só acontece só se o telescópio for usado frequentemente e se tiver suficiente qualidade.

É muito vantajoso que o entusiasta comece por conhecer o céu a olho nu, utilizando um "Roteiro do Céu" e um "planisfério celeste". Depois, trate de aprender pelo menos alguma coisa sobre o céu nocturno com o seu primeiro telescópio, por pequeno que seja, sem olhar para a sua pequenez ou "inferioridade" face a telescópios maiores, antes de passar para um telescópio maior. É possível usar para isto qualquer telescópio, mesmo um de uso terrestre, em conjunto com um mapa celeste, e um binóculo para aprender a apontar o telescópio para alvos menos óbvios pelo método de estrela em estrela. Esse treino irá revelar-se insubstituível e renderá juros quando mais tarde usar um telescópio. Aprenda como é que funcionam os telescópios, as montagens e as oculares. Conheça o modo de alinhar o buscador e a montagem equatorial (alinhamento polar), pelo menos aproximadamente, o que será suficiente para as observações visuais. O alinhamento polar é simples e não deverá exigir demasiado tempo. Obtenha este nível modesto de desempenho *antes* de partir para um telescópio maior e assim terá uma opinião e um tacto mais sensível na sua futura escolha, o que lhe permitirá tomar decisões mais informadas.

Quando o leitor decidir mudar de telescópio, vendendo o anterior ou adicionando o próximo telescópio ao que já tinha, resista à tentação de se "atirar de cabeça" para um instrumento sofisticado que seja maior, mais complicado e mais caro do que aquele de que *realmente* precisa. Para ajudar a escolher um novo telescópio, consulte o nosso livro *Telescópios* ⁽²⁾, que dedica todo um capítulo a esse assunto. Uma boa escolha de um telescópio completo para entrar neste interessante hobby das observações astronómicas é optar por uma linha intermédia de preços razoáveis, bem concebidos e bem construídos, equipados com uma sólida montagem equatorial alemã. Marcas como *Sky-Watcher*, *Orion* e *Vixen* (por exemplo), disponibilizam modelos equivalentes e montagens que não o vão deixar de bolsos vazios. Telescópios acromáticos (de relação focal longa), refractores ED praticamente apocromáticos (até 102 mm de abertura) são opções razoáveis, assim como telescópios newtonianos, telescópios Schmidt-Cassegrain ou Maksutov-Cassegrain até 5 a 6 polegadas de abertura (127 mm a 152 mm) darão bons resultados para um amador recém-chegado ou um observador intermédio que deseja portabilidade.

Para o iniciante mais exigente, um refractor apocromático de 90 mm a 105 mm de abertura, de fabricantes como *Televue*, *Takahashi*, *Stellarvue*, *TMB*, ou um Maksutov-Cassegrain *Intes-Micro* de 150 mm de abertura serão uma referência difícil de ultrapassar nesses diâmetros. São telescópios tão bons que pode até acontecer que o leitor não sinta necessidade de ir mais além. Mesmo assim, se mais tarde comprar um telescópio maior, vai querer conservar um destes, se o tem, pois será sempre útil para uma observação rápida. Se se desfizer dele, acabará por se arrepender dessa decisão precipitada.

O limite superior em abertura (e tamanho global do telescópio), no *conceito de portátil*, que muitos astrónomos amadores em início de carreira poderão considerar será um bom Maksutov-Cassegrain de 6 ou 7 polegadas de abertura (152 mm a 180 mm) ou um reflector newtoniano de 6 polegadas (152 mm), ou ainda um refractor apocromático de 4,5 polegadas a 5 polegadas (115 a 127 mm de abertura). Estes telescópios têm boas possibilidades de observação, com requintes de nível avançado. Algumas vezes podem ultrapassar telescópios maiores quando levados para lugares remotos. Um Schmidt-Cassegrain de 152 mm também pode prestar bons serviços. Qualquer um destes instrumentos pode ser adquirido como tubo apenas (devendo o interessado já ter a montagem ou comprá-la separadamente) ou como telescópios completos. Em todos os casos referidos, o utilizador ficará com um instrumento de observação flexível, fácil de levar de um lado para o outro e com muito para observar.

No máximo dos máximos, dentro do conceito de portátil, o limite será um Maksutov-Cassegrain (MCT) ou um Schmidt-Cassegrain (SCT) de 8 polegadas de abertura (203 mm f/10), que são instrumento com boas capacidades, em tubos curtos (46 cm a 60 cm de comprimento), mas convém saber que o tubo do MCT pesará praticamente o dobro do SCT. Podem ser comprados em conjunto com boas e sólidas montagens equatoriais, motorizadas e com busca automática de astros (*goto*). Este telescópios, para os entusiastas com pouca experiência podem ser demasiado, a não se que já sejam, à partida, observadores muito dedicados. Ou ainda um telescópio de Dobson de 6 f/6 ou no máximo um a 8 polegadas f/4,5 ou f/5. Além disso a ideia de "portátil" não passará de palavra oca.

Os instrumentos acima indicados são ainda portáteis, fáceis de utilizar e dão espaço de manobra para a evolução do observador. Em poucas palavras: são telescópios que vão *de facto* ser usados e não acabar os seus dias a apanhar pó numa arrecadação porque o utilizador descobriu demasiado tarde, o "lado negro" da abertura. Alguns observadores experientes utilizam telescópios destes ou similares, porque eles sabem que os telescópios fáceis de usar são mesmo utilizados enquanto os grandes dinossauros jazem na arrecadação, a apanhar pó por alheamento e falta de entusiasmo... ou dores nas costas

E os telescópios grandes?

Da leitura deste artigo não deve presumir-se apressadamente a desaprovação do autor pelos telescópios de grandes aberturas. Mas eles só deverão ser utilizadas por quem tenha o espaço, o local, as condições, o empenhamento e a forte motivação que eles exigem. Só assim será possível dar-lhes efectivamente o devido uso como instrumentos de observação resgatando-os ao destino de dinossauros esquecidos no meio do pó e da escuridão.

(1) – *Abertura* é um termo usado em astronomia, que indica o diâmetro da óptica principal de um telescópio. É indicada em milímetros e por vezes em polegadas (1 polegada = 25,4 mm).

(2) - ALMEIDA, G. — *Telescópios*, Plátano Editora, Lisboa, 2004.

Mais informação em <http://www.platanoeditora.pt/index.php?q=C/BOOKSSHOW/15>

FAÇA VOCÊ MESMO – CABO EQDirect

João Alveirinho Correia
joaoruicorreia@gmail.com

Por vezes, em quase todos os caminhos, é necessário adaptarmo-nos às contingências económicas. Nesses casos um obstáculo pode servir como uma forma de atingirmos os nossos objectivos de uma forma diferente, mas igualmente eficaz, e por vezes substancialmente mais económica.

Desta vez foi necessário um cabo que permitisse controlar directamente uma montagem híbrida, em que os controladores pertencem a uma *EQ5 Synscan*. Apesar de ser possível utilizar o comando da Synscan para fazer o interface com o controlador dos motores da montagem, este processo implica uma manutenção do comando e da montagem sempre ligado o que é impraticável para operação remota.

Para que seja possível controlar a montagem sem intervenção é necessário ligar o computador que faz o comando da montagem directamente ao controlador dos motores, e para isso é necessário o cabo EQDirect.

Seguindo informação disponível no projecto EQMOD associado à plataforma ASCOM, podemos ver quais as ligações necessárias para os diferentes tipos e modelos das montagens e respectivos controladores, dependendo da ficha utilizada para ligação ao controlador dos motores.

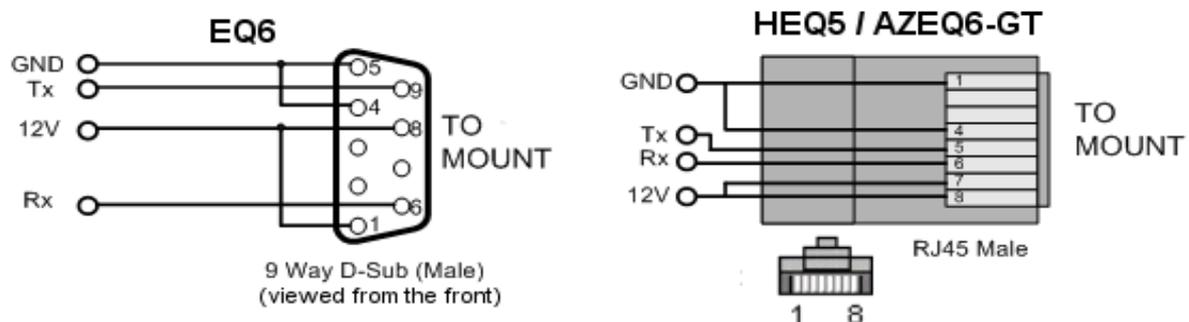


Figura 1 – Esquema da Ligação ao controlador dos Motores. A indicação de 12 V , deve ser entendida como estando presente pelo que neste cabo é desnecessária pois os únicos sinais necessários são RX,TX, GND.

O cabo *Eqdirect* é um interface entre um interface USB no computador e um interface Série RS232 no controlador da montagem; essencialmente estamos a realizar a conversão entre o interface USB/RS232 que essencialmente são sinais TTL(*Transistor-Transistor Logic*). Actualmente os interfaces Série dos computadores mudaram de um padrão Série RS232 para o padrão USB; para que os equipamentos com interface RS232 funcionem é necessário colocar no sistema um interface USB para sinais Série RS232, que é o que este cabo faz.

Essencialmente a conversão realizada faz-se com um conversor de sinais USB, que são modulados como RS232 e posteriormente encaminhados para a saída desse conversor que pode então ser ligado ao controlador dos motores.

Os sinais que são transmitidos por um cabo Série são essencialmente três, Emissão(TX), recepção(RX), e o ground(GND) por onde os sinais retorna para o circuito de origem.

Um conversor de USB possui na saída estes três sinais, de modo que sejam enviados para o controlador dos motores.

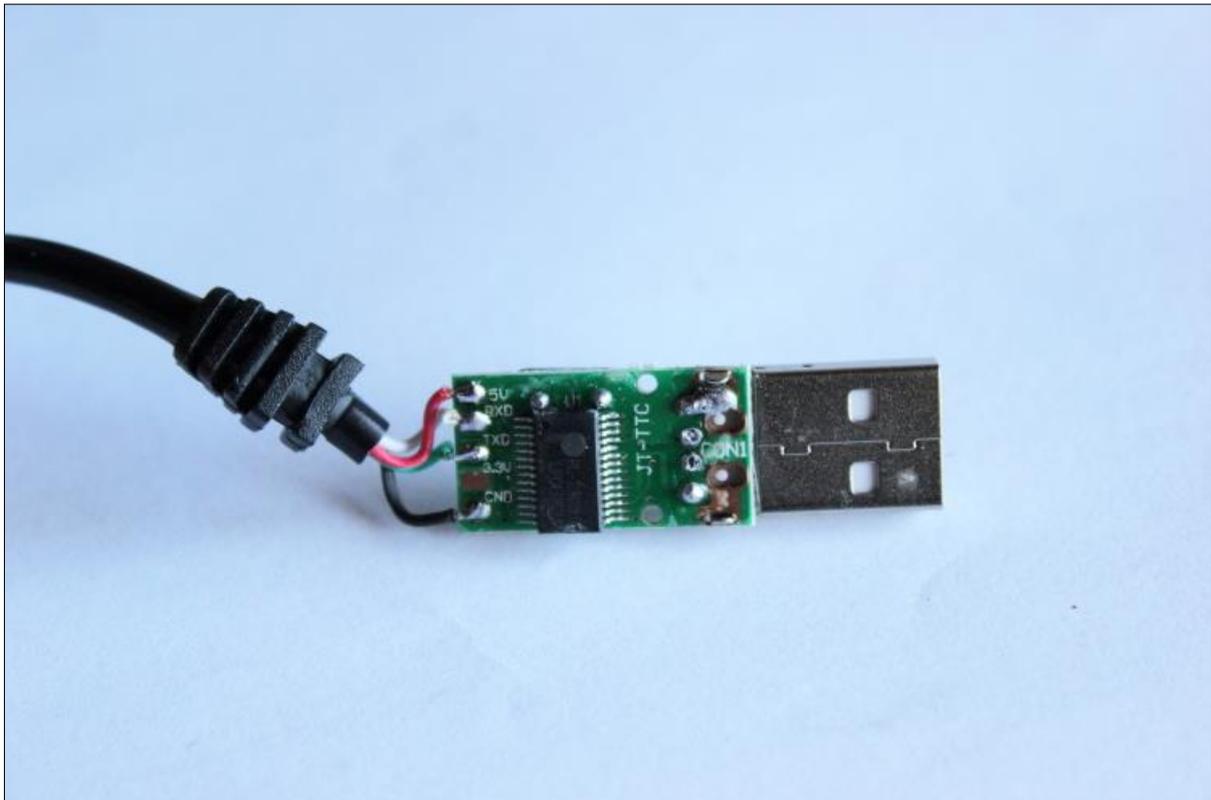


Figura 1 – Conversor USB/RS232 TTL

As ligações são efectuadas no extremo do controlador de acordo com o esquema apresentado na figura 1, a sua simplicidade de execução necessita apenas do domínio de um ferro de soldar .

Uma vez realizado o cabo e testado antes de ligar quanto a curto-circuitos e à continuidade dos sinais está apto a ser testado.

Para este teste será necessário apenas a instalação dos drivers que são necessários para criar uma porta série virtual no sistema operativo, uma vez realizada esta tarefa será apenas necessário configurar a respectiva porta no Software ASCOM.

De salientar que o custo deste cabo comparando com a solução à priori construída e adquirida em alguns sítios disponíveis na internet, ronda a redução de aproximadamente 10 vezes o custo inicial, tem a desvantagem de não possuir garantia, e de dar algum trabalho a realizar.

ESTUDO DA ESTRELA VARIÁVEL DE PERÍODO LONGO **R BOOTES** COM RECURSOS REDUZIDOS



João Alveirinho Correia
joaoruicorreia@gmail.com

1. Introdução

No decorrer das próximas linhas, iremos explorar os métodos e as escolhas necessárias para chegar aos resultados que se podem consultar sobre este troço da curva de variação de magnitude da estrela variável R Bootes (tipo Mira), que possui um período de aproximadamente 223 dias, de classe Espectral M4-8e Anã Vermelha, foi esta a estrela escolhida devido aos condicionamentos logísticos que existiam.

O objectivo deste trabalho visava o desenvolvimento de competências na utilização do método fotométrico de precisão, utilizando apenas os recursos disponíveis no início da campanha, assim como o aprimoramento do conjunto utilizado na aquisição e redução das imagens para posterior análise.

2. Equipamentos utilizados

Os equipamentos utilizados no desenvolvimento deste trabalho de monitorização do brilho da estrela R Bootes, foram uma montagem Vixen GP equatorial alemã, com uma modificação de motorização para ascensão recta e declinação, realizada com o Kit da Skywatcher EQ5 Synscan upgrade, que possui as mesmas características da Montagem Vixen GP.

O telescópio utilizado é um refractor acromático com uma lente de 83 mm e 520 mm de focal, com uma razão focal de f/6,26. Foi posteriormente melhorado, com um tubo de protecção da condensação, e melhorada a precisão e estabilidade do mecanismo do focador, que de origem apresentava folgas em rotação do tubo porta oculares e flexões indesejadas.

A câmara utilizada foi uma *Artemis* 285 arrefecida, similar à actual Atik 314 L+, que apesar de possuir arrefecimento, não possui controlo de temperatura. Trata-se de um sensor

CCD Sony ICX285AL (monocromático) de 1.4 MegaPixel, com um pixel de 6,45 μm . A eficiência quântica deste sensor aproxima-se dos 100% na banda do visível, não sendo inferior dos 50% na banda do vermelho ou do azul.

A Roda de Filtros Utilizada foi uma *Atik Electronic Filter Wheel* da primeira geração, com filtros Baader LRGB.

Devido a erros de pontaria na primeira estrela foi necessário adicionar uma câmara com um campo de 7 graus para efectuar a primeira calibração de posição. Para isso foi utilizada uma câmara web da marca Logitech modelo c170 de 1 Megapixel, em modo vídeo, em projecção afocal, associada a um buscador com campo de observação de 8 graus, permitindo a sincronização da posição do conjunto com a plataforma de controlo EQASCOM.

Para controlo da câmara web foi utilizada a aplicação Metaguide(3).

No que diz respeito ao controlo da montagem todo este trabalho foi desenvolvido sem o recurso de guiagem com câmara adicional,

Durante o período de aquisição de dados, foi inicialmente utilizado um computador portátil a correr Windows 7, e posteriormente transferida a plataforma de aquisição de imagens e controlo de dispositivos para uma máquina dedicada, baseada num portátil Toshiba com Windows 7, que no entanto, não possui ecrã funcional. A redução das imagens continuou na máquina inicial.

O *software* utilizado para as diferentes áreas deste projecto foimoseguinte: Sistema operativo de base Microsoft Windows 7, software de Controlo da montagem plataforma EQASCOM, com ligação directa através do cabo EQDirect (USB/TTL) realizado pelo próprio, software de aquisição de imagem e controlo da câmara CCD, Artemis Capture com capacidade para automação da aquisição e controlo integrado da roda de filtros. A redução das imagens foi realizada pela aplicação FitsWorks 4.47(4), o processamento das imagens para obtenção da Fotometria ficou a cargo da aplicação C-Muniwin (6). A standardização das magnitudes instrumentais e criação do ficheiro de relatório submetido à AAVSO, ficou a cargo da folha de cálculo Microsoft Excell, o refinamento do ficheiro utilizando a aplicação Notepad++(7).

Para preparação da campanha de observações foi utilizada para determinação da posição do objecto em estudo dentro da janela de oportunidade a aplicação Stellarium 0.12.4(11). Na obtenção das tabelas de estrelas padrão utilizadas, cartas estelares do campo a estudar, assim como no estudo da curva de luz da estrela em estudo, foram utilizadas as aplicações online Variable star plotter(8), light curve generator(9), international variable star index(10), e a aplicação V-Star(13) da AAVSO, que corre localmente e acede à base de dados da AAVSO para interrogação sobre os dados disponíveis para um objecto definido, registados na AAVSO, assim como a análise dos períodos de variação dos dados.

Para a determinação da astrometria do campo observado foi utilizado a plataforma online astrometry.net no seu serviço nova.astrometry.net(12) que permite submeter imagens e efectuar a astrometria do centro da imagem, assim como aferir da ortogonalidade da imagem com a ascensão recta e declinação.

3. Restrições

A janela de observação restringiu o trabalho pois a área de observação inicia no azimute 80° e termina no azimute 140°, sendo que a elevação máxima possível se restringe ao 57° de altura. A exposição máxima possível é de 30 segundos, pois acima deste tempo as imagens obtidas apresentam arrasto.

4. Métodos Utilizados

Uma vez determinada a coordenada do objecto, e efectuada uma imagem de teste foi confirmada a correcção das coordenadas com recurso ao serviço nova.astrometry.net (12).

Posteriormente foram efectuadas várias exposições com o objectivo de determinar, se para uma exposição de 30 segundos, não seria nem obtida saturação, nem subamostragem da estrela a caracterizar, assim como das estrelas de comparação, para que as determinações de magnitude não apresentem um erro elevado.

O método acabado de descrever foi realizado com ajuda de da aplicação Fitsworks(4), efectuando a análise da curva de secção na estrela para avaliar se ocorria saturação da estrela a estudar e das estrelas de comparação.

A aquisição de imagens de 30 segundos permitia obter valores máximos de leitura no histograma em média 3219 em 65536, numa contagem de 1056 pixels. Apesar de baixo este valor permitia uma contagem de 16529 para a estrela a determinar, atingindo-se magnitudes instrumentais de 10.53 para a banda do Visível ou verde, com o o brilho do fundo do céu com magnitude 14.78.

Como o objectivo era obter a variação para a banda do vermelho, visível e azul, foram adquiridas sempre que possível cinco imagens, para cada banda do espectro do visível.

A estratégia adoptada para a redução de imagens foi efectuada em dois passos, o primeiro o processamento visava a remoção do ruído do sensor, seguida da remoção do ruído térmico associado ao tempo de exposição, e por fim a normalização da imagem com recurso a uma divisão da imagem intermédia pelo flat.

As imagens mestre utilizadas para o ruído (bias) foram obtidas efectuando uma amostragem de 30 imagens, que posteriormente foram adicionadas à imagem final realizando apenas uma média.

As imagens mestre do Ruído térmico da exposição foram obtidas efectuando uma amostragem de 30 imagens com a câmara com pouco tempo de arrefecimento, mais 30 imagens no fim de uma sessão, com vista a obter a média da média das duas imagens. Para cada uma das duas imagens utilizadas efectuou-se a amostragem de 30 imagens, sendo que para aumentar o grau de confiança se removeu o ruído do sensor para que a imagem seja apenas o ruído térmico.

A obtenção da imagem da sujidade do conjunto óptico/sensor foi amostrado da mesma forma com um grupo de 30 imagens do qual se obtém a média.

Ao método de processamento avançado foi adicionado um passo que se explana em seguida.

Apesar de a exposição de 30 segundos se situar na zona em que o ruído predomina no sensor CCD, é possível reduzir o ruído da imagens efectuando uma amostragem de cinco imagens, que uma vez adicionadas a uma imagem final, em que se efectua a média aumentando-se assim o grau de confiança da imagem obtida.

No caso em que as imagens apresentavam arrasto, foram excluídas da média, obtendo-se por vezes médias com 3 imagens.

A redução de imagens para fotometria foi efectuada com recurso à aplicação C-Muniwin que permite efectuar uma análise em lote. Neste caso foram carregadas as imagens e de acordo com a tabela de estrelas padronizadas da AAVSO, foi escolhida a estrela com o identificador 000-BBV-558, com um índice de cor (B-V) = 1.036 muito próximo do índice de cor da estrela R Bootes = 1.49. Nesta aplicação é possível, efectuar a correcção heliocêntrica da data juliana, a correcção da massa de ar, determinação da fotometria diferencial, ou fotometria instrumental, sempre que se forneça o ruído e o ganho do sensor.

Uma vez obtida a curva de variação de magnitude instrumental da estrela alvo e da estrela de comparação, nas bandas estudadas, foram exportados os valores obtidos para cada imagem da campanha.

Com os resultados para a magnitude instrumental obtidos no C-Muniwin(6) foi determinada a magnitude standard que deriva da expressão

$$\text{Mag}_{\text{Standard}} = (\text{Mag}_{\text{Inst Variavel}} - M_{\text{Inst}_{\text{comparação}}}) + M_{\text{Comparação Standard}}$$

Uma vez determinada a magnitude standard da estrela variável foi criado o ficheiro de relatório a submeter à AAVSO, em que se utilizou o Formato de Ficheiro Estendido da AAVSO.

Uma vez refinado com a utilização da aplicação notepad++(7) para a remoção de caracteres de controlo, com tabulações, e inserção dos delimitadores dos campos foi então submetida à AAVSO através da plataforma online WebObs(14).

O tipo de filtro submetido é do tipo Tri-Color, semelhante nas características aos filtros das microlentes dos sensores CCD a cores, e tem a designação no ficheiro de submissão de medições de TR para a banda R, TG para a banda V, e TB para a banda B.

5. Resultados e discussão

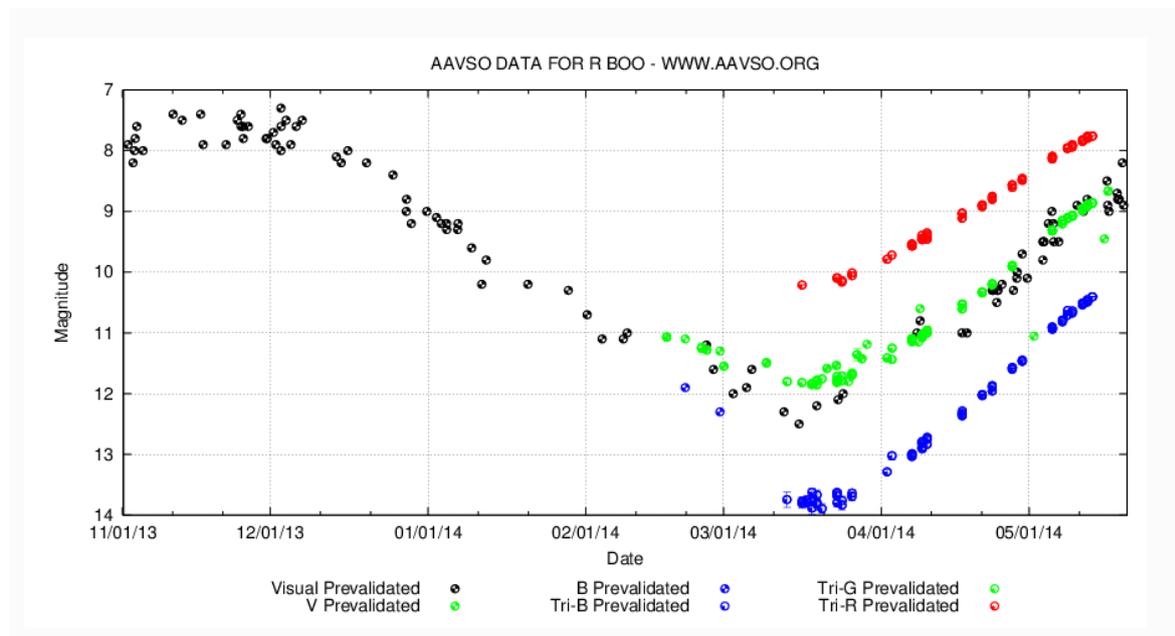


Imagem 1 - Gráfico das medições efectuadas apresentadas no site da AAVSO conjuntamente com as medições visuais com e sem camera CCD de outros observadores, assim como medições com filtros fotométricos .

Os resultados encontram-se coerentes com as medições visuais, e fotométricas apresentando coerência com as obtidas com filtros fotométricos,

O comportamento nas diferentes bandas analisadas é qualitativamente coerente, ajustando-se aos restantes dados de comparação da AAVSO.

O resultados obtidos permitem concluir as seguintes variações para o período observado:

Banda R : 10.2 – 7.8

Banda V: 11.9 – 8.7

Banda B: 13.9 – 10.3

O índice (B-V) obtido foi de 1.95 para o período da campanha. Apesar de se apresentar incoerente com os valores padrão apresentados para R bootes, neste momento não existe

conhecimento do conjunto suficiente que permita determinar qual a origem desta discrepância.

6. Conclusões

Conclui-se que é possível realizar fotometria com algum rigor e precisão utilizando filtros não fotométricos, que a integração dos diferentes componentes do sistema descrito funciona dentro de limites razoáveis de precisão permitindo um trabalho sério e credível.

As condições geográficas e de poluição luminosa, limitam a magnitude observável dos objectos, não impedindo a fotometria de objectos até magnitude 14 nos subúrbios de Lisboa. A fotometria com aquisição de imagens com massa de ar até 1.6 é passível de ser realizada, assim como a realização de fotometria nos subúrbios das cidades.

A utilização de software de código aberto em conjunto com as vulgares soluções comerciais permite uma redução significativa de custos, e uma eficiência económica significativa para este tipo de projecto, abrindo a porta a neófitos que escolham a fotometria como o seu campo de eleição.

No entanto será de ter em linha de conta que o trabalho fotométrico deverá ser realizado com filtros fotométricos padrão para que as comparações se situem no mesmo contexto.

Bibliografia:

- (1) AAVSO, 2011, The AAVSO CCD observing Manual, 40.
- (2) EQDirect cable, <http://eq-mod.sourceforge.net/eqdirect2.htm>

Recursos Online

- (3) Metaguide, <http://www.astrogeeks.com/Bliss/MetaGuide/>
- (4) FitsWorks, <http://www.fitswork.de/software/>
- (5) EQASCOM, <http://eq-mod.sourceforge.net/eqaindex.html>
- (6) C-Muniwin, <http://c-munipack.sourceforge.net/>
- (7) Notepad++, <http://notepad-plus-plus.org/>
- (8) AAVSO – Variable Star plotter, <http://www.aavso.org/vsp>
- (9) AAVSO – light Curve Generator, <http://www.aavso.org/lcg>
- (10) AAVSO – Variable Star index, <http://www.aavso.org/vsx>
- (11) Stellarium, <http://www.stellarium.org/>
- (12) Astrometry.net Nova Service, plate solving, <http://nova.astrometry.net/>
- (13) V-Star, <http://www.aavso.org/vstar-overview>
- (14) WebObs, <http://www.aavso.org/webobs>

ISAACS ROBERTS'S PHOTOGRAPHS OF CLUSTERS AND NEBULAE

PEDRO RÉ

<http://astrosurf.com/re>

Isaacs Roberts (1829-1904) was one of the pioneers of deep-sky astrophotography. He took almost 2500 plates of deep-sky objects from 1883 to 1904¹.

Henry Draper (1837-1882) and Andrew Ainslie Common (1841-1903) showed what was possible in long exposure deep space astrophotography by imaging the Great Orion Nebula (M42). Roberts was the first to image a large variety of objects. These astrophotographs were published in a two volume set entitled "*A Selection of Photographs of Stars, Star-Clusters and Nebulae*". The first volume was published in 1893 and the second in 1899². Isaacs Roberts sent copies of these volumes to several observatories and libraries around the world, including the library of the Lisbon (Royal) Observatory (Figure 1).

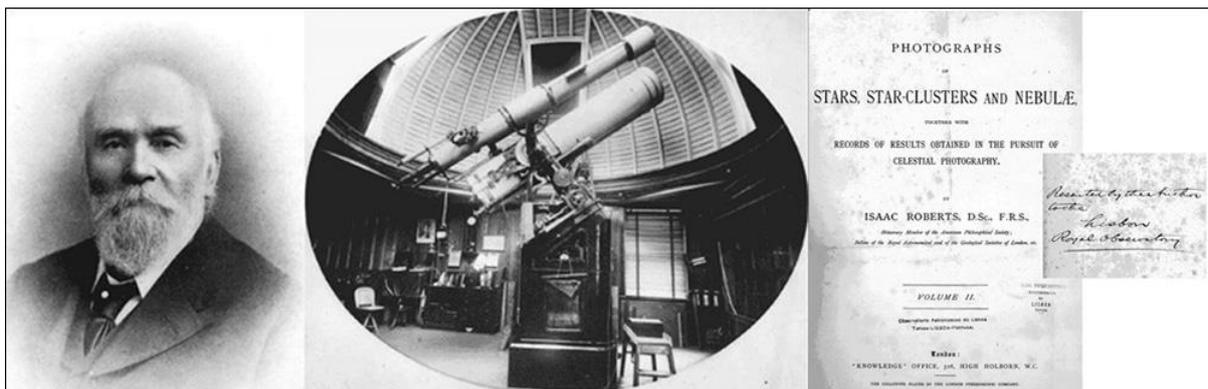


Figure 1- Isaacs Roberts (1829-1904) (left), Twin Equatorial: 20-inch reflector and 7-inch refractor (middle), Photographs of Stars, Star-Clusters and Nebulae, Volume II, presented by the author to the Lisbon Observatory.

Isaacs Roberts bought his first telescope in 1878 when he was 49 years of age. This first instrument made by Cook & Sons was a very expensive 7-inch³. Roberts used the Cook refractor mainly for visual observations at his home in Rock Ferry, Birkenhead.

In 1883 Roberts moved to Kennessee near the small village of Maghull. Soon after, he began experimenting with astronomical photography using portrait lens ranging in aperture from 3/8 to 5 inches. At this time Roberts was already 54 years of age. From 1883 onwards until his death in 1904 Roberts photographed almost every deep-sky object known and visible from the location of his observatory. He was the first to image, with considerable detail,

¹ Roberts, D.K. (1907). Preliminary catalogue of Isaac's Roberts's collection of photographs of celestial objects. *Astronomische Nachrichten*, 174: 13-30. His widow, Dorothea Roberts compiled a catalogue of 2485 plates of stars, clusters, nebulae and other objects, of which the majority (1412) were obtained with a 20-inch reflector.

² Roberts, I. (1899). *Photographs of Stars, Star-Clusters and Nebulae*. Volume II. "Knowledge office, High Holborn, W.C.: 178 pp.

³ The 7-inch Cooke refractor would have a cost more than a lifetime of wages of an average worker living in Liverpool in the 1870s.

several well-known objects: Andromeda Galaxy (M31); Dumbbell Nebula (M27); Hercules Cluster (M13), Pleiades (M45); Bodes Galaxy (M81); Sombrero Galaxy (M104)⁴.

The majority of Roberts' astrophotographs were made with two Grubb reflectors (18-inch and 20-inch). The 20-inch reflector was mounted in a Twin Equatorial (Figure 1). The two telescopes (20-inch reflector and 7-inch refractor) could be independently moved in declination.

By 1890 Roberts moved to yet another location where he established a new observatory which he appropriately named "Starfields". The location of Starfields was on the summit of Crowborough Beacon, about 800 feet above sea level (Figure 2). Roberts described the facilities in 1891⁵.

The observatory is placed on the summit of Crowborough Hill, in Sussex, which is one of the highest points in the South of England, and commands the horizon without material obstruction. The floor of the observatory is 780 feet 7-inches above sea level. The whole of the buildings are erected in a level platform of concrete, the top of which is above the ground, which slopes towards the south-east. The buildings are one story in height, and the floors are raised fifteen-inches above the platform or terrace, and are on one uniform level throughout. The limit of one story in height permits the telescopes to be brought down to within twenty degrees of the horizon when pointed over the roof of the house. The observatory is placed due south, and is 20 feet square inside, with a transit room opening from it on the west side. Adjoining the observatory on the north side is a physical laboratory and chemical laboratory, with darkroom and photo enlarging arrangements. These and the observatory are connected with the dwelling house by a corridor, on one side of which is a mechanic's shop, heating chamber and library. At the end of the corridor is the dwelling-house. The dome of the observatory is hemispherical and constructed with wood ribs, sheathed with wood and covered with copper. The dome has two slits, each 3 feet 8-inches in width, parallel with each other, and 5 feet 8-inches from centre to centre. The shutters of the lower half of each slit slide horizontally round the dome, and the upper halves slide upon and over the top of the dome, so that both slits can be opened full breadth from the horizon to 18-inches beyond the zenith. By opening both slits the observatory is soon cooled down to the external temperature; but there is one disadvantage in this dual slit plan – it gives the dome a pole, which in some positions of the telescope is a little troublesome. The latitude of the observatory is N. 51° 3' 7"; longitude E. 0h 0m 37s. The site of the observatory was selected after much inquiry and investigation as to probability of the occurrence of numerous clear intervals of sky during the year suitable for the pursuit of stellar photography, and although it is premature to express a decided opinion, I am quite safe in stating that this locality is an improvement upon the former site of observatory at Maghull. It may interest some to know that I commenced building the observatory and house in the month of September 1889, and by September 1890 the buildings were finished and occupied, and some ten tons weights of telescopes, apparatus, and books were dismantled, conveyed and re-erected on Crowborough Hill within twelve months' time. The photographic work was continued at Maghull till the month of June 1890, and resumed at Crowborough in the following October.

⁴ James, S.H.G. (1993). Dr. Isaacs Roberts (1829-1904) and his observatories. *Journal of the British Astronomical Association*, 103, 3: 120-122. Hughes, S. (2012). *Catchers of the Light*. eBook

⁵ Roberts, I. (1891). New observatory at Crowborough Hill Sussex. *MNRAS*, 51: 118-119.

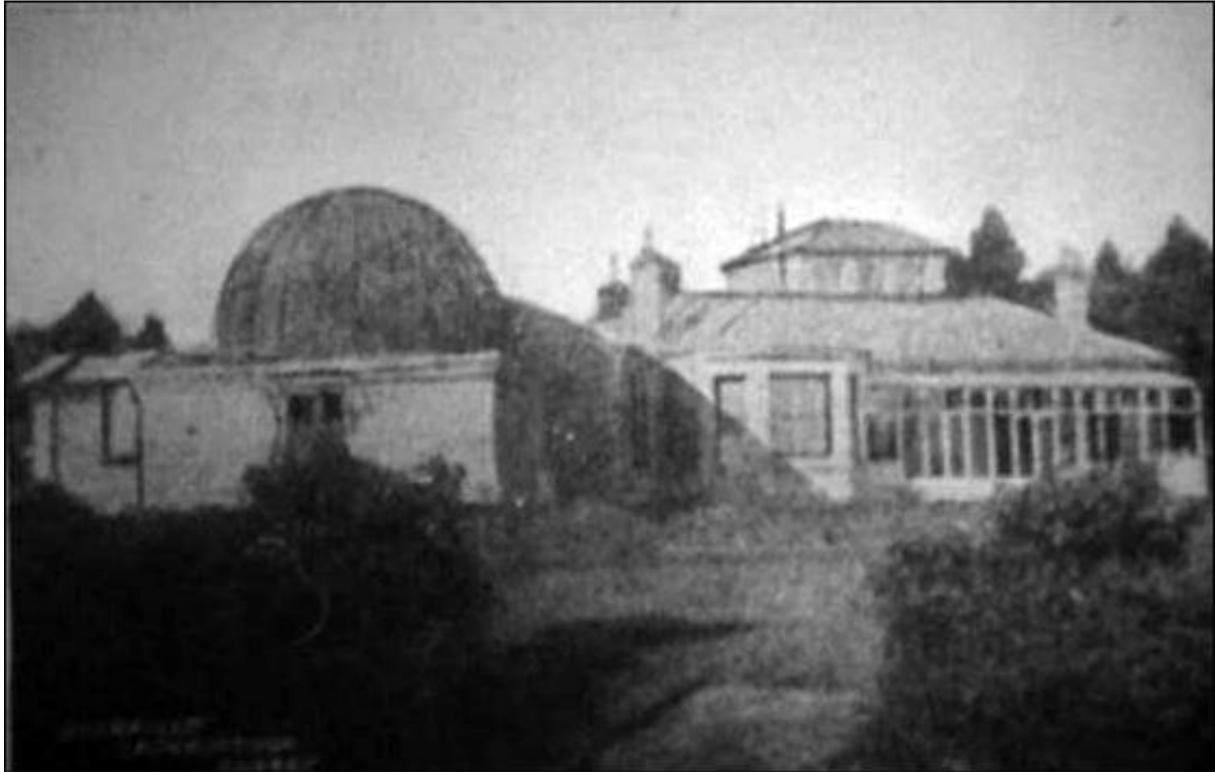


Figure 2- "Starfield", Isaac Roberts's observatory and home in Crowborough, Sussex

In the preface of "*A Selection of Photographs of Stars, Star-Clusters and Nebulae*" (Volume II) Roberts describes his aims:

My intention, in the pages following, is to convey in brief, and I hope clear form, my views concerning some of the results already obtained by the aid of photography in the elucidation of celestial problems, the complete solution of which cannot for many years yet be obtained; and I may here quote from the preface to the volume, issued in the year 1893, of A Selection of photographs of Stars, Star-Clusters, and Nebulae, the following paragraphs, which are applicable also to the present volume.

"It has been my aim, in publishing the photographs and descriptive matter introduced in the following pages, to place data in the hands of astronomers, for the study of astronomical phenomena, which have been obtained by the aid of mechanical, manipulative, and chemical processes of the highest order at present attainable; and that such data should be, as regards the photographs, free from all personal errors."

"The photographs portray portions of the Starry Heavens in a form at times available for study, and identically as they appear to an observer aided by a powerful telescope and clear sky for observing."

In the processes employed for obtaining the photographic illustrations contained in this volume the same instruments have been used, and the same care has been exercised in the production of the illustrations of the various objects as in the first volume; but owing to improvements in the manufacture of photographic films, and to the extended data now available beyond that which had been obtained up to the year 1893, when the first volume was published, certain deductions concerning the evolution of stellar systems are now permissible which six years ago would have been justly considered premature. The evidence now published appears to me of so striking a character that it should no longer be withheld from discussion. In presenting it I have endeavoured to avoid personal predilections or bias of any kind, and would only ask for the same fairness in any criticism to which my views may be submitted.

Isaacs Roberts.
Starfield, Crowborough Hill, Sussex.

December, 1899.

Issacs Roberts also described in Volume II the deterioration of Negatives and the discoloration of gelatine films (fading star images and nebulosity):

DETERIORATION OF THE NEGATIVES

If a reason had to be given in addition to the obvious advantage of this method of publication by printing the photographs with permanent ink it would be afforded by the fact that the records obtained by photography are peculiarly liable to be lost by accidental breakage of the glass negatives. Besides this there is the certainty that after the lapse of a limited number of years the gelatine films will become discoloured; the images will fade, and the faint stars and the faint nebulosities will entirely disappear from view.

I have had within my own experience proofs that the faint stars fade from the films, and will give the following examples: On the 10th February, 1886, a photograph was taken of the region of the sky with the co-ordinates R.A. 9h. 40m. Dec. North $72^{\circ} 0$ at the centre of the plate; exposure 15 m.; area of the plate four square degrees.

Shortly after the photograph was taken I counted 403 star-images on the negative; and on 29th May, 1895, I again counted the stars on the same negative, and found only 272. Therefore, stars to the number of 131 had entirely disappeared from the film in the course of nine and a-quarter years.

Another photograph of identically the same region was taken with an exposure of fifteen minutes on the 22nd March, 1886, and soon after that date I counted 364 stars upon the negative. In May, 1895, I again counted the stars, and found only 234. Therefore, 130 star-images had disappeared from the film in the interval of nine and one-fifth years. These are only two of several instances I could adduce to prove that faint star-images fade from the negatives.

It follows from this evidence that the following photographs, which are printed in permanent form with printer's ink, though they fail to show all the faint stars and faint nebulosities that are visible on the original negatives, yet the objects are depicted to the degree of faintness that would be represented by stars of about the 17th magnitude; and it will be conceded that this is a great advance upon the records made from eye observations and drawings by hand-work, which were the only methods of astronomical recording till recent years, when the photographic method was introduced.

After the lapse of a few years, when other photographs of regions of the sky which are coincident with those here charted have been taken, the work of correlating may be profitably undertaken, for there will be ample material available, in a reliable form, for the astronomical measurers, computers, and deducers of laws. We in these days can only desire that we might live to see the results of their labours.

EFFECTS OF ATMOSPHERIC GLARE AND OF DIFFRACTION UPON THE FILMS OF PHOTOGRAPHIC PLATES.

Very sensitive gelatine films, such as are used in photography, when exposed during several hours to the sky in taking stellar photographs, become more or less darkened during development. The darkening is chiefly due to atmospheric glare caused by star-light; and the nebulous circles seen round the bright stars are caused by the glare and by diffraction effects produced by the objectives, or mirrors, of the instruments employed in photographing.

I have made some experiments to enable us to judge to what extent the glare and diffraction affect the finished photographs, a summary of which experiments may be given here. They were made by exposing simultaneously plates in the 20-inch reflector, the 5-inch lens camera, and to the sky in a blackened box, measuring 7-inches square by 12-inches in height, with the open end exposed to the zenith, the exposures respectively being made during precisely equal intervals of time. The plates were selected so as to be equal in sensitiveness, and the development was performed in a similar manner in each coincident trial.

The plates exposed in the box were 6-inches square, and equal areas on each of them were (1) left uncovered; (2) covered with black paper; (3) covered with different thicknesses of polished plate glass.

The plates when developed showed the comparative effects of the unobstructed full sky glare as well as the effects of the application of complete and partial covering with plates of glass or with densitometer figured scales.

The following are some of the results obtained : The plates referred to as measuring 6-inches square and exposed in the box to the sky at the zenith showed, after development, those parts which were covered with black paper as if they were clear glass no photographic effect being perceptible whilst the parts covered with polished plate glass of the respective thickness of 11.26, 2.52, and 45 millimetres, showed gradations in the darkening of the films proportional to the absorption by the glass and reflections from the surfaces. The parts which were exposed uncovered showed the films to be darkened by the sky glare to the density of the images of stars of about the 16th magnitude on plates exposed during the same time for two and a-half hours in the 20-inch reflector. Similar results were obtained by exposing plates during two and a-quarter hours in the 20-inch reflector, and simultaneously to the sky under a figured sensitometer scale.

These experiments point to a source of spurious nebulosity, and also to the probable limit of the applicability of the photographic method in the delineation of faint stars and faint nebulosity. So far as I am able at present to judge, under the atmospheric conditions prevalent in this country, the limit of the photographic method of delineation will be reached at stellar, or nebular, light of the feebleness of about 18th magnitude stars. The reason for this inference is that the general illumination of the atmosphere by star-light concentrated upon the film by the instrument will mask the light of objects that are fainter than about 18th magnitude stars.

Of course, the inferences here stated cannot be considered as the final solution of the problem, for photographs will have to be taken by various instruments under clear atmospheric conditions and the results checked by eye observations, aided by the most powerful telescopes, before finally can properly be pronounced.

ARRANGEMENT OF THE PLATES.

The plates are arranged in classes or groups so as to indicate apparent physical relationship between them, and the Right Ascensions are, as far as practicable, given in the order of time within each group.

The edge next to the printed heading on each plate is the south, and the lower edge the north; the right is the following, and the left the preceding edge.

The scales of the photographs, which are given in the letterpress, are such that by eye alignments of the stars, without the application of measuring instruments, changes which have taken place in their positions or in the structures of the nebulosities, if these changes should not be less than about five seconds of arc in extent, could be detected by comparing corresponding dual plates in this simple manner. The examination and comparison of stars, both as regards their positions and magnitudes, could thus be made in a single day though they should number several thousands on the dual photographs.

Besides this alignment method, measurements by scale and compasses, or by a réseau on glass or other transparent substance, or by a rectangular L-shaped metal rule divided into millimetres on both limbs, or by the superposition of the plates upon each other, are obvious methods available for detecting changes in the position angles and magnitudes of the stars shown on the photographs.

INSTRUMENTS

The instruments employed were the silver-on-glass reflector of 20-inches aperture and 98-inches focus; and a specially-made triplet portrait-lens of 5-inches aperture and 19.22 inches focus, by Messrs. Cooke & Sons.

DURATION OF THE EFFECTIVE EXPOSURES GIVEN TO PHOTOGRAPHIC PLATES

It is a general opinion that the longer the time a sensitive film is exposed, in a photographic instrument, under clear atmospheric conditions, the greater will be the number of stars and the extent of nebulosity imprinted upon the film. But so far as my experience enables me to judge, after twelve years' use of the 20-inch reflector, and more than two years' use of an excellent and specially-made

portrait lens combination of 5-inches aperture and 19-inches focus, the limit of photographic effect is reached sometime within ten to twelve hours on clear nights, and with very sensitive films, in the 20-inch reflector. With the 5-inch lens very much longer exposures may be given before the darkening of the films, by atmospheric glare and diffraction effects, reach the same degree of density as in the reflector.

The photographic effect produced by the 5-inch lens with an exposure of two or three hours and upwards is about two stellar magnitudes less than that given by the reflector in the same time and with films of equal sensitiveness. It would, therefore, appear that, given sufficient time, the atmospheric glare would, in both instruments, mask or extinguish the light of faint stars and faint nebulosity, which is provisionally assumed to be equal to that of 18th magnitude stars.



Figure 3- M31 (20-inch $f/4.9$) 90 min (October 17, 1895), M 33 (20-inch $f/4.9$) 135 min (November 14, 1895).

NEBULA M. 42 ORIONIS.



NEBULA M. 1 TAURI.



Figure 4- M 42 (20-inch $f/4.9$) 90 min (January 15, 1896), M 1 (500 mm $f/4.9$) 60 min (January 25, 1895).

NEBULE NEAR γ CASSIOPEAE.



NEBULE IN THE PLEIADES.



Figure 5- Gamma Cassiopeiae (20-inch $f/4.9$) 90 min (October 25, 1895), M 45 (20-inch $f/4.9$) 610 min (December, 22, 23 & 25, 1897).

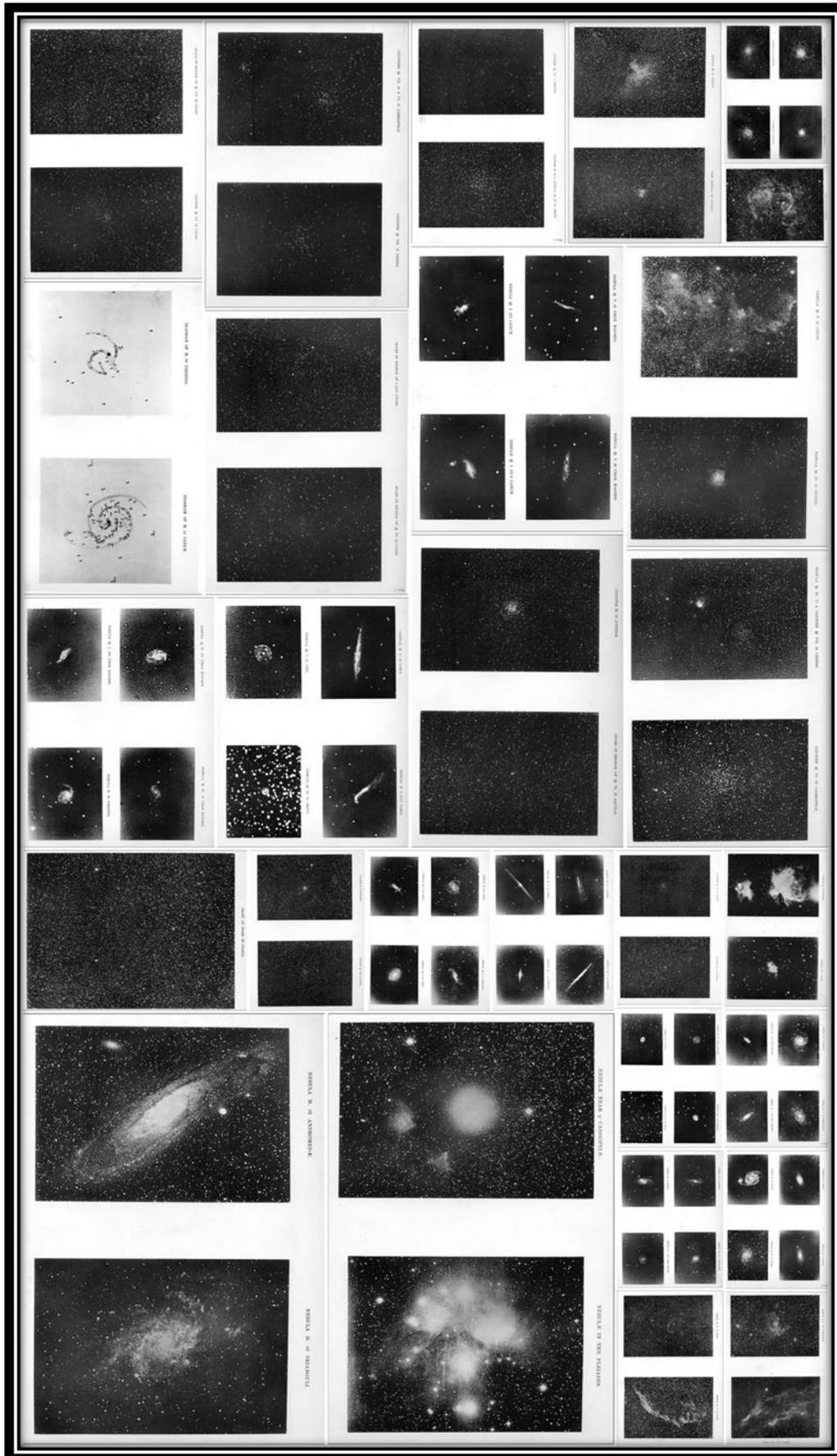


Figure 6- *Photographs of Stars, Star Clusters and Nebulae, Volume II – Plates*

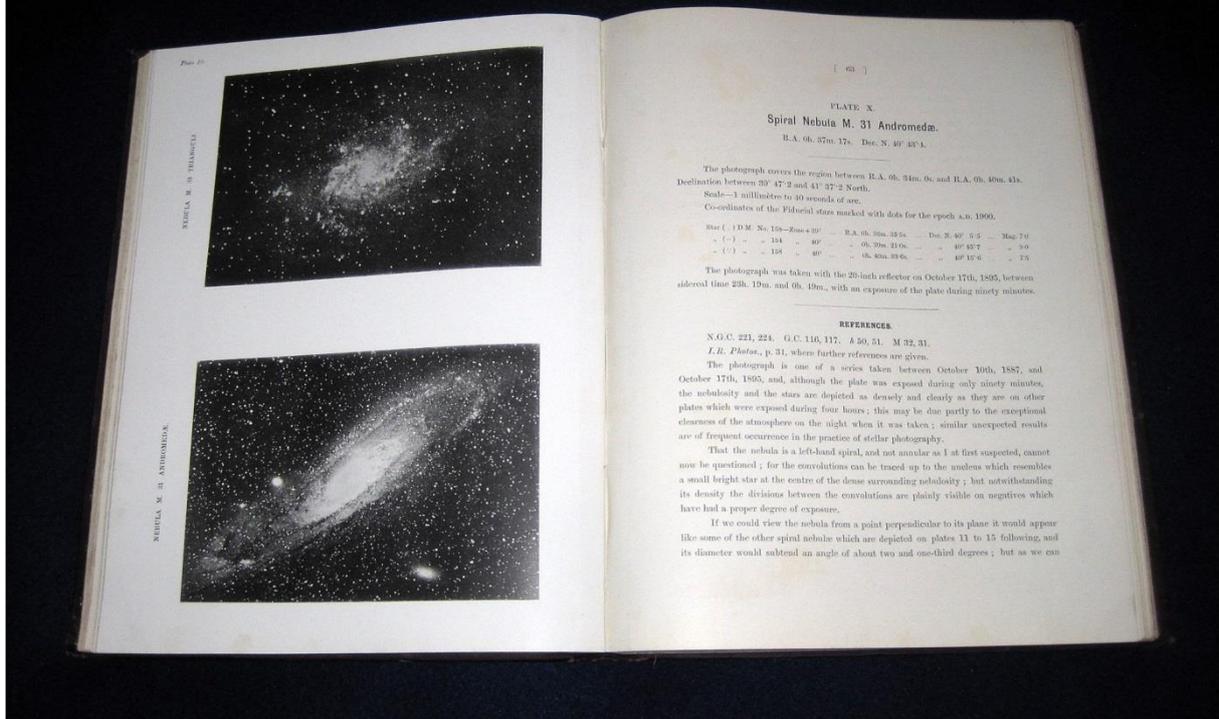
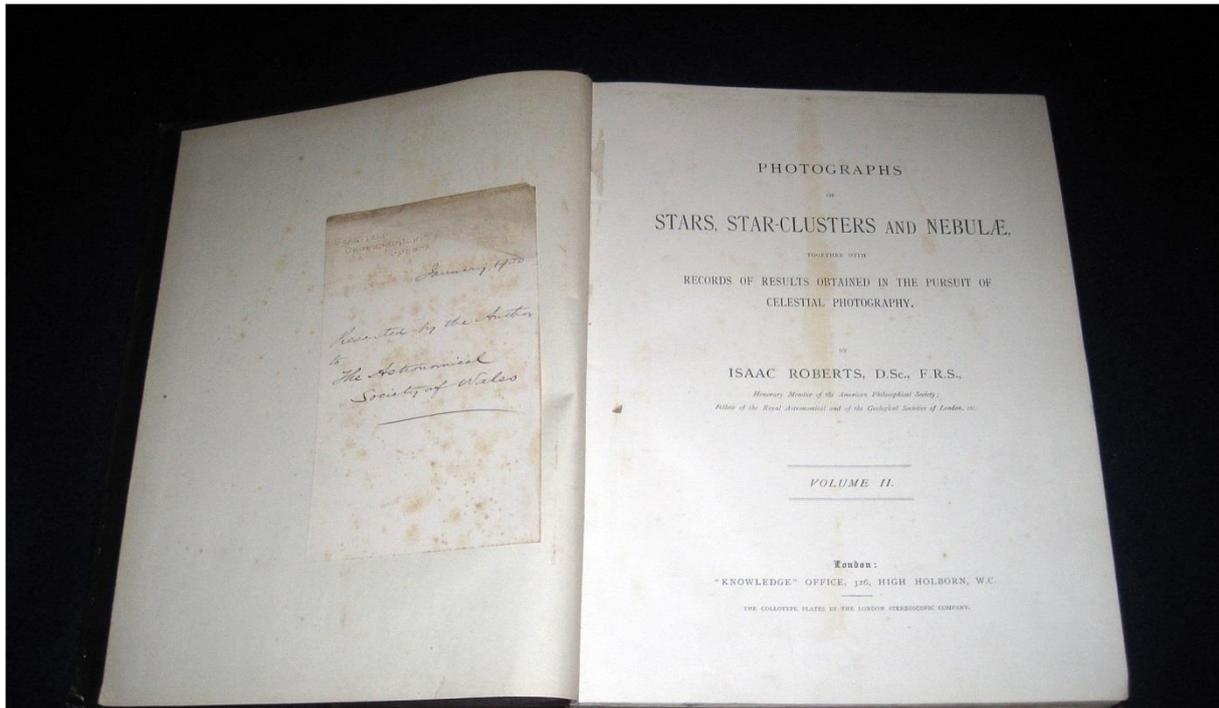


Figure 6- Roberts, I. (1899). *Photographs of Stars, Star-Clusters and Nebulae*. Volume II. "Knowledge office, High Holborn, W.C.: 178 pp. Author's personal copy.